

Dieses Dokument wurde von **Christian Buth** erstellt.

Es ist auf meinen Internetseiten unter

<http://www.Christian.Buth.mysite.de>

frei erhältlich.

Sollten Sie Probleme mit der Anzeige haben oder einen

Fehler entdecken, wenden Sie sich bitte an

cbuth@ix.urz.uni-heidelberg.de .

© 2000 Christian Buth. Dieser Text ist nach allen nationalen und internationalen Gesetzen urheberrechtlich geschützt. Das Verändern und anschließende Veröffentlichen unter meinem Namen ist verboten – auch auszugsweise. Das Veröffentlichen und Verbreiten unter einem anderen als meinem Namen ist nicht erlaubt. Das Dokument darf jedoch zu nichtkommerziellen Zwecken verbreitet und kopiert werden, sofern es unverändert bleibt. Kommerzielle Nutzung jeglicher Art – auch auszugsweise – ist nur mit einer schriftlichen Erlaubnis des Autors gestattet.

1 Eichung der Photodiode

1.1 Versuchsaufbau

Dieser erste Versuchsteil benötigt nur den sehr einfachen Aufbau aus Abbildung 1.21 aus [2]. Der Laserstrahl ist direkt auf die **Photodiode** gerichtet. Es handelt sich um eine passive Photodiode, das heißt, dass der Photostrom aus dem **pn-Übergang** über einen parallel geschalteten Widerstand als Spannung direkt abgegriffen wird. Es stehen drei verschiedene Widerstände mit $R = 50\ \Omega$, $1\ \text{k}\Omega$, $10\ \text{k}\Omega$ zur Verfügung.

Für eine Strommodulation des Laserdiodenstromes wird ein **Funktionsgenerator** benutzt um einen Sägezahn zu generieren. Das Signal der Photodiode wird zusammen mit dem generierten Sägezahn auf die Kanäle eins und zwei des bereitgestellten **Speicheroszilloskops** gegeben.

1.2 Meßverfahren

Es soll die $U(I)$ Kennlinie der Photodiode aufgenommen werden. Hierzu wurde ein Sägezahn auf die Stromzufuhr der Laserdiode aufmoduliert. Dadurch ändert sich die Intensität des Laserlichts sowie seine Frequenz. Die Frequenzänderung wird in diesem Versuchsteil jedoch vernachlässigt. Der Photostrom ist proportional zu der Intensität des eingestrahlt Lichts, siehe aber auch 1.4.

1.3 Graphen

Für diesen Versuchsteil wurden die Graphen 1–12 aufgenommen. Die Graphen unterscheiden sich durch die verschiedenen äußeren Parameter I_{LD} und den gewählten Meßwiderstand.

Die Sägezahnfrequenz für die Strommodulation betrug bei Graph 1 $f = 1,266\ \text{Hz}$ und bei den Graphen 2–12 $f = 0,092\ \text{Hz}$.

Die Graphen 1, 2, 5 und 10 wurden mit dem Meßwiderstand $R = 50\ \Omega$ aufgenommen.

Die Graphen 3, 4, 7 und 11 wurden mit dem Meßwiderstand $R = 1\ \text{k}\Omega$ aufgenommen.

Die Graphen 6, 8, 9, 9a und 12 wurden mit dem Meßwiderstand $R = 10\ \text{k}\Omega$ aufgenommen.

In der oberen Hälfte jedes Graphen ist jeweils die angelegte Rampe für die Modulation von I_{LD} angezeigt. Darunter findet sich das Signal der Photodiode. Bei den Graphen 1, 7, 9 und 9a begrenzt die Stromversorgung der Laserdiode eine weitere Stromerhöhung, so dass die Meßkurven so lange horizontal verlaufen, bis die Stromschwelle wieder unterschritten wird.

1.4 Nichtlinearität der Laserdiodenkennlinie

Bei $R = 10\ \text{k}\Omega$ ist die Anzahl im pn-Übergang gebildeter Elektron–Lochpaare nur zur einfallenden Lichtintensität proportional solange diese klein ist. Bei stärkerer Intensität zeigen sich deutliche Nichtlinearitäten: Graphen 6, 8, 9, 9a und 12.

Es tritt der in Abschnitt 1.3 aus [1] erklärte Effekt auf. Zusätzlich ist zu bemerken, dass natürlich auch die aktive Schicht in der Photodiode durch die

Gegenspannung kleiner wird, was dann die Proportionalität aufhebt, da die Gegenspannung die Diffusion der Ladungsträger aus der Verarmungszone der Photodiode heraus behindert. Genauer gesagt rücken die Raumladungen auf beiden Seiten des pn-Übergangs zusammen.

1.5 Bestimmung der absoluten Laserleistung

Um die Laserleistung zu bestimmen ist es notwendig die Photodiodeneichung $\frac{I_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = 0,6 \frac{\text{A}}{\text{W}}$, die das Verhältnis zwischen photoinduziertem Strom und einestrahler Lichtleistung beschreibt, zu kennen. Mit dem OHMSchen Gesetz erhält man

$$P_{\text{LD}} = \frac{1}{0,6} \frac{\text{W}}{\text{A}} \cdot \frac{U_{\text{PD}}}{R_{\text{PD}}} \implies \Delta P_{\text{LD}} = \frac{1}{0,6} \frac{\text{W}}{\text{A}} \cdot \frac{\Delta U_{\text{PD}}}{R_{\text{PD}}}$$

Die maximale Laserleistung wurde nach Graph 7 bestimmt. Aus $U_{\text{PD}} = (396 \pm 4) \text{ mV}$ und $R_{\text{PD}} = 1 \text{ k}\Omega$ folgt

$$P_{\text{max}} = (660 \pm 7) \mu\text{W}.$$

2 Der Resonator

2.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau ist in Abbildung 1.23 in [2] dargestellt. Der Laserstrahl wird über einen Strahlteiler und zwei Spiegel in einen **konfokalen Fabry-Perot Resonator** eingekoppelt an dessen anderem Ende eine Photodiode die transmitierte Intensität misst.

Der Spiegelabstand im Resonator kann über ein **Piezoelement** variiert werden. Zusätzlich kann auch die Laserfrequenz über den Strom moduliert werden.

Der Piezo verändert sein Länge proportional zur angelegten Spannung. Über einen Hochvoltverstärker kann der Sägezahn des Frequenzgenerators dem Piezo aufmoduliert werden.

Für eine Laserfrequenzmodulation wird ein **Voltage Controlled Oscillator (VCO)** eingesetzt, der den Strom der Laserdiode im Radiofrequenzbereich moduliert. Die Frequenzmodulation des Lasers lässt **Seitenbänder** entstehen. Die Frequenz dieser Seitenbänder unterscheidet sich von jener des Trägers um ganzzahlige Vielfache der Modulationsfrequenz. Die Seitenbänder sind stets symmetrisch um die Trägerfrequenz angeordnet und stellen ein ausgezeichnetes Frequenznormal dar.

Das Signal der Photodiode wird wieder auf Kanal eins des Oszilloskops gelegt.

2.2 Messung der Kenngrößen des Fabry-Perot Resonators

Mit Hilfe des Piezos wird ein Frequenzintervall durchfahren, das einen freien Spektralbereich des Resonators überspannte. Parallel dazu wird durch den VCO dem Laserdiodenstrom eine Radiofrequenz aufmoduliert und mittels der Cursorfunktion des Oszilloskops die Abstände der Seitenbänder gleicher Ordnung bei beiden Transmissionslinien gemessen. So erhält man den **freien Spektralbereich**.

Die **Halbwertsbreite** wird durch messen mit den Cursorfunktionen auf halber Höhe der Transmissionslinien ermittelt. Die Radiofrequenz muss dabei selbstverständlich ausgeschaltet sein.

2.3 Instrumentelle Linienbreite

Der in Abschnitt 2.4 aus [1] beschriebene Effekt wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass die Breite der Laserline mit zunehmendem Laserdiodenstrom abnimmt. Die Breite ist bei kleinem Strom größer als die instrumentelle Linienbreite des Resonators. Dies führt dazu, dass man bei kleinem Strom die Laserlinienbreite vermisst und nicht die instrumentelle Linienbreite des Resonators. Dies erklärt den Verlauf der $\delta\nu$ Kurve.

2.4 Fehlerabschätzung

2.4.1 Freier Spektralbereich

Der Fehler der Messungen wurde von uns aus der **Ablesegenauigkeit** am Oszilloskop bestimmt. Bei der Mittelwertbildung für $\overline{\Delta t}$ und $\overline{\Delta \tau}$ wurde die Standardabweichung berechnet.

2.4.2 Finesse

Die **Finesse** eines Resonators ist durch

$$F = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\delta\nu}$$

gegeben. Der Fehler bei der ergibt sich aus

$$\Delta F = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\delta\nu^2} \cdot \Delta\delta\nu,$$

da der größte Beitrag zum Fehler von F durch die Unsicherheit in $\delta\nu$ gegeben ist. Für den Versuch beträgt die Finesse $\delta t = (580 \pm 10) \mu\text{s}$, also

$$F = 24 \pm 1.$$

3 Frequenzmodulation

3.1 Versuchsaufbau

Die Meßanordnung für diesen Versuchsteil ist die gleiche, wie in Abschnitt 2.1.

3.2 Messung der Strom–Frequenz Charakteristik

Der Aufbau wird zuerst benutzt um die **Strom–Frequenz Charakteristik** der Laserdiode zu messen. Dazu wird der Resonator als **Spektralanalysator** verwendet. Seine Länge wird konstant gehalten und der Strom mittels einer Rampe vom Funktionsgenerator durchgeföhren. Die dabei durchlaufenen freien Spektralbereiche werden ausgezählt.

Wir haben bei der Durchführung dieser Aufgabe jedoch die Daten aus Abschnitt 3.3 verwendet. Eine genauere Erläuterung findet sich im Abschnitt 3.1 aus [1].

3.3 Charakterisierung der Frequenzmodulation

3.3.1 Messung der Modulationsindex–Amplitudenrelation

Der durch die Radiofrequenz induzierte Modulationsindex ist der Amplitude der Seitenbänder proportional. Wichtig ist hier, dass bei einer getroffenen Einstellung von I_{LD} und ν_M gearbeitet wird, die *nicht* verändert werden darf.

Die Höhen der Maxima und Minima der Seitenbänder werden dann mittels der Cursor ermittelt.

3.3.2 Vermessung der Seitenbänder

Die Proportionalitätskonstante c wird für die Vermessung der Seitenbänder in Abhängigkeit des Modulationsindex benötigt. Es wird nun nämlich ν_M verändert und für verschiedene Hochfrequenzeinstellungen die Amplitude der Seitenbänder gemessen. $M = cA$ sorgt dann für die Bestimmung von M .

4 Dopplerspektroskopie

4.1 Versuchsaufbau

Die Meßanordnung ist bezüglich des Resonators die gleiche, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben. Der Piezo am Resonator wird jedoch im folgenden nicht mehr verwendet und somit die Länge des Resonators konstant gehalten. Der Aufbau ist in Abbildung 2.2 aus [2] dargestellt.

Zu dem Resonator hinzu kommt die **Cäsiumzelle**. An deren Ende befindet sich eine weitere Photodiode um die Transmissionslinien durch das Cäsiumgas zu vermessen. Die Zelle kann über ein **Peltierelement** gekühlt werden, um die mittlere Geschwindigkeit der Atome des Gases zu reduzieren.

Für die Dopplerspektroskopie wird außer den Transmissionslinien hinter der Cäsiumzelle und der Transmissionslinien hinter dem Fabry-Perot Resonator noch eine weitere Intensitätsmessung benötigt. Ein **Referenzsignal**, dass die transmitierte Intensität durch die Zelle in Relation zur eingestrahlten Intensität setzt. Dies ist erforderlich, da bei einer Strommodulation ebenfalls eine Intensitätsmodulation stattfindet. Um die Intensitätsmodulation aus dem Signal hinter der Zelle herauszurechnen benötigt man diese Referenz. Dieses Signal wird aus dem Hauptstrahl durch hintereinander im Strahl liegende optische Elemente, ein $\frac{\lambda}{2}$ -**Plättchen** und ein **polarisierender Strahlteiler**, erzielt.

Bei einem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen handelt es sich um einen Kristall, welcher eine einlaufende ebene Welle längs einer seiner Kristallachsen um $\frac{\lambda}{2}$ verzögert. Es wird benutzt, um das linear polarisierte Licht zu drehen.

Der polarisierende Strahlteiler arbeitet wie ein gewöhnlicher Strahlteiler jedoch mit dem Unterschied, dass nur Licht einer bestimmten linearen Polarisationsrichtung durchgelassen beziehungsweise geteilt wird.

Die Laserfrequenz kann auch über die Temperatur der Laserdiode variiert werden. Da über eine **Temperaturmodulation** ein deutlich größeres Frequenzintervall überstrichen werden kann als mit einer Strommodulation wird dieser Effekt ausgenutzt, um beide Hyperfeinstrukturlinien des Cäsiumgrundzustandes zu erfassen und ihren Abstand zu ermitteln.

Hernach werden die einzelnen Linien bei einem festen **Temperaturoffset** mit Hilfe eines Stromscans untersucht. Die Intensitätskorrektur erledigt der **Math-Einschub**. Es gibt zwei mögliche Korrekturverfahren. Zum einen die **Division** des Signals hinter der Cäsiumzelle durch die Referenz zum anderen deren **Subtraktion**.

4.2 Korrekturverfahren

Der Fehler bei der Bestimmung der FWHM der Resonanzlinien wurde um eine Größenordnung unterschätzt. So erklärt sich die Abweichung. Die Linien sind nicht sehr spitz, so dass eine kleine Unsicherheit in der Stelle der FWHM Messung einen großen Fehler bewirkt.

4.3 Bestimmung der Temperatur der Cäsiumzelle

Der Pt-100-Widerstand wurde zu $R = 110,3\,\Omega$ gemessen. Mit Abbildung 2.3 aus [2] gibt das für die Temperatur der Cäsiumzelle 27°C .

5 Dopplerfreie Spektroskopie

5.1 Versuchsaufbau

Die Meßanordnung ist fast die gleiche, wie in Abschnitt 4.1. Der Aufbau ist in Abbildung 2.7 aus [2] dargestellt.

Der einzige Unterschied besteht in der Aufnahme des Meßsignals aus der Cäsiumzelle. Die Photodiode hinter der Zelle wurde durch ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen nebst Spiegel ersetzt. Das Signal wird alsdann auf der anderen Seite des polarisierenden Strahlteilers, gegenüber der Photodiode für die Referenz, durch eine Photodiode detektiert.

Das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen dient dazu das Meßsignal von der Referenz zu trennen.

Da **Sättigungsspektroskopie** betrieben werden soll benötigt man einen **Sättigungsstrahl** und einen **Abfragestrahl**. Der in die Cäsiumzelle laufende Laserstrahl dient als Sättigungsstrahl. Jener, der die Zelle nach der Reflexion durchläuft als Abfragestrahl.

5.2 Identifikation der Resonanzlinien

Die gemessenen Resonanzlinien sollen durch Vergleich mit den Literaturwerten in Abbildung 2.1 aus [2] bestimmt werden. Der im folgenden als *erste Linie* bezeichnete Übergang ist

$$6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}.$$

Er bewirkt die in Tabelle 1 dargestellten Resonanzen.

Es sollen nur die Frequenzabstände *relativ* zum Übergang mit dem kleinsten Gesamtdrehimpuls $F' = 3$ im Endzustand betrachtet werden. Symbolisch schreibe ich für diese Frequenzdifferenzen $\sum \Delta\nu$.

Die *zweite Linie* möchte ich den Übergang

$$6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}$$

Resonanz	Typ	$\sum \Delta\nu/\text{MHz}$
1	$6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=2)$	0
2	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=2), 6^2P_{3/2}(F'=3)$	75,65
3	$6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=3)$	151,3
4	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=2), 6^2P_{3/2}(F'=4)$	176,4
5	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=3), 6^2P_{3/2}(F'=4)$	252,1
6	$6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=4)$	352,8

Tabelle 1: Resonanzlinien des Übergangs $6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}$.

nennen. Er verursacht die in Tabelle 2 dargestellten Resonanzen. Wieder sollen nur die Frequenzabstände *relativ* zum Übergang mit dem kleinsten Gesamtdrehimpuls $F'=4$ im Endzustand betrachtet werden.

Resonanz	Typ	$\sum \Delta\nu/\text{MHz}$
1	$6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=3)$	0
2	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=3), 6^2P_{3/2}(F'=4)$	100,8
3	$6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=4)$	201,5
4	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=3), 6^2P_{3/2}(F'=5)$	226,5
5	Crossover: $6^2P_{3/2}(F'=4), 6^2P_{3/2}(F'=5)$	327,2
6	$6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=5)$	452,9

Tabelle 2: Resonanzlinien des Übergangs $6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}$.

6 Frequenzmodulationsspektroskopie

6.1 Versuchsaufbau

Die Meßanordnung ist fast die gleiche, wie in Abschnitt 5.1. Der einziger Unterschied besteht darin, dass dem Laserdiodenstrom zusätzlich noch eine Hochfrequenz aufmoduliert wird, wie in Abbildung 2.13 aus [2] dargestellt.

Es wird auch eine umfangreichere Elektronik benötigt. Das Photodiodensignal der Cäsiumzelle wird mit ω_M gemischt. In einem **Tiefpaß** werden dann die hochfrequenten Anteile des gemischten Signals entfernt.

Die Photodiode, die das Meßsignal aufnimmt muß durch eine **schnelle Photodiode** ersetzt werden, damit die schnellen Oszillationen des Signals korrekt detektiert werden. Bei einer solche Photodiode wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt. Da das Signal bei solchen Dioden sehr schwach ist muß noch ein Verstärker nachgeschaltet werden.

6.2 Analyse der Graphen

Graph 27 und 28 zeigen die Linien 2 beziehungsweise 1 für Frequenzmodulationsspektroskopie im oberen Teil und dopplerfreier Spektroskopie im unteren

Teil. Graph 29 zeigt die zweite Linie mit Frequenznormal. In Graph 30 sind beide Linie zusammen dargestellt.

Zur genauesten Vermessung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Cäsiums, die in diesem Versuch erreichbar ist wird für Linie 1 Graph 31 und für Linie 2 Graph 32 analysiert. Da keine Abstandsmessungen mittels der Cursorfunktionen des Oszilloskops zwischen den Resonanzen gemacht wurde, muss ich dies mittels einem Lineal machen.

Die Identifikation der Linie kann durch die in Abschnitt 5.2 angeführten Tabellen erfolgen. Alternativ ist auch eine Bestimmung durch Vergleich des frequenzmodulierten mit dem dopplerfreien Graphen möglich, wie es in den Graph 27 und 28 gemacht wurde.

6.3 Die zweite Linie

Ich erhalte für die Hyperfeinstruktur der zweiten Linie folgende Werte. Für die Identifikation der Übergänge wurde Tabelle 2 verwandt.

Resonanz	$\Delta s/\text{cm}$	$\Delta\nu/\text{MHz}$	$\sum \Delta\nu/\text{MHz}$
1	0	0	0
2	1,10	124	124
3	0,95	107	231
4, 5	1,05	119	350
6	0,85	96,1	469

Δs bezeichnet den Abstand der Nulldurchgänge zwischen den Resonanzen im Graphen 31. Der Fehler beträgt $\Delta\Delta s = 0,05 \text{ cm}$. Die Länge des freien Spektralbereichs im Graphen ist $l = 8,85 \text{ cm}$. Die Frequenzumrechnung lautet damit

$$\Delta\nu = \frac{\Delta s}{l} \cdot \nu_{\text{FSR}}, \quad (1)$$

mit $\nu_{\text{FSR}} = (1000 \pm 30) \text{ MHz}$. Der Meßfehler beträgt

$$\Delta\Delta\nu = \frac{\Delta\Delta s}{l} \cdot \nu_{\text{FSR}} = 6 \text{ MHz}. \quad (2)$$

6.4 Die erste Linie

Ich erhalte mit Gleichung (1) für die Hyperfeinstruktur der ersten Linie mit Tabelle 1 folgende Werte.

Resonanz	$\Delta s/\text{cm}$	$\Delta\nu/\text{MHz}$	$\sum \Delta\nu/\text{MHz}$
1	0	0	0
2	1,25	106	106
3, 4	1,20	102	208
5	0,95	81	289
6	1,25	106	395

Der Meßfehler beträgt $\Delta\Delta\nu = 4 \text{ MHz}$ nach Gleichung (2).

6.5 Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands des Cäsiums

Anhand von Graph 30 soll die Frequenz der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes des Cäsiums noch genauer vermessen werden. Da keine Cursormessung am Oszilloskop gemacht wurden habe ich mit dem Lineal gemessen. Die Übergänge des Cäsiums der ersten Linie enden bei $F = 2, 3, 4$, die der zweiten Linie bei $F = 3, 4, 5$.

Aus den Graphen 31 und 32 finde ich das F der Linie mit dem stärksten Ausschlag und die relative Lage dieses Ausschlags zum nächsten freien Spektralbereichspeak. Für die erste Linie ist der stärkste Ausschlag für $F = 3$, für die zweite bei $F = 4$. Der Frequenzunterschied zwischen diesen beiden Hyperfeinstrukturniveaus beträgt 201,5 MHz und deshalb in der Größe der Ablesegenauigkeit.

Diese beträgt bei Graph 30 $\Delta\Delta s = 1 \text{ mm}$. $\Delta s = 8,4 \text{ cm}$, $l = 12,1 \text{ cm}$, $n = 13$ sind die anderen Ablesungen aus Graph 30. In die Gleichungen (1) und (2) wird $\frac{l}{n}$ für die Länge l des frei Spektralbereichs im Graphen eingetragen, da die Länge über n Bereiche gemessen wurde um die Genauigkeit der Ablesung zu erhöhen.

Die Frequenz der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands des Cäsiums folgt zu

$$\Delta\nu_{\text{HFS}} = (9,0 \pm 0,2) \text{ GHz}.$$

Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert $\Delta\nu_{\text{HFS}} = 9,192 \text{ GHz}$.

Literatur

- [1] Christian Buth. Laserspektroskopie — auswertung. Handschriftlicher Teil der Auswertung des Versuches F16 (Skript zu F16: <http://www.mpi-hd.mpg.de/ato/homes/weidemueller/fpraktikum.html>) im Fortgeschrittenenpraktikum in Physik der Ruprecht-Karls Universität Heidelberg., 2 2000.
- [2] Martin Zielonkowski Matthias Weidemüller, Anita Wollmann. F16 laserspektroskopie. Internet, <http://www.mpi-hd.mpg.de/ato/homes/weidemueller/fpraktikum.html>, 10 1998. Skript zum Versuch F16 im Fortgeschrittenenpraktikum in Physik der Ruprecht-Karls Universität Heidelberg.

7 Kritische Diskussion

Zu Anfang haben wir uns mit den Basiskomponenten des Versuches beschäftigt. Die **Photodiodenkennlinie** wurde für $R = 50\ \Omega$, $1\ \text{k}\Omega$, $10\ \text{k}\Omega$ zu $\frac{\Delta U_{\text{PD}}}{\Delta I} = (1,53 \pm 0,04)\ \frac{\text{V}}{\text{A}}$, $(27,9 \pm 0,3)\ \frac{\text{V}}{\text{A}}$ und $(101 \pm 1)\ \frac{\text{V}}{\text{A}}$ bestimmt. Hierbei trat ein unerwarteter Effekt auf. Bei $R = 10\ \text{k}\Omega$ begrenzte eine Abnahme der Sperrschichtdicke den Strom über R und eine **Nichtlinearität** trat in der Laserdiodenkennlinie auf.

Als nächstes haben wir die charakteristischen Größen des **Fabry-Perot-Resonators** bestimmt. Der **freie Spektralbereich** betrug $\Delta\nu_{\text{FSR}} = (1000 \pm 30)\ \text{MHz}$, die **instrumentelle Linienbreite** $\delta\nu = (49 \pm 1)\ \text{MHz}$ und die **Finesse** $F = 24 \pm 1$. Hierbei trat ein weiterer Effekt auf. $\delta\nu$ hing bei kleinen Laserdiodenströmen von selbigem ab, was darauf zurückgeführt werden konnte, dass die Laserlinienbreite bei kleinen Strömen größer als die instrumentelle Linienbreite des Resonators war.

Die **Strom-Frequenz-Charakteristik** der Laserdiode wurde von uns zu $\frac{\Delta\nu}{\Delta I_{\text{LD}}} = (451 \pm 14)\ \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}$ bestimmt.

Nun sollten die **Auswirkungen der Amplitudenmodulation**, die bei der Frequenzmodulation über den Laserdiodenstrom zusätzlich auftritt, ermittelt werden. Durch einen *groben Fehler Verfahrensfehler* sind jedoch nur die Daten für zwei Meßpunkte verwertbar gewesen. Die reichten allerdings noch für die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten c der **Modulationsindex-Amplitudenrelation** aus. Es wurde $c = (6,6 \pm 0,1)\ \frac{\text{m}}{\text{V}}$ errechnet. Dieser Versuchsteil half sehr den systematischen Fehler durch die unerwünschte Amplitudenmodulation einzuschätzen und ihn zu korrigieren.

Die **Dopplerspektroskopie** der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Cäsium Grundzustandes brachte einen ersten Wert von $\Delta\nu_{\text{HFS}} = (8,7 \pm 0,2)\ \text{GHz}$, der allerdings aufgrund der ebenfalls aufgespaltenen Zielzustände, die nicht aufgelöst werden konnten, zu klein ausfiel.

Die dopplerfreie Spektroskopie ergab gute Ergebnisse für den Übergang

$$6^2S_{1/2}(F=3) \longrightarrow 6^2P_{3/2}.$$

Die Werte für den Übergang

$$6^2S_{1/2}(F=4) \longrightarrow 6^2P_{3/2}$$

erwiesen sich als ungenauer.

Die für die **Frequenzmodulationsspektroskopie** aufgenommenen Graphen wurden von uns leider *nicht* mit den Cursorfunktionen des Oszilloskops ausgemessen, so dass nachträglich ein Lineal benutzt werden mußte. Trotzdem war eine sehr gute Vermessung der Übergänge des Cäsiums möglich.

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Cäsium Grundzustandes konnte ebenfalls mit guter Genauigkeit zu $\Delta\nu_{\text{HFS}} = (9,0 \pm 0,2)\ \text{GHz}$ gemessen werden.