

- Bild- und Tabellenunterschriften verbessern ✓
- Ref im Text

16.05.



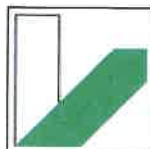
SS2023

PPD

Höchstauflösende Molekülspektroskopie

Manuel Lippert - Paul Schwanitz

Gruppe 1



Informationen

Versuchstag	24.04.2023
Versuchsplatz	B11
Betreuer	Dr. Uwe Gerken

Gruppen Nr.	1
Teilnehmer	Manuel Lippert (Manuel.Lippert@uni-bayreuth.de) Paul Schwanitz (Paul.Schwanitz@uni-bayreuth.de)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Fragen zur Vorbereitung	6
2.1	Rauschquellen	6
2.2	Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen	7
2.3	Berechnung der Signalleistung einer schmalen Absorptionslinie	7
2.4	Wesentliche Bestandteile einer FM-Apparatur	8
2.5	Quecksilberdampfampe als Alternative Lichtquelle	8
2.6	Phasenmodulation des Laserlichtes	8
2.7	Fabry-Perot-Etalon	8
2.8	Photostrom-Signal cw-Lasers mit mehreren longitudinalen Moden	9
2.9	Doppler-Verbreiterung und Linienbreite	9
2.10	Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Brechungsindex	11
2.11	Signal vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz ω_m	12
2.12	Herleitungen	13
2.13	Physikalische Eigenschaft der Hyperfeinstruktur von Jod und Brom	13
3	Messprotokoll	15
3.1	Vorarbeiten	15
3.2	Freier Spektralbereich	15
3.3	Finesse	17
3.4	Modulationsindex	18
3.5	Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur	20
3.5.1	Optische Dichte OD	20
3.5.2	Bestimmung der spektrale Breite	20
3.5.3	Schwebung	21
3.5.4	Spektrumanalysator	21
3.5.5	Konversionsverluste des Mischers	22
3.6	Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie	23
4	Auswertung und Diskussion	25
4.1	Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers	25
4.1.1	Vergleich der Spektrumanalysatorwerte	25
4.1.2	Konversionsverluste	26
4.1.3	Effektive Quantenausbeute	28
4.1.4	Minimale optische Dichte	29
4.2	Absorption und Dispersion einer Jodlinie	30

Inhaltsverzeichnis

5 Fazit	32
Literaturverzeichnis	33

1 Einleitung

Optische Absorptionsmessungen zählen zu den Standardverfahren, die in vielen Bereichen der Physik, aber auch der Chemie und Biologie zur Charakterisierung von Substanzgemischen sowie zur Untersuchung physikalischer Eigenschaften von Atomen, Molekülen und Festkörpern eingesetzt werden.

In herkömmlichen Absorptionsexperimenten misst der Photodetektor bei Wellenlängen außerhalb der Absorptionslinien eine bestimmte Lichtstärke, die im Bereich der Linien abnimmt. Ein solches Messverfahren bezeichnet man als "nicht hintergrundfrei", weil die Absorptionslinien als Einbrüche in einem Signalhintergrund erscheinen. Die Empfindlichkeit, d. h. der kleinste nachweisbare OD-Wert, wird hierbei durch die Schwankungen des Hintergrundsignales begrenzt, zu denen neben dem fundamentalen Quantenrauschen — insbesondere bei Verwendung eines Lasers — verschiedene "technische" Rauschquellen beitragen können. Absorptionslinien, die schwächer sind als ca. 10 bis 3 in Einheiten der optischen Dichte, lassen sich damit nur schwer nachweisen.

Um schwächere Absorptionssignale messen zu können, benötigt man ein Messverfahren ohne Einflüsse des Hintergrundes, das nur innerhalb einer Absorptionslinie ein Signal liefert. Eine solche Methode ist die optische Frequenzmodulationsspektroskopie (optische FM-Spektroskopie).⁵

2 Fragen zur Vorbereitung

2.1 Rauschquellen

Quantenrauschen Aufgrund der Quantisierung des Lichtes (in Photonen) ist es aus statistischen Gründen unmöglich, dass die Intensität der Lichtes absolut konstant ist. Es gilt folgender Zusammenhang für das mittlere Quadrat des Rauschstromes:

$$i_Q^2 = 2ei_{Ph}\Delta\nu = \frac{2e^2\beta_D}{hc}\lambda P\Delta\nu \quad (2.1)$$

wobei

- e : Elementarladung
- i_{Ph} : Photonenstrom des Detektors
- $\Delta\nu$: Detektionsbandbreite
- β_D : Quantenausbeute (Nachweiswahrscheinlichkeit) des Detektors
- λ : Wellenlänge
- P : Lichtleistung
- h : Planksches Wirkungsquantum
- c : Lichtgeschwindigkeit

Es ist deutlich zu sehen, dass das Quantenrauschen mit der Quantenausbeute, der Wellenlänge, der Lichtleistung und der Detektionsbandbreite ansteigt.

Thermisches Rauschen der Photodiode Dieses Rauschen entsteht durch die thermische Bewegung der Elektronen in der Photodiode. Die thermische Rauschleistung ergibt sich folgendermaßen:

$$P_T = 4k_B T \Delta\nu \quad (2.2)$$

wobei k_B der Boltzmannfaktor, T die absolute Temperatur ist und $\Delta\nu$ die Detektionsbandbreite. Somit ist auch klar ersichtlich, dass dieses Rauschen mit der Temperatur und Detektionsbandbreite zunimmt.

Technisches Laserrauschen Dieses Rauschen tritt Aufgrund der Technischen eigenheiten des Lasers auf. Beispielsweise kann dieses Rauschen durch Schwingungen der Laserspiegel zueinander oder Instabilitäten in der Gasentladung, bei Gaslasern, verursacht werden. Eine Besonderheit dieses Rauschens ist es, dass es nicht weiß ist, sondern es vor allem bei niedrigen Frequenzen auftritt. Oberhalb einiger MHz ist es dann vernachlässigbar.

$$W \neq \text{dBm}$$

2.2 Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen

2.2 Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen

Im Folgenden soll die Leistung (in dBm) des thermischen Rauschens und des Quantenrauschens für folgenden Fall berechnet werden:

$P = 0,1 \text{ mW}$, $T = 293 \text{ K}$, $R_D = 50 \Omega$, $\beta_D = 0,3$ und $\Delta\nu = 10 \text{ kHz}$. Aufgrund der Impedanz erscheint der gemessene hochfrequente Strom um den Faktor 2 kleiner. *so nicht!*

Für die Leistungsschwankung, welche durch Quantenrauschen verursacht wird, gilt:

$$\Delta P_Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\beta_D h c}{\lambda} P \Delta\nu} \quad P = i^2 R \approx -146 \text{ dBm} \quad (2.3)$$

$$\Delta P_Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2 \cdot 0,3 \cdot h c}{632,8 \cdot 10^{-9}}} \cdot 0,1 \text{ mW} \cdot 10 \text{ kHz} = 2,17 \cdot 10^{-10} \text{ W} = -67 \text{ dBm} \quad (2.4)$$

Für das thermische Rauschen gilt:

$$P_T = 2 \cdot k_B \cdot 293 \text{ K} \cdot 10 \text{ kHz} = 8,1 \cdot 10^{-17} \text{ W} = -127 \text{ dBm} \quad (2.5)$$

Es ist zu erkennen, dass das Thermische Rauschen gegenüber dem Quantenrauschen zu vernachlässigen ist. Somit reicht es die Verstärkung auf das Quantenrauschen anzuwenden, um den Rauschpegel zu erhalten: *$P_{th} > P_Q$!*

$$P_{Q, \text{Total}} = -67 \text{ dBm} + 55 \text{ dB} = -12 \text{ dBm} \quad (2.6)$$

2.3 Berechnung der Signalleistung einer schmalen Absorptionslinie

Für das gemessene Signal mit einem Messgerät mit 50Ω Impedanz gilt:

$$i_{S, \text{Mess}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} \text{OD} \right)^2 \quad (2.7)$$

Für die Leistung gilt:

$$P_{S, \text{Mess}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\beta_D}{2} P M \frac{\ln 10}{2} \text{OD} \quad P = i^2 R = -82 \text{ dBm} \quad (2.8)$$

$$P_{S, \text{Mess}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{0,3}{2} \cdot 0,1 \text{ mW} \cdot 0,4 \cdot \frac{\ln 10}{2} \cdot 0,1 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ W} = -33 \text{ dBm} \quad (2.9)$$

Unter Berücksichtigung der Verstärkung gilt:

$$P_{S, \text{Total}} = -33 \text{ dBm} + 55 \text{ dB} = 22 \text{ dBm} \quad (2.10)$$

Somit ergibt sich ein Signal-Rausch-Abstand von 34 dB.

2.4 Wesentliche Bestandteile einer FM-Apparatur

Schiebung auf APO

Zu den wesentlichen Bestandteilen gehört ein monochromatischer Dauerstrichlaser welcher nur in einer Mode schwingt. Danach folgt ein elektrooptischer Modulator, der mit einem Hochfrequenzgenerator angesteuert wird, um die Phase des Laserstrahls zu modulieren. Somit entstehen zwei Seitenbänder, welchen die aber noch nicht durch einen Detektor messen lassen, da sie um 180° phasenverschoben sind und sich somit auslöschen. Wird nun aber eine Probe mit schmalen Absorptionsband in den Strahl vor den Detektor gestellt, und wird ein Seitenband durch das Absorptionsband der Probe abgeschwächt, so liefert der Detektor ein Wechselstromsignal. Das Detektorsignal wird unter Verwendung eines HF-Mischers phasensensitiv gleichgerichtet.

2.5 Quecksilberdampfampe als Alternative Lichtquelle

Eine Quecksilberdampfampe eignet sich nicht als Alternative für einen Laser. Wie bereits erwähnt wurde ist für FMS ein monochromatischer Laser, welcher nur in einer Mode schwingt, erforderlich. Diese Anforderungen erfüllt die Quecksilberdampfampe nicht, was zu beträchtlichen Störungen der Messung führt.

man könnte Filter benutzen, geht i. A. aber auch nicht. Warum?

2.6 Phasenmodulation des Laserlichtes

Das Laserlicht wird in einem elektrooptischen Modulator Phasenmoduliert. In diesem befinden sich zwei hintereinander angeordnete LiTaO_3 -Kristalle. Diese verändern ihren Brechungsindex, für Licht einer bestimmten Polarisation, bei angelegtem E-Feld. Mittels Hochfrequenzgenerator wird der Kristall nun angesteuert um die Phase des Laserstrahls zu modulieren.

2.7 Fabry-Perot-Etalon

besser formulieren

Diese Apparatur dient als Filter für Licht einer ganz bestimmten Wellenlänge. Sie besteht aus zwei teilreflektierenden Spiegeln die als optischer Resonator wirken. Somit kann nur Licht transmittieren welches der Resonanzbedingung genügt. Die Transmissionsmaxima nach dem Interferometer haben einen Abstand von $\Delta\lambda$, was als freier Spektralbereich bezeichnet wird, und einer Finesse von $F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$, wobei $\delta\lambda$ die Halbwertsbreite ist. Die Finesse ist also ein Maß für die Feinheit der Intensitätsmaxima.

→ zusätzliche Schwebungen u.g. mehrere Lasermoden!

2.8 Photostrom-Signal cw-Lasers mit mehreren longitudinalen Moden

2.8 Photostrom-Signal cw-Lasers mit mehreren longitudinalen Moden

Für Fundamentalmoden kann sich in einem Resonator mit ebenen Spiegeln für folgende Bedingung eine stehende Welle ausbilden:

$$d = q \cdot \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \nu = q \cdot \frac{c}{2d}, \quad (2.11)$$

wobei ν die zulässige Frequenz der q -ten Mode. Daraus folgt der Frequenzabstand:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d}, \quad (2.12)$$

was auch freier Spektralbereich des Resonators genannt wird. Bei diesen Resonanzfrequenzen (Transveralmode unterdrückt) kommt es dann zu Verlusten durch Reflexion, Streuung und Beugung. Dadurch können nur Frequenzen anschwngen, die über dem Schwellwert und im Verstärkerprofil des aktiven Mediums liegen, wobei die Laseremission dann aus all diesen Frequenzen ν besteht. Die Gesamtbreite der Laseremission hängt dabei von der Gesamtbreite des Laserprofils oberhalb des Schwellwerts [Abb. 2.1].³

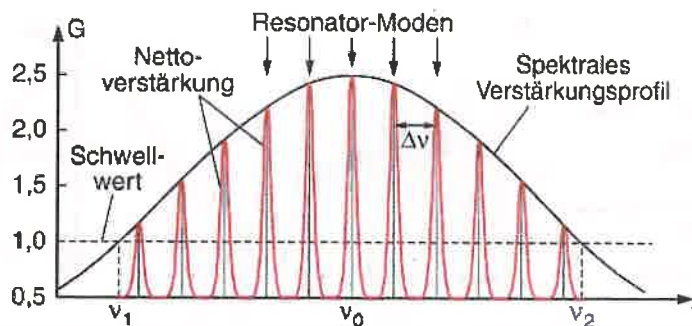


Abbildung 2.1: Nettoverstärkung G innerhalb des dopplerverbreiterten Verstärkungsprofils des aktiven Mediums. Die senkrechten schwarzen Linien innerhalb der Resonanzmaxima des Resonators geben die Oszillationsfrequenzen eines Mehrmodenlasers an, bei dem die Transversalmoden unterdrückt wurden³

2.9 Doppler-Verbreiterung und Linienbreite

Bewegt sich ein angeregtes Atom mit der Geschwindigkeit v , wird die Mittenfrequenz ω_0 des vom Atom in Richtung des Wellenvektors k emittierten Lichtes für den ruhenden Beobachter aufgrund des Dopplereffekts verschoben [Abb. 2.2a]. Weiterhin fällt eine ebene Welle mit dem Wellenvektor k und der Frequenz ω auf ein Atom, welches sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, erscheint die Frequenz ω im System des bewegten Atoms

2 Fragen zur Vorbereitung

dopplerverschoben [Abb. 2.2b]. Damit ergibt sich für beide Fälle für die Emission (e) und Absorption (a) folgender Zusammenhang:

$$\omega_{e,a} = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.13)$$

das dadurch entstehende Dopplerprofil [Abb. 2.2c] ist dabei gaußverteilt (symmetrisch um ω_0) mit der Dopplerbreite:

$$\delta\omega_D = \frac{2\omega_0 v_w}{c} \sqrt{\ln 2} \quad (2.14)$$

wobei v_w die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im thermischen Gleichgewicht ist (aus Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung). Setzt man nun $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$ in Gleichung 2.14 ein, erhält man:

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \quad (2.15)$$

In Gleichung 2.15 lässt sich schnell erkennen, dass die Dopplerbreite $\delta\omega$ mit zunehmender Temperatur T zunimmt und mit steigender Masse m abnimmt.³

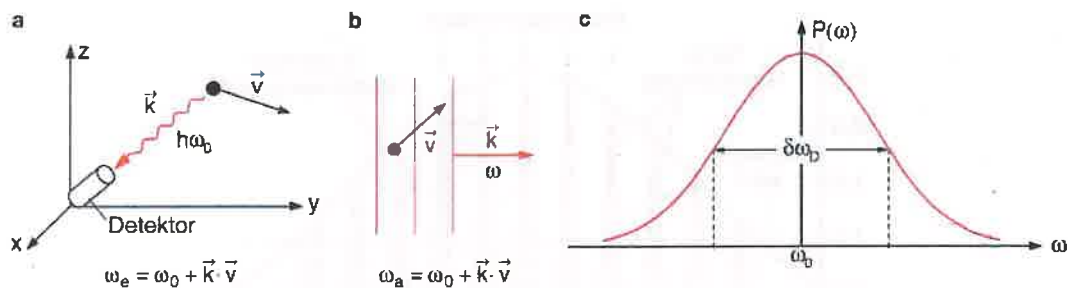


Abbildung 2.2: Zum Dopplereffekt: **a** Verschiebung der Emissionsfrequenz ω_e , **b** Verschiebung der Absorptionsfrequenz ω_a , **c** Dopplerprofil einer Spektrallinie³

Des Weiteren kann die Dopplerbreite durch Stöße verbreitert werden, man spricht hierbei auch von Stoßverbreiterung. Dabei nähern sich zwei Atome mit unterschiedlichen Energieniveaus sich gegenseitig an und durch die Wechselwirkung wird so die Dopplerbreite vergrößert.³

- **Homogene Linienbreite** Homogene Linienbreite tritt auf, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption von Licht mit Übergang $E_i \rightarrow E_k$ für alle Atome/Moleküle gleich groß ist. Die *natürliche Linienbreite* ist ein Beispiel dafür.²
- **Inhomogene Linienbreite** Hängt die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption des Lichts von der Geschwindigkeit des Atoms/Moleküls ab und damit für alle Atome/Moleküle **nicht** gleich groß. Dies entspricht der *inhomogenen Linienbreite* und die *Doppler-Verbreiterung* ist ein Beispiel dafür.²

besser
formulieren

2.10 Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Brechungsindex

Der Absorptionskoeffizient α ist proportional zum Imaginärteil des Brechungsindex κ . Dieser Zusammenhang kann mit einer erzwungen elektromagnetischen Schwingung der Form:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + Dx = q E_0 e^{i\omega t} \quad (2.16)$$

mit Masse m , Ladung q , Reibungskonstante b und Rückstellmoment D erklärt werden. Durch Lösen der Gleichung 2.16 mit dem Ansatz $x = x_0 e^{i\omega t}$ und Einsetzen der Lösung in die Gleichung der Polarisation $P = Nqx = \epsilon_0(\epsilon - 1)E$ erhält man mit dem Brechungsindex n von nichtferromagnetischen Materialien ($n = \sqrt{\epsilon}$) erhält man:

$$n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (2.17)$$

wobei $\gamma = b/m$ und $\omega_0^2 = D/m$ ist. Der Brechungsindex kann dann in den komplexen Brechungsindex $n(\omega)$ umgeschrieben werden:

$$n = n' + i\kappa; \quad n', \kappa \in \mathbb{R}. \quad (2.18)$$

Im nächsten Schritt wird eine elektromagnetische Welle der Form:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - Kz)} \text{ mit } K = 2\pi/\lambda, \quad (2.19)$$

welche durch das Medium mit dem Brechungsindex n in z -Richtung mit der Wellenzahl K läuft. Im Vakuum ist dabei $K = K_0$ und in der Materie $K_M = nK_0 = n'K_0 - i\kappa K_0$. Setzt man K_M für K in Gleichung 2.19 ein, erhält man:

$$E = E_0 e^{-K_0 \kappa z} e^{i(\omega t - n' K_0 z)} = E_0 e^{-2\pi \kappa z / \lambda} e^{iK_0 (c_0 t - n' z)}. \quad (2.20)$$

Laut Beerschen Absorptionsgesetz ist der Absorptionskoeffizient α für den Intensitätsverlauf gegeben durch:

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.21)$$

Da Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist, wird Gleichung 2.20 quadriert und die Exponenten mit denen der Gleichung 2.21 verglichen. Der Vergleich ergibt dann:

$$\boxed{\alpha = 4\pi\kappa/\lambda = 2K\kappa}, \quad (2.22)$$

was die zuvor angesprochenen Zusammenhang ergibt.²

2.11 Signal vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz

ω_m

Wenn phasenmoduliertes Licht auf einen Photodetektor fällt, erzeugt jede der Seitenbanden mit der Trägerlinie eine Schwebung der Frequenz ω_m . Die beiden Schwebungen haben gleiche Amplituden und sind um π phasenverschoben und löschen sich aus. Der Photodetektor liefert nur ein Gleichstromsignal, aber kein Signal bei der Modulationsfrequenz ω_m .

Wenn auf dem Weg zwischen Modulator und Detektor eine Probe mit einer schmalen Absorptionslinie im Strahlengang steht, kann z. B. die positive Seitenbande durch die Absorptionslinie abgeschwächt werden und die negative nicht. Überwiegt die negative Schwebung gegen über der positiven, registriert der Detektor ein Wechselstromsignal der Kreisfrequenz ω_m . Insgesamt registriert der Photodetektor im Grenzfall schwacher Absorptionslinien also folgendes Lichtsignal:

$$I(t) = I_0 e^{-2\delta_0} [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) M \cos(\omega_m t) + (\phi_{-1} + \phi_1 - 2\phi_0) M \sin(\omega_m t)] \quad (2.23)$$

= Abschwächung [1 + Absorption + Dispersion] ,

wobei δ_n sind die Amplituden-Absorptionskoeffizienten der Probe für die Seitenbande und die Trägerlinie und ϕ_n die Phasenverschiebungen, die die drei Linien beim Durchgang durch die Probe erfahren. Ohne Probe arbeitet die Methode hintergrundfrei. Gleichung (2.23) beschreibt dann Skizze in Abbildung 2.3.⁵

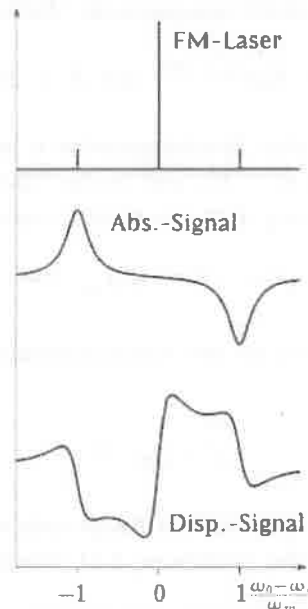


Abbildung 2.3: Signal im Photodetektor mit Probe im Strahlengang bei schwacher Absorptionslinien⁵

2.12 Herleitungen

In diesem Kapitel sollen Formel (3.6) und (3.7) aus dem Skript zu diesen Versuch hergeleitet werden. Da das Skript selbst nicht direkt auf den Ursprung der Formeln eingeht, wird diese Herleitung nur kurz mit der Literatur 1 hergeleitet und dem Skript abgearbeitet.

Aus Literatur 1 wird entnommen, dass folgende Relation gilt:

$$\delta_n = \alpha_n \frac{L}{2} . \quad (2.24)$$

Aus dem Skript entnehmen wir von die Gleichungen (1.1) und (1.2) und setzen sie gleich, was folgende Beziehung ergibt:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha L} = 10^{-OD} \Leftrightarrow \alpha = \frac{\ln 10}{L} OD .^5 \quad (2.25)$$

Setzt man nun nur noch Gleichung 2.25 in Gleichung 2.24 erhält man die gewünschte Beziehung:

$$\delta_n = \frac{\ln 10}{2} OD . \quad (2.26)$$

Weiterhin wird aus der Literatur 1 entnommen:

$$\phi_n = \eta_n L \left(\frac{\omega_c + n\omega_m}{c} \right) . \quad (2.27)$$

Zusammen mit der Überlegungen

$$c = \lambda f = \lambda \frac{\omega}{2\pi} \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \text{ mit } \omega = \omega_c + n\omega_m \quad (2.28)$$

muss dann eingesetzt in Gleichung 2.27 gelten:

$$\phi_n = \eta_n L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) , \quad (2.29)$$

was die gesuchte Gleichung (3.7) aus dem Skript ergibt.

2.13 Physikalische Eigenschaft der Hyperfeinstruktur von Jod und Brom

Die Hyperfeinstruktur impliziert die physikalische Eigenschaft, dass die Atomkerne ein magnetisches Moment besitzen. Dabei wird das magnetische Moment in der Quantenmechanik in der Form:

$$|\mathbf{I}| = \hbar \sqrt{I \cdot (I + 1)} \quad (2.30)$$

beschrieben.⁴ Die Aufspaltung der Hyperfeinstruktur liefern dann zwei Beiträge:

2 Fragen zur Vorbereitung

- Wechselwirkung des Kernmomentes mit dem Magnetfeld, das von Elektronen am Kernort erzeugt wird (Zeeman-Effekt des Kernmomentes mit dem atomaren Magnetfeld)³
- Wechselwirkung des elektronischen magnetischen Moment mit dem vom Kernmoment erzeugten Magnetfeld³

3 Messprotokoll

3.1 Vorarbeiten

Der Versuchsaufbau wurde schon für die Versuchsteilnehmer komplett aufgebaut. Nur der Chopper musste so eingestellt werden, dass der Strahlengang nicht durch die Jod-Probe läuft. Der Versuch wird hier auch nur mit der Jod-Probe durch geführt. Die meisten Messwerte werden vom Oszilloskop ausgemessen, wobei dabei wurde immer ein Fehler von ± 5 mV bei kleinen Bildern und ± 3 mV bei großen Bildern angenommen. Zudem ist anzumerken, dass die Modulationsfrequenz ω_m als fehlerfrei angenommen wird und deshalb keinen Messfehler besitzt.

3.2 Freier Spektralbereich

Zuerst wird der freie Spektralbereich mit dem Oszilloskop gemessen. Dafür wird die ω_m auf dem Oszilloskop so eingestellt, dass von zwei benachbarten Resonanzordnungen die positive und die negative Seitenlinie übereinanderliegen. Dafür wird am HF-Generator (Hochfrequenzgenerator) eine Frequenz so eingestellt, dass sich die positive und negative der zwei benachbarten Seitenbanden überlappen. Damit ergibt sich der freie Spektralbereich aus dem doppelten eingestellten Modulationsfrequenz ω_m .

$$\omega_m = (1008,5 \pm 5) \text{ MHz} \quad (3.1)$$

$$\text{FSR}_{\text{HF}} = 2 \cdot \omega_m \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow \boxed{\text{FSR}_{\text{HF}} = (2017,0 \pm 5) \text{ MHz}} \quad (2,012 \pm 0,005) \text{ GHz} \quad (3.3)$$

Auf den Oszilloskop (OS) wird dann für den freien Spektralbereich eine Frequenz von

$$\boxed{\text{FSR}_{\text{OS}} = (51 \pm 2) \text{ Hz} = (19,7 \pm 0,5) \text{ ms.}} \quad (3.4)$$

Fehler bei Bestimmung des freien Spektralbereichs

Bei der Bestimmung treten Fehler der optischen Art auf, da hier nur mit dem Auge auf dem Display des Oszilloskop abgeschätzt wird, wie die Seitenbanden überlappen. Durch verändern der Modulationsfrequenz wurde ein ungefährender Fehler abgeschätzt.

3 Messprotokoll



Abbildung 3.1: Messung freier Spektralbereich FSR: links Oszilloskop rechts eingestellte Frequenz ω_m

3.3 Finesse

Als nächster Schritt wird die Finesse F bestimmt mit Hilfe von Kapitel 3.2. Dafür die Modulationsfrequenz $\omega_m = 50 \text{ MHz} \cdot 2\pi = 314.2 \text{ MHz}$ eingestellt und von da aus die Halbwertsbreite $\delta\lambda$ und die freie Spektralbereich FSR mit dem Oszilloskop bestimmt. Daraus ergeben sich folgende Werte, wobei der Fehler der Finesse F mit Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet wurde:

$$\delta\lambda = (44 \pm 3) \mu\text{s} \quad \text{FSR}_{\text{OS}} = (7,9 \pm 0.5) \text{ ms} \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow F = \frac{\text{FSR}_{\text{OS}}}{\delta\lambda} = (180 \pm 17) \quad (180 \pm 20) \quad (3.6)$$



Abbildung 3.2: Messung Finesse F :

oben rechts: Messung des freien Spektralbereichs FSR

oben links: Eingestellte Frequenz ω_m

unten rechts: Messung des Peaksmaximum

unten links: Messung der Halbwertsbreite $\delta\lambda$

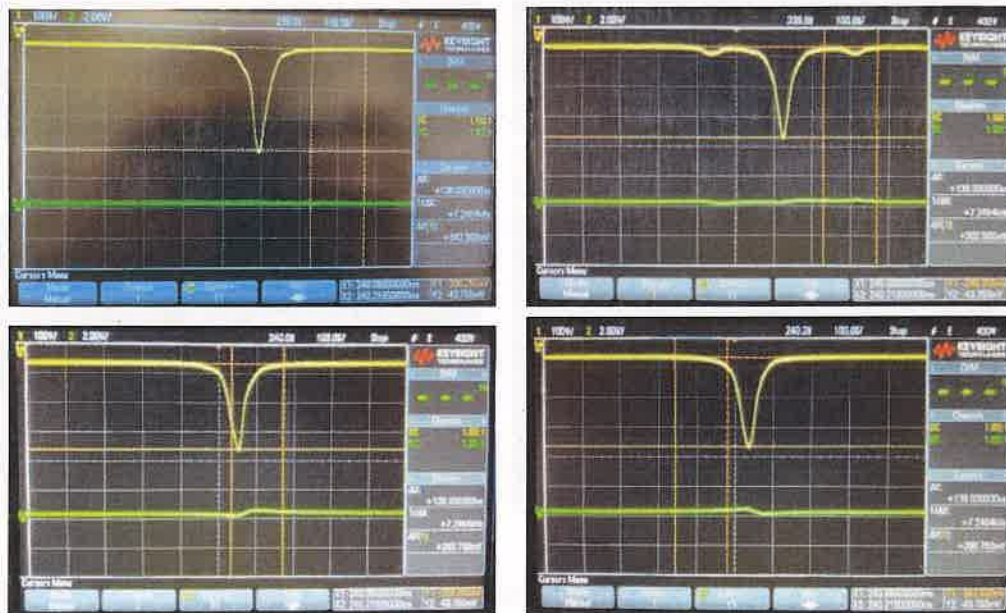
3.4 Modulationsindex

Als nächstes wird der Modulationsindex M bei unterschiedlichen Modulationsfrequenz ω_m Dabei werden folgende Werte in Tab. 3.1 eingestellt und daraus die Höhe aus dem Spektrum mit dem Oszilloskop abgelesen. Beachte, dass $\omega_m = 0$ MHz den ausgeschalteten HF-Generator darstellt. Der Modulationsindex wird gemäß der folgenden Formel berechnet:

$$M = \frac{U(\omega_m)}{U(\omega_m = 0)} \quad (3.7)$$

$$M = 2 \sqrt{\frac{U_{on}}{U_{off}}}$$

ω_m /MHz	U /mV	M
0	346 ± 5	—
50	303 ± 5	$0,88 \pm 0,02$
200	294 ± 5	$0,86 \pm 0,02$
400	299 ± 5	$0,87 \pm 0,02$
600	293 ± 5	$0,85 \pm 0,02$
800	309 ± 5	$0,90 \pm 0,02$
1000	313 ± 5	$0,91 \pm 0,02$
1200	309 ± 5	$0,90 \pm 0,02$
1350	314 ± 5	$0,91 \pm 0,02$

Tabelle 3.1: Werte für Modulationsindex M Abbildung 3.3: Messung Modulationsindex M für $\omega_m = 0, 50, 200, 400$ Mhz (von oben nach unten)

3.4 Modulationsindex

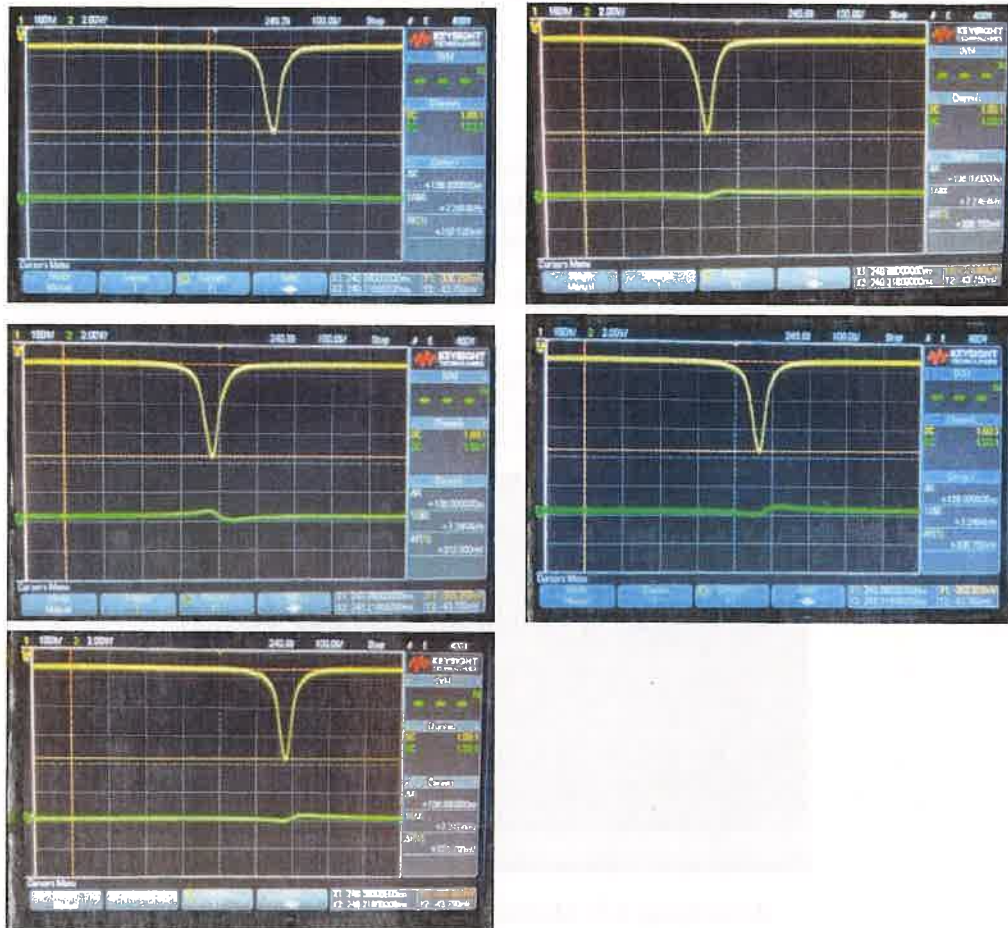


Abbildung 3.4: Messung Modulationsindex M für $\omega_m = 600, 800, 1000, 1200, 1350$ Mhz (von oben nach unten)

3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

3.5.1 Optische Dichte OD

In diesem Abschnitt berechnen wir die optische Dichte OD des Etalons. Hierfür wurden die Photodiode 3 angeschlossen, welche das Reflexionssignal des Etalons misst. Dabei ergeben sich folgende Werte mit Fehler aus Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$U_0 = (110 \pm 5) \text{ mV}, \quad U = (89 \pm 5) \text{ mV} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow \boxed{\text{OD} = \log_{10} \left(\frac{U_0}{U} \right) = 0,09 \pm 0,07} \quad (3.9)$$

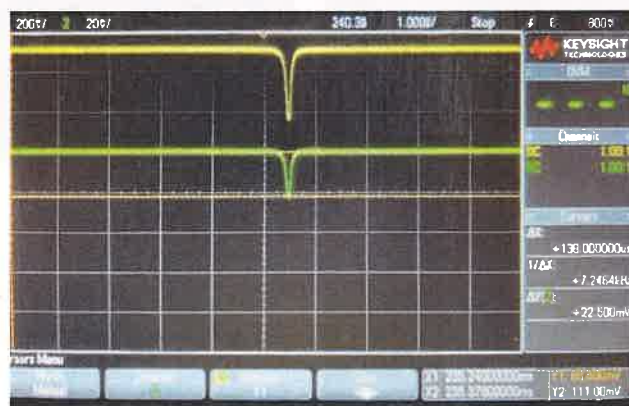


Abbildung 3.5: Messung optische Dichte OD

3.5.2 Bestimmung der spektrale Breite

Das Signal wird verrauscht aufgrund der fehlenden phasensensitiven Detektion des Lock-In Verstärkers. Um die spektrale Breite $\Delta\Omega$ zu bestimmen wird ein Signal aus Ref Paper (S3 Tabelle) mit den Wert $\Delta R = 5,0$ reproduziert, dazu wird erst ein Signal für $\Delta R > 5,0$ und dann das Signal ungefähr bis zum Signal $\Delta R = 5,0$ verstellt. Aus Ref (Paper) ist bekannt:

$$\Delta R = \frac{2\omega_m}{\Delta\Omega} \Leftrightarrow \Delta\Omega = \frac{2\omega_m}{\Delta R} \quad (3.10)$$

Gemessen wurde die Modulationsfrequenz $\omega_m = 27,3 \text{ MHz}$ was dann folgende spektrale Breite ergibt:

$$\Rightarrow \boxed{\Delta\Omega = 10,9 \text{ MHz}} \quad (3.11)$$

Bilder gespeichert in Datei: `scope_1`, `scope_2`

3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

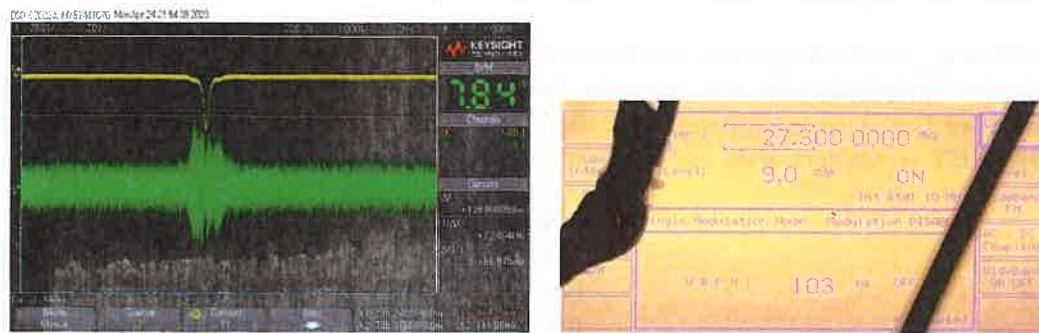


Abbildung 3.6: Messung spektrale Breite $\Delta\Omega$: links Oszilloskop rechts eingestellte Frequenz ω_m

3.5.3 Schwebung

Die angesprochene Schwebung konnte von den Versuchsteilnehmer nicht beobachtet werden.

3.5.4 Spektrumanalysator

Als nächstes wird das Ausgangssignal mit dem Spektrumanalysator dafür wählen wir eine Bandbreite von 10 kHz und einen Videofilter von 100 Hz untersucht. Dabei lesen wir die Werte der Signalthöhe P_S und die Höhe des Rauschpegels P_R von Spektrumanalysator mit dem Cursor ab, was in Tab. 3.2 dokumentiert wurde.

ω_m/MHz	P_S^*/dBm	P_R^*/dBm
50	-30 ± 3	-80 ± 3
200	-30 ± 3	-80 ± 3
400	-23 ± 3	-80 ± 3
600	-20 ± 3	-77 ± 3
800	-21 ± 3	-77 ± 3
1000	-20 ± 3	-77 ± 3
1200	-19 ± 3	-77 ± 3
1350	-18 ± 3	-77 ± 3

Tabelle 3.2: Werte von der Messung am Spektrumanalysator

Wenn man das Signal des Lasers abblockt verändert sich hierbei der Rauschpegel **nicht**.

3 Messprotokoll

3.5.5 Konversionsverluste des Mischers

In diesem Abschnitt messen wir die Konversionsverluste des Mischers. Hierfür stellen wir eine Modulationsfrequenz ω_m nahe der Werte aus Kapitel 3.5.4 liegen und lesen den Wert der Basislinie zu Spitze U vom Oszilloskop ab. Dabei wird der **SWEEP** und der **OFFSET** so variiert, dass nur noch ein vollständiger Peak zu sehen ist [Abb. 3.7].

ω_m/MHz	U/mV
54,5	208 ± 5
188,5	293 ± 5
409,2	421 ± 5
629,1	511 ± 5
824,1	452 ± 5
989,0	533 ± 5
1235,1	635 ± 5
1344,5	572 ± 5

Tabelle 3.3: Werte von der Messung der Konversionsverluste

Bild gespeichert in Datei: *scope_3*

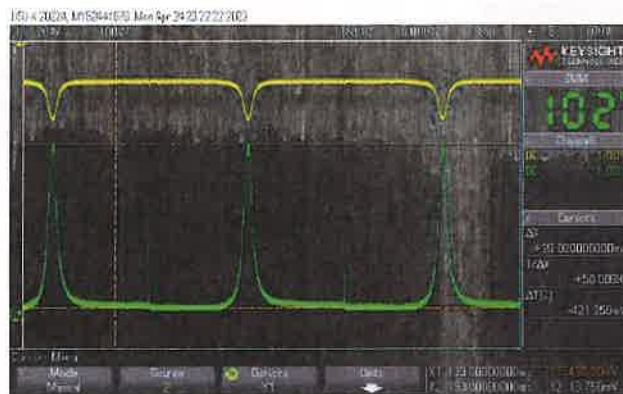


Abbildung 3.7: Beispielmessung für die optische Dichte OD?

3.6 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie

Für die Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie wird zuerst das Signal des Etalons von Spitze zu Spitze am Oszilloskop gemessen. Die Modulationsfrequenz ω_m wird wie in Kapitel 3.5.5 gewählt. Die aufgenommenen Werte sind in Tab. 3.4 gegeben.

ω_m/MHz	U/mV	ω_m/MHz	U/mV	ω_m/MHz	U/mV
32,3	$357,50 \pm 5$	463,1	$927,50 \pm 5$	905,6	$1345,00 \pm 5$
54,5	$425,00 \pm 5$	491,7	$980,00 \pm 5$	931,5	$1200,00 \pm 5$
81,1	$480,00 \pm 5$	519,4	$955,00 \pm 5$	960,3	$1004,00 \pm 5$
106,3	$495,00 \pm 5$	546,0	$1020,00 \pm 5$	989,0	$1130,00 \pm 5$
132,6	$501,25 \pm 5$	573,6	$905,00 \pm 5$	1015,7	$1067,50 \pm 5$
161,4	$540,00 \pm 5$	600,9	$917,50 \pm 5$	1044,4	$1052,50 \pm 5$
188,5	$598,75 \pm 5$	629,4	$955,00 \pm 5$	1071,4	$1145,00 \pm 5$
215,4	$655,00 \pm 5$	656,0	$1087,50 \pm 5$	1098,8	$1140,00 \pm 5$
242,2	$678,75 \pm 5$	683,1	$867,50 \pm 5$	1125,4	$1110,00 \pm 5$
270,1	$725,00 \pm 5$	711,6	$837,50 \pm 5$	1153,6	$955,00 \pm 5$
297,7	$760,00 \pm 5$	740,7	$842,50 \pm 5$	1182,4	$1090,00 \pm 5$
326,0	$795,00 \pm 5$	768,6	$1010,00 \pm 5$	1209,0	$1170,00 \pm 5$
352,6	$817,50 \pm 5$	794,6	$985,00 \pm 5$	1235,0	$1242,50 \pm 5$
380,3	$772,50 \pm 5$	824,1	$872,50 \pm 5$	1261,3	$1002,50 \pm 5$
409,2	$805,00 \pm 5$	851,8	$1010,00 \pm 5$	1289,8	$785,00 \pm 5$
436,5	$892,50 \pm 5$	879,0	$1170,00 \pm 5$	1319,5	$967,50 \pm 5$
				1344,4	$1092,50 \pm 5$

Tabelle 3.4: Werte von der Messung am Spektrumanalysator

Da weiter Messung nicht eingestellt werden konnte, wurden den Versuchsteilnehmer die Messdaten der Gruppe 3 aus dem Jahr 2020 übergeben, um die Auswertung zu bewerkstelligen. Dennoch werden drei Werte per Hand gemessen, was in Tab. 3.5 dargestellt wurde. Dafür wird von Basis (Index B) zu Spitze (Index P) für die Referenz (Potenz Ref) und die Probe (Potenz Probe) gemessen.

ω_m/MHz	$U_B^{\text{Ref}}/\text{mV}$	$U_P^{\text{Ref}}/\text{mV}$	$U_B^{\text{Probe}}/\text{mV}$	$U_P^{\text{Probe}}/\text{mV}$	Datei
79,7	3 ± 3	131 ± 3	3 ± 3	133 ± 3	scope_6, scope_7
491,9	1 ± 3	269 ± 3	-149 ± 3	121 ± 3	scope_4, scope_5
989,1	-18 ± 3	265 ± 3	-338 ± 3	-18 ± 3	scope_8, scope_9

Tabelle 3.5: Werte von der Messung Absorption

3 Messprotokoll

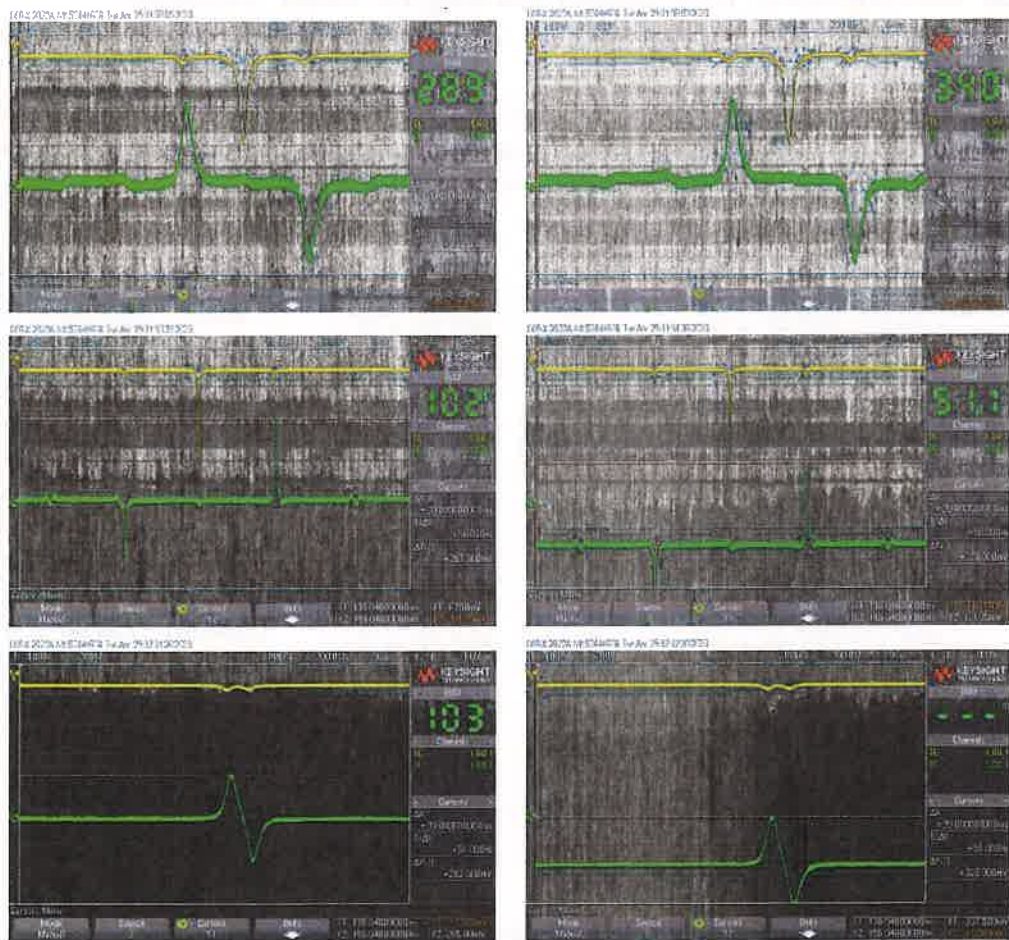


Abbildung 3.8: Messung der Absorption rechts Referenz links Probe für $\omega_m = 79,7; 491,9; 989,1$ Mhz (von oben nach unten)

4 Auswertung und Diskussion

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

4.1.1 Vergleich der Spektrumanalysatorwerte

Zuerst wird die Theorie mit der Praxis verglichen. Dafür werden die Werte dem Spektrumanalysator mit den gemessenen Werten aus Kapitel 3.5.5 [Tab. 3.2] zu den theoretischen Werten aus Kapitel 2.3 in Kontrast gesetzt. Dafür wird für $P_{S,Theo}^* = -22 \text{ dBm}$ und für $P_{R,Theo}^* = -77 \text{ dBm}$ ($P_{R,Theo}^* = P_{S,Theo}^* - 55 \text{ dB}$), wobei die 55 dB die Leistungsverstärkung des HF-Verstärkers ist. In Abbildung 4.1 lässt sich erkennen, im Bereich der gemessenen Werte liegen nur vereinzelt bei niedrigen Frequenzen für die Modulationsfrequenz ω_m leicht niedrigere Werte, was aber gut mit dem Ablesefehler der Werte vom Spektrumanalysator zusammenhängen kann.

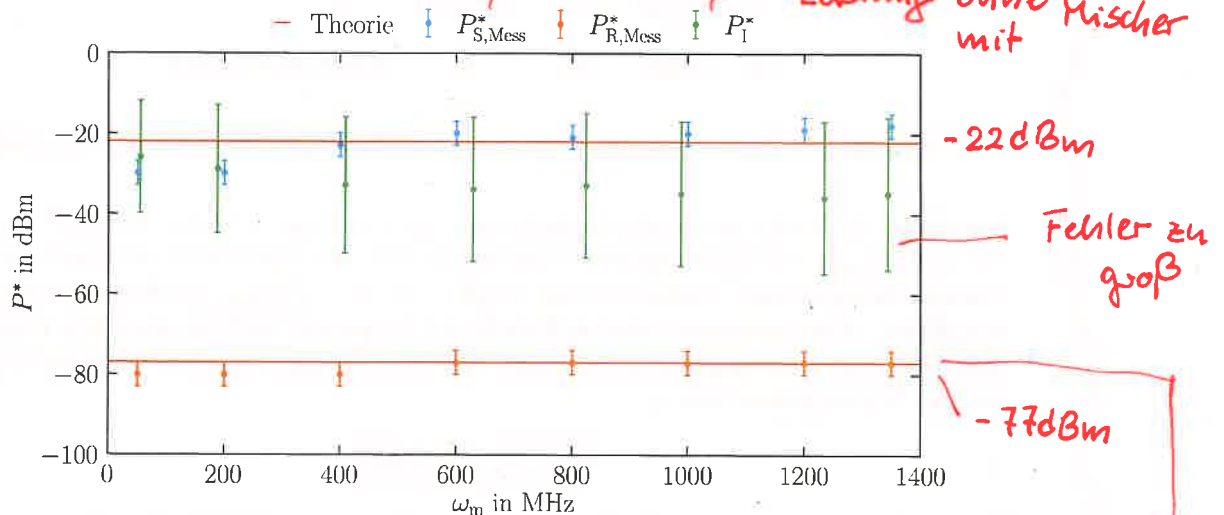


Abbildung 4.1: Vergleich zwischen Theorie und Praxis für gemessene Werte am Spektrumanalysator mit $P_{R,Theo}^* = -77 \text{ dBm}$ und $P_{S,Theo}^* = -22 \text{ dBm}$, sowie Vergleich zwischen $P_{S,Mess}^*$ und P_I^*

theor. Werte:

$$P_{th} = -127 \text{ dBm} : -127 \text{ dBm} + 55 \text{ dBm} + 6 \text{ dBm} = -66 \text{ dBm} \quad 25$$

$$= -72 \text{ dBm}$$

$$P_s = -82 \text{ dBm}$$

$$-82 \text{ dBm} + 55 \text{ dBm} + 6 \text{ dBm} = -21 \text{ dBm}$$

$$= -27 \text{ dBm}$$

4.1.2 Konversionsverluste

Nun werden die Werte des Spektrumanalysators, welches die Werte nach HF-Verstärker am R-Eingang des Mischer gemessen hat, mit den Werten nach dem NF-Verstärkers zu vergleichen. Dafür werden die Werte in Tabelle 3.3 durch den Faktor 31,5 geteilt (aus Skript entnommen) um die Spannung U_I vor den NF-Verstärkers zu erhalten. Danach wird angenommen, dass der Mischer ohne Konversionsverluste arbeitet, d.h. Eingang L und R haben keine Phasendifferenz, womit der Spannung am Ausgang I gleich der Spannung am Ausgang R ist, also $U_R = U_I$. Diese Spannung wird dann durch die Formel:

$$P_I^* = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{U_I^2}{2R} \cdot 1000 \right); [P^*] = 1 \text{ dBm} \quad (4.1)$$

in den gesuchten HF-Leistungswerte umgerechnet. Beachte hierbei, dass der Widerstand $R = 50 \Omega$ ist und der Faktor 1000 im Logarithmus die Umrechnung von 1 W auf 1 mW notwendig ist, um als Einheit für P^* 1 dBm zu erhalten. Der Vergleich zwischen P_I^* und $P_{S, \text{Mcss}}^*$ wurde grafisch in Abb. 4.1 dargestellt. Eine skizzenhafte Darstellung des Schaltplans zur Übersicht ist in Abbildung 4.2 gegeben.

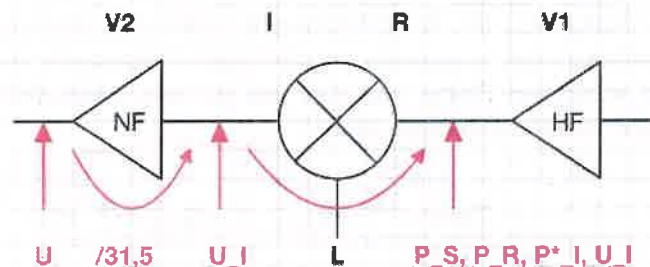


Abbildung 4.2: Skizze von der Anordnung der elektronischen Bauteile und Größen

Um dann die konkreten Konversionsverluste zu ermitteln wird der Abstand zwischen P_I^* und $P_{S, \text{Mcss}}^*$ HF-Leistungswerte berechnet und der Mittelwert gebildet sowie die Standardabweichung. Dafür wird die Größe $v = |P_I^* - P_{S, \text{Mcss}}^*|$ als Konversionsverlust eingeführt. Alles zusammen wird in Tabelle 4.1 dargestellt und die jeweiligen Fehler mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. Die Berechnungen ergeben folgendes Ergebnis für den Konversionsverlust v :

$$v = (11 \pm 6) \text{ dBm} \quad (4.2)$$

Dies bedeutet, dass beim Mischen des Eingangssignals im Vergleich zum gemessenen Leistungspegel $P_{S, \text{Mcss}}^*$ ein Verlust von ungefähr die Hälfte des gemessenen Leistungspegels $P_{S, \text{Mcss}}^*$ auftritt. Weiterhin ist in Tabelle 4.1 zu erkennen, dass die mit steigender Modulationsfrequenz ω_m der Konversionsverlust v zunimmt.

+6dB nicht vergessen!

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

Leistung steigt aber
dBm Werte
fallen??

ω_m/MHz	U/mV	U_I/mV	P_I/mW	P_I^*/dBm	v/dBm
54,5	208 ± 5	$6,6 \pm 0,2$	436 ± 26	-26 ± 14	4
188,5	293 ± 5	$9,3 \pm 0,2$	865 ± 37	-29 ± 16	1
409,2	421 ± 5	$13,4 \pm 0,2$	1796 ± 54	-33 ± 17	10
629,1	511 ± 5	$16,2 \pm 0,2$	2624 ± 65	-34 ± 18	14
824,1	452 ± 5	$14,3 \pm 0,2$	2045 ± 57	-33 ± 18	12
989,0	533 ± 5	$16,9 \pm 0,2$	2856 ± 68	-35 ± 18	15
1235,1	635 ± 5	$20,2 \pm 0,2$	4080 ± 81	-36 ± 19	17
1344,5	572 ± 5	$18,2 \pm 0,2$	3312 ± 73	-35 ± 19	17

Tabelle 4.1: Berechnete Werte für Konversionsverluste

Welche Werte sind
hier gezeigt?

bitte nachrechnen!

Bsp:

$$U_i = 6,6 \text{ mV (bei 54,5 MHz)}$$

$$\rightarrow P = \frac{(6,6 \text{ mV})^2}{2 \cdot 50 \Omega} = 4,356 \cdot 10^{-7} \text{ W} \leadsto -33,6 \text{ dBm}$$

4 Auswertung und Diskussion

4.1.3 Effektive Quantenausbeute

Im nächsten Abschnitt wird die Quantenausbeute β_D berechnet. Dafür wird Gleichung (2.8) aus Kapitel 3.5 verwendet, welche hier nur nochmal aufgeführt und auf die Quantenausbeute β_D umgestellt wird:

$$P_{S, \text{Mess}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\beta_D}{2} P M \frac{\ln 10}{2} \text{OD} \quad (4.3)$$

$$\Leftrightarrow \beta_D = \frac{4\sqrt{2}}{\ln 10} \cdot \frac{P_{S, \text{Mess}}}{P \cdot M} \cdot \frac{1}{\text{OD}} \quad (4.4)$$

Als HF-Leistungswerte $P_{S, \text{Mess}}^*$ werden die gemessene Werte aus Kapitel 3.5.4 verwendet. Die optische Dichte OD ist in Kapitel 3.5.1 als $\text{OD} = 0,09 \pm 0,07$ gegeben. Weiterhin ist der Modulationsindex M zu jeder Modulationsfrequenz ω_m in Kapitel 3.4 zu finden. Die Lichtleistung P der Photodiode ist im Skript gegeben mit 0,135 mW. Zuerst müssen die Leistungswerte $P_{S, \text{Mess}}^*$ in mW umgerechnet werden, dafür wird der Verstärkungsfaktor von 55 dB auf $P_{S, \text{Mess}}^*$ addiert und dann mit der Formel:

$$P^* = 10 \log_{10}(P) \Leftrightarrow P = 10^{P^*/10} \quad (4.5)$$

umgerechnet.⁵ Dabei ist P^* der Leistungspegel in dBm und P der Leistungspegel in mW. Tabelle 4.2 fasst nochmal alle Werte an einer Stelle zusammen, sowie die errechneten Werte für die Quantenausbeute β_D . Messfehler wurden mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. In Tabelle 4.2 lässt sich bei niedrigen Modulationsfrequenzen eine hohe Quantenausbeute β_D erkennen, aber auch einen sehr großen Messfehler aufgrund der deutlich höheren Leistungswerte. Zudem muss einem klar sein, dass aufgrund der Umrechnung mit Basis 10 schon bei kleinen Ablesefehler große Unterschiede entstehen. Betrachtet man den Mittelwert der Quantenausbeute β_D erhält man als Ergebnis:

$$\boxed{\beta_D = 0,25 \pm 0,20} \quad (4.6)$$

Eine herkömmliche Silizium-Photodiode erreicht heutzutage eine Quantenausbeute von 80 %, wobei schon mit sogenannten schwarzen Silizium eine Quantenausbeute von 130 % gelungen ist.⁶ Dies lässt darauf schließen, dass die gemessenen Werte noch in der Erwartung der Realität liegen.

ω_m/MHz	$P_{S, \text{Mess}}^*/\text{dBm}$	$P_{S, \text{Mess}}/\text{mW}$	M	β_D
50	-30 ± 3	$0,00316 \pm 0,00063$	$0,88 \pm 0,02$	$0,73 \pm 0,59$
200	-30 ± 3	$0,00316 \pm 0,00063$	$0,86 \pm 0,02$	$0,74 \pm 0,59$
400	-23 ± 3	$0,00063 \pm 0,00013$	$0,87 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,12$
600	-20 ± 3	$0,00032 \pm 0,00006$	$0,85 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,06$
800	-21 ± 3	$0,00040 \pm 0,00008$	$0,90 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,07$
1000	-20 ± 3	$0,00032 \pm 0,00006$	$0,91 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,06$
1200	-19 ± 3	$0,00025 \pm 0,00005$	$0,90 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,05$
1350	-18 ± 3	$0,00020 \pm 0,00004$	$0,91 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,03$

Tabelle 4.2: Berechnete Werte für Quantenausbeute

es wurden die falschen Werte für den Modulationsindex verwendet

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

4.1.4 Minimale optische Dichte

Um die minimale optische Dichte OD_{\min} der Messapertur zu erhalten wird die gemessenen Leistungswerte für das thermische Rauschen $P_{R,Mess}$ in die Gleichung (2.8) eingesetzt. Dann wird das Verhältnis aus den gemessenen Leistungswerte des Photostromsignals $P_{S,Mess}$ gebildet. Dies ergibt dann das Ergebnis:

$$\frac{P_{S,Mess}}{P_{R,Mess}} = \frac{OD}{OD_{\min}} \Leftrightarrow OD_{\min} = \sqrt{\frac{P_{R,Mess}}{P_{S,Mess}}} \cdot OD \quad (4.7) \quad \text{Herleitung?!} \quad P_S = P_{th}$$

wobei OD die gemessene optische Dichte mit $0,09 \pm 0,07$ aus Kapitel 3.5.1 ist. Die Leistungswerte werden in mW umgerechnet, dafür wird Gleichung (4.5) in Gleichung (4.7) eingesetzt folgt daraus:

$$OD_{\min} = 10^{(P_{R,Mess}^* - P_{S,Mess}^*)/10} \cdot OD = 10^{\Delta P^*/10} \cdot OD \quad (4.8)$$

Die Fehler wieder mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt und ergibt sich folgende Werte in Tabelle 4.3. Damit folgt durch Mittelwertbildung für die minimale optische Dichte:

$$OD_{\min} = (0.35 \pm 0.43) \cdot 10^{-6} \quad (4.9)$$

ω_m/MHz	$P_{S,Mess}^*/\text{dBm}$	$P_{R,Mess}^*/\text{mW}$	$\Delta P^*/\text{dBm}$	$OD_{\min} \cdot 10^{-6}$
50	-30 ± 3	-80 ± 3	-50 ± 4	0.90 ± 1.08
200	-30 ± 3	-80 ± 3	-50 ± 4	0.90 ± 1.08
400	-23 ± 3	-80 ± 3	-57 ± 4	0.18 ± 0.22
600	-20 ± 3	-77 ± 3	-57 ± 4	0.18 ± 0.22
800	-21 ± 3	-77 ± 3	-56 ± 4	0.23 ± 0.27
1000	-20 ± 3	-77 ± 3	-57 ± 4	0.18 ± 0.22
1200	-19 ± 3	-77 ± 3	-58 ± 4	0.14 ± 0.17
1350	-18 ± 3	-77 ± 3	-59 ± 4	0.11 ± 0.14

Tabelle 4.3: Berechnete Werte für minimale optische Dichte

Zeitkonstanten berücksichtigen!

1s ... 10kHz

* oder aus: C.C. Bjorklund, Appl. Phys B 32 (1983)

4.2 Absorption und Dispersion einer Jodlinie

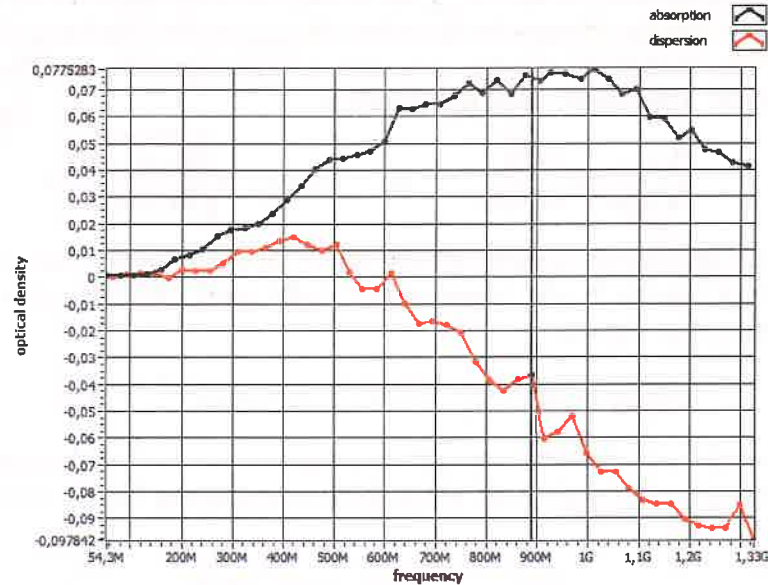


Abbildung 4.3: Iodlinie (Ersatzmessung, Gruppe 3, 2020)

Zur Nachprüfung des Berechneten Absorptionssignals wurden bei drei Frequenzen manuell eine Messung mit und ohne Probe durchgeführt. ΔU ist die Differenz der Spannung von Basis zur Spitze, jeweils durch die Probe und ohne die selbige. Aus diesen Werten wird dann die optische Dichte berechnet.

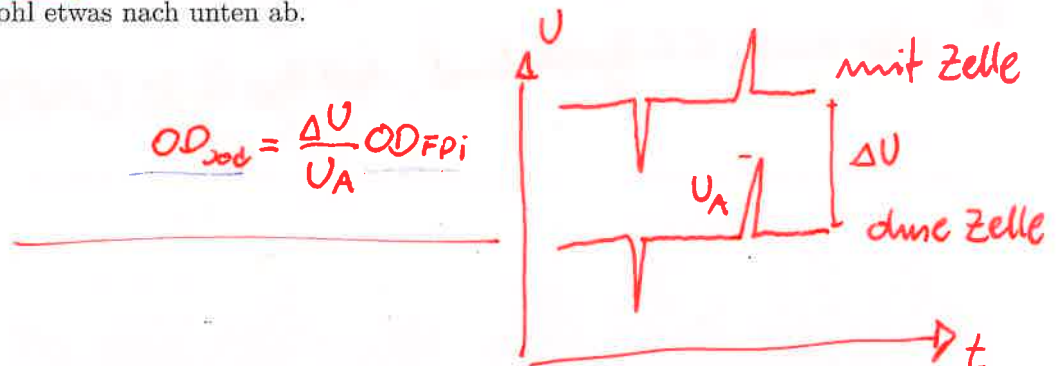
ω_m/MHz	$\Delta U_{Ref} / \text{mV}$	$\Delta U_{Probe} / \text{mV}$	OD/2,22	OD
79,7	128 ± 4	130 ± 4	$0,00 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,04$
491,9	268 ± 4	270 ± 4	$0,003 \pm 0,009$	$0,007 \pm 0,02$
989,1	283 ± 4	320 ± 4	$0,053 \pm 0,008$	$0,12 \pm 0,02$

Tabelle 4.4: Ergebnisse für manuelle Messung der optischen Dichte.

Betrachtet man die Werte aus der obigen Tabelle, für die optische Dichte, so fällt auf, dass diese mit der Frequenz ansteigen. Von 0 bei 79,7 MHz bis ca. 0,05 bei 989,1 MHz. Vergleicht man dies mit der obigen Abbildung der Absorptionslinie für Iod, so stimmen diese im Trend gut überein. Die Letzten zwei Werte weichen jedoch etwas von denen aus der Abbildung ab. Hierzu ist anzumerken, dass die Abbildung von einer Anderen Gruppe aus dem Jahr 2020 verwendet wurde, da der Versuchsaufbau nicht einwandfrei funktioniert hat. In wie weit die Messungen also vergleichbar sind ist unklar.

Hier wurde mit einem Korrekturfaktor von 2,22 gearbeitet, da unsere Rechteckfunktion aber eher Trabatzförmig ist und die Ecken etwas abgerundet sind, weicht der Wert des Faktors wohl etwas nach unten ab.

$$OD_{\text{Jod}} = \frac{\Delta U}{U_A} OD_{\text{FPI}}$$



4.2 Absorption und Dispersion einer Jodlinie

Für die Vakuumwellenlänge der Iodlinie gilt:

$$\lambda = \frac{c_0}{f} = (632,9915 \pm 0,0004) \text{ nm} \quad (4.10)$$

In Luft ($n_{Luft} = 1,0003$) gilt:

$$\lambda_{Luft} = \frac{\lambda}{n_{Luft}} = (632,8017 \pm 0,0004) \text{ nm} \quad (4.11)$$

Aus dem Diagramm konnte Breite der Jodlinie, am halben Maximalwert, von ca. 848 MHz abgelesen werden. Für die Dopplerbreite gilt:

$$\delta f = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \quad (4.12)$$

In unserem Fall gilt: $f_0 \approx 880 \text{ MHz}$, $T \approx 294 \text{ K}$ und $m = 2 \cdot 126,9 u$.

$$\Rightarrow \delta f \approx 678 \text{ MHz} \quad (4.13)$$

Es fällt auf, dass der ermittelte Wert merklich größer ist als der theoretische. Dies liegt daran, dass es eine nicht aufgelöste Hyperfeinstruktur gibt, deren Komponenten ebenfalls eine Dopplerverbreiterung erfahren.

Im folgendem soll aus den Extremwerten der Phasenänderung $\Delta\Phi$ die Brechungsindexänderung $\Delta\eta$ berechnet werden. Folgende Formel wird dafür genutzt:

$$\Delta\eta = \Delta\Phi \frac{\lambda}{2\pi L} \quad (4.14)$$

Es gilt: $\Delta\Phi \approx 0,11$. Daraus folgt:

$$\Delta\eta \approx 2,8 \cdot 10^{-8} \quad (4.15)$$

Betrachtet man den Nulldurchgang des Dispersionssignales so fällt auf, dass er vor dem Peak des Absorptionssignales liegt. Bei gültigen Kramer-Kronig-Relationen würde man erwarten, dass sich diese Punkte übereinander befinden. Dies kann möglicherweise durch eine Leistungsverbreiterung der Linien verursacht worden sein. Diese würde dazu führen, dass die mathematischen Voraussetzungen für die Gültigkeit der Relationen nicht erfüllt wären. Außerdem ist der Verlauf der Absorptionslinie bezüglich des Nulldurchgangs auffallend, bei gültigen Kramers-Kronig-Relationen würde man einen symmetrischen Verlauf erwarten.

5 Fazit

Abschließend lässt sich sagen, dass durch Ausführung des Versuches ein tieferes Verständnis für hochauflösende Molekülspektroskopie gewonnen wurde. Außerdem wurden Erfahrungen im Umgang mit Lock-In-Verstärker und HF Technik gesammelt, welche bis dato selten benutzt worden sind. Auch der Umgang mit der dB bzw. dBm Skala konnte geübt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BJORKLUND, G. C., LEVENSON, M. D., LENTH, W. & ORTIZ, C. 1983 Frequency modulation (fm) spectroscopy: Theory of lineshapes and signal-to-noise analysis, *Appl. Phys. B* 32 (145-152).
- [2] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2011 *Laserspektroskopie 1: Grundlagen*, 6. Auflage. Berlin: Springer.
- [3] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2016 *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, 5. Auflage. Berlin: Springer.
- [4] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2017 *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 5. Auflage. Berlin: Springer.
- [5] KADOR, LOTHAR 2023 Höchstaufösende Molekülspektroskopie. unpublished.
- [6] WÖRNER, NICOLE 2021 Hochempfindliche photodiode aus schwarzem silizium. URL <https://www.elektroniknet.de/optoelektronik/hochempfindliche-photodiode-aus-schwarzem-silizium.182733.html#:~:text=Wie%20die%20PTB%20bestätigt%2C%20erhöht,Spektroskopie%2C%20Bildgebung%20und%20Biotechnologie%20revolutionieren.> – Zugriffsdatum: 2023-04-28.

