

**Messung der elektrischen Feldstärke in einer Gasentladung
mittels Doppler-freier optogalvanischer Spektroskopie
unter Verwendung von Laserdioden**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von

Diplom-Physiker Daniel Esch

Kiel, im Dezember 2005

Referent: Prof. Dr. V. Helbig

Koreferent:Prof. Dr. G. Pfister

Tag der mündlichen Prüfung: 27.01.2006

Zum Druck genehmigt:

Der Dekan

Summary

A new highly-sensitive method for the detection of the local electric field strength in hydrogen discharges is presented in this Thesis. This method is ideally suited for systems with low electric field strength. Using the intermodulated optogalvanic spectroscopy, Doppler-free spectra of the first Balmer line of Hydrogen were taken in the cathode fall of a low pressure glow discharge. The light source, a diode laser system was developed in our laboratory. This laser may be tuned over a range of approximately 120 GHz without mode-hopping. Once the theoretical splitting is known, the electric field strength can be determined from the position of the Doppler-free Stark components of the hydrogen Balmer alpha line. To obtain the electric field strength these profiles were fitted to the Doppler-free optogalvanic spectra. In order to further improve the signal to noise ratio a more powerful laser is required. Efforts to amplify the output of a laser diode by means of a pumped dye-jet show promise, but have not succeeded due to technical problems and lack of time. It has been shown for the first time that by using the Doppler-free intermodulated optogalvanic spectroscopy isolated Stark components may be measured. This novel technique is a key development for the investigation of low electric field strengths in low pressure glow discharges.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein spektroskopisches Verfahren zur Bestimmung der lokalen elektrischen Feldstärke E in einer Wasserstoffentladung vorgestellt, mit dem sich grundsätzlich auch kleine Werte von E mit hoher Genauigkeit ermitteln lassen. Dazu wurden mit der Intermodulierten optogalvanischen Spektroskopie (IMOGS) Doppler-freie Spektren der ersten Balmer Linie des Wasserstoffs im Kathodenfall einer Niederdruckgasentladung gemessen. Zur Aufnahme der Spektren wurde ein in unserer Arbeitsgruppe entwickeltes Diodenlasersystem verwendet, das ein modensprungfreies Durchstimmen des Lasers über etwa 120 GHz erlaubte. Ist der theoretische Verlauf der Linienprofile bekannt, kann die elektrische Feldstärke aus den Doppler-freien Spektren ermittelt werden. Mit einem ebenfalls in unserer Arbeitsgruppe entwickelten Computerprogramm wurden die theoretischen Stark-Profile inklusive der Feinstruktur-aufspaltung berechnet und dann mit einer Fitroutine an die Spektren angepasst. Um den Vorteil des entwickelten Verfahrens im Bereich kleiner Feldstärken zu nutzen, wo es aufgrund seiner Empfindlichkeit konkurrenzlos erscheint, wäre allerdings ein Lasersystem mit höherer Leistung erforderlich. Auf diese Weise könnte das noch nicht zufrieden stellende Signal-Rausch-Verhältnis merklich verbessert werden. Der Versuch die Leistung einer Laserdiode mittels eines gepumpten Dye-Strahls zu verstärken wurde wegen technischer Probleme und mangelnder Zeit vorerst verworfen. Durch die Verwendung der Doppler-freien IMOGS Methode wurden zum ersten Mal die isolierten Stark-Komponenten zugänglich gemacht, was gerade für eine Auswertung im Bereich kleiner Feldstärken von Vorteil ist.

Inhaltsverzeichnis

1.	EINLEITUNG	3
2.	LASER	5
2.1.	Farbstofflaser	8
2.1.1.	Grundlagen des Farbstofflasers	8
2.1.2.	Aufbau eines einfachen Farbstofflasers.....	9
2.2.	Diodenlaser.....	10
2.2.1.	Grundlagen	10
2.2.2.	Einfache Laserdioden	11
2.2.3.	Diodenlasersystem in Littrow-Anordnung	13
3.	GASENTLADUNGEN	15
3.1.	Grundlegendes über Gasentladungen	15
3.2.	Die Entladungszonen einer Glimmentladung.....	17
3.3.	Linienbreiten in Gasentladungen.....	20
4.	SPEKTROSKOPIE	23
4.1.	Grundlagen der Laserspektroskopie	23
4.2.	Der optogalvanische Effekt (OGE)	23
4.3.	Optogalvanische Spektroskopie (OGS).....	25
4.4.	Doppler-freie Spektroskopie	27
4.4.1.	Sättigungsspektroskopie	29
4.4.2.	Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie IMOGS.....	31
4.5.	Lock-in Verstärker.....	33
4.5.1.	Grundprinzip eines Lock-in Verstärkers	34
5.	OPTIMIERUNG DER LASERLEISTUNG	35
5.1.	Spiegel und Strahlteiler	37
5.1.1.	Dielektrische Vielfachschichten	38
5.2.	Dye-Verstärkung eines Diodenlasers	40
5.2.1.	Vorversuch zur Dye-Verstärkung.....	40
5.2.2.	Versuch der Verstärkung mit einem gepumpten Dye-Strahl	41
5.3.	Untersuchung von verschiedenen Kathodenmaterialien	46
5.4.	Dynamik der Signalentstehung im Kathodenfall	50
5.5.	Messung bei verschiedenen Gasgemischen.....	52

6.	DAS EXPERIMENT	54
6.1.	Die Referenzentladung	54
6.2.	Der Messaufbau für IMOGS in der Referenzentladung	56
6.3.	Der Entladungstopf	58
6.4.	Der Messaufbau zur IMOGS Messung im Entladungstopf	60
6.5.	Der Laser	62
6.6.	Datenaufnahme und Steuerung	63
6.7.	Software für die Auswertung	64
	6.7.1. LabSPEC	64
	6.7.2. GFit	64
7.	MESSUNGEN UND AUSWERTUNG	65
7.1.	Erste Signale	67
7.2.	Optimierung des IMOGS Signals	71
7.3.	Erste Untersuchungen bei verschiedenen Feldstärken	72
	Messungen in Wasserstoff und Deuterium	75
7.4.	Auswertung der Messungen bei verschiedenen Feldstärken	87
7.5.	Fehlerabschätzung für die IMOGS-Spektren in Wasserstoff	96
8.	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	100
	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	102
	LITERATURVERZEICHNIS	105
	DANKSAGUNG	109
	LEBENS LAUF	110

1. Einleitung

Schon seit einigen Jahren wird die optogalvanische Spektroskopie (OGS) erfolgreich zur Bestimmung der lokalen elektrischen Feldstärke E in Wasserstoffentladungen eingesetzt. Dabei wird die durch den Laserstrahl induzierte Veränderung der Impedanz einer Gasentladung zur Aufnahme von atomaren Spektren verwendet. Bedingt durch den Stark¹-Effekt spalten die atomaren Energieniveaus im elektrischen Feld auf und erlauben so Rückschlüsse auf den Betrag der Feldstärke. Mit Hilfe der Quantenmechanik können die theoretischen Wasserstoffprofile ausgerechnet und dann an die experimentell ermittelten Spektren angefügt werden. Die ausführliche Berechnung der Intensitäten sowie der Energieaufspaltungen der einzelnen Feinstrukturkomponenten beim Stark-Effekt findet man in [RIEGER, 2000] und [NEUMANN, 2000].

Da man allerdings mit der optogalvanischen Spektroskopie nur Doppler-verbreiterte Messungen durchführen kann, bei denen die einzelnen Feinstrukturkomponenten des Übergangs unter einem Gaußprofil verborgen sind, ist die Auswertung mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Besonders im Gebiet kleiner Feldstärken ($E < 500 \text{ V/cm}$) können keine zuverlässigen Aussagen bezüglich des genauen Wertes von E gemacht werden. Eine Verbesserung lässt sich nur durch die Aufnahme Doppler-freier Spektren erreichen. Die Doppler-freie Intermodulierte optogalvanische Spektroskopie (IMOGS) wurde bis jetzt noch nicht erfolgreich im Kathodenfall einer Wasserstoffentladung durchgeführt. Durch Anwendung der IMOGS in diesem für die elektrische Feldstärkebestimmung interessanten Gebiet können isolierte Stark-Komponenten sichtbar gemacht werden. Da einige dieser Komponenten sehr sensitiv auf die Veränderung der elektrischen Feldstärke reagieren, könnten mit ihrer Hilfe auch kleine Feldstärken sehr genau bestimmt werden.

¹ Nach seinem Entdecker J. Stark

Im Rahmen dieser Dissertation habe ich die ersten Doppler-freien Spektren mittels der Intermodulierten optogalvanischen Spektroskopie (IMOGS) im Kathodenfall sowohl einer Wasserstoff- als auch einer Deuteriumentladung mit einem Diodenlaser aufgenommen. Die Genauigkeit in der Bestimmung der elektrischen Feldstärke konnte so im Bereich mittlerer Feldstärken verglichen mit denen von T. Rieper erzielten Ergebnissen noch verbessert werden.

2. Laser

Als im Jahr 1960 der erste Laser² - ein Rubin-Festkörperlaser - entwickelt wurde, war das Prinzip der Verstärkung von Licht durch erzwungene Emission schon seit fast einem halben Jahrhundert bekannt. Albert Einstein hatte 1917 gezeigt, dass bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie neben der spontanen Absorption und Emission auch die stimulierte oder erzwungene Emission auftritt, welche gerade die Voraussetzung für eine Lasertätigkeit darstellt. Es gibt eine große Anzahl verschiedener Lasertypen, die entsprechend ihren optischen Eigenschaften vielfältig verwendet werden.

Alle Laser funktionieren nach dem folgendem Prinzip, das in Abbildung 2.1 anhand eines einfachen Gaslasers verdeutlicht wird: Es handelt sich um ein Gasentladungsröhre, das mit Hilfe zweier hochreflektierender Spiegel zu einem Laser weiterentwickelt wurde. Die Gasentladung stellt sowohl das verstärkende Medium als auch die Energiepumpe dar, während die Spiegel den für die Lasertätigkeit notwendigen Resonator bilden.

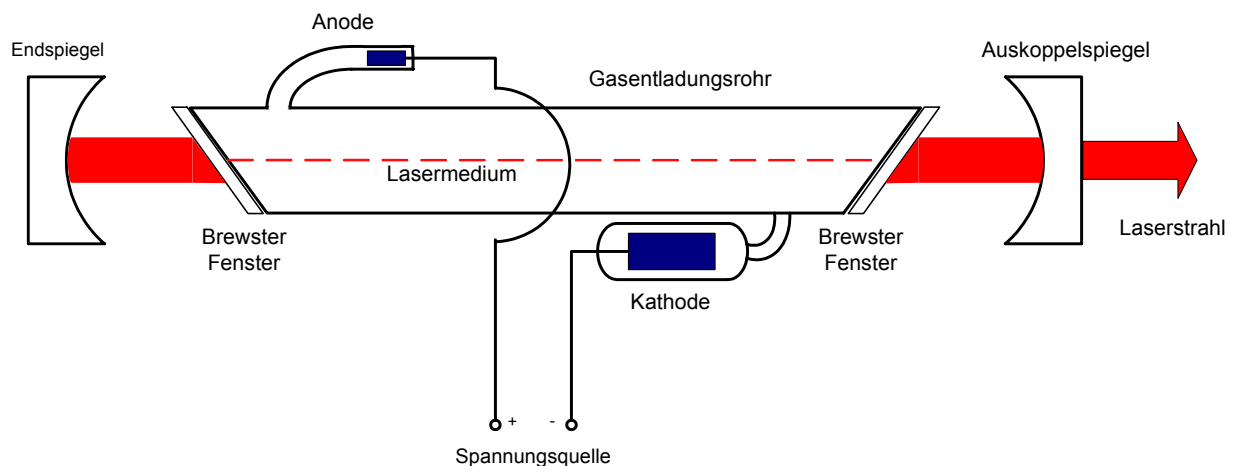


Abbildung 2.1: Prinzip eines einfachen Gaslasers. Die Entladung dient als verstärkendes Medium und Energiepumpe. Die beiden Spiegel bilden den Resonator und bzw. Auskoppelspiegel.

² LASER: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation

In einer Gasentladung kann es aufgrund von Stoßanregung zu einer Besetzungsinversion kommen. Abweichend vom thermischen Gleichgewicht kann ein Zustand $|i\rangle$ stärker besetzt sein als ein energetisch niedriger liegender Zustand $|k\rangle$. Diese Besetzungsinversion ist die Grundvoraussetzung für eine Lasertätigkeit in dem betrachteten System. Die Besetzungsinversion kann auf verschiedene Arten abgebaut werden, z.B. durch Stöße zwischen den Atomen. Sind der Zustand $|k\rangle$ und $|i\rangle$ durch einen erlaubten Übergang verbunden, kann es auch zu einem optischen Übergang kommen, bei dem die Anregungsenergie durch Emission eines Photons abgegeben wird, dessen Frequenz der Energiedifferenz ΔE zwischen den beteiligten Niveaus $|i\rangle$ und $|k\rangle$ entspricht. Bei den optischen Übergängen unterscheidet man zwischen spontaner Emission, bedingt durch die begrenzte Lebensdauer des oberen Zustands, und der stimulierten Emission. Diese wird durch ein mit dem Übergang in Resonanz befindlichen Photon ausgelöst und ihre Rate ist im Falle einer Besetzungsinversion größer als die Absorption. Das Besondere an der stimulierten Emission ist, dass das emittierte Photon in Richtung, Frequenz und Phase exakt dem auslösenden Photon folgt und somit zur Verstärkung des Strahlungsfeldes beiträgt.

In der Spektroskopie sind vor allem OPOs (Optische Parametrische Oszillatoren), Halbleiter- und Farbstofflaser zu unentbehrlichen Hilfsmitteln geworden. Das liegt neben den allgemeinen Lasereigenschaften wie Kohärenz, hoher Energiedichte und Monochromasie vor allem an der Möglichkeit, Licht in beinahe jedem gewünschten Wellenlängenbereich zu erzeugen (siehe Abbildung 2.2). Zusätzlich kann die emittierte Wellenlänge des Lasers kontrolliert verändert werden, was für die Anwendung in der Spektroskopie unerlässlich ist. Während man Farbstofflaser aber aufgrund ihrer Größe, ihrer hohen Anschaffungskosten und ihrer Komplexität in immer weniger Laboren vorfindet, sind Diodenlaser neben der wissenschaftlichen Anwendung zu einem billigen Massenprodukt der modernen Kommunikationstechnik geworden.

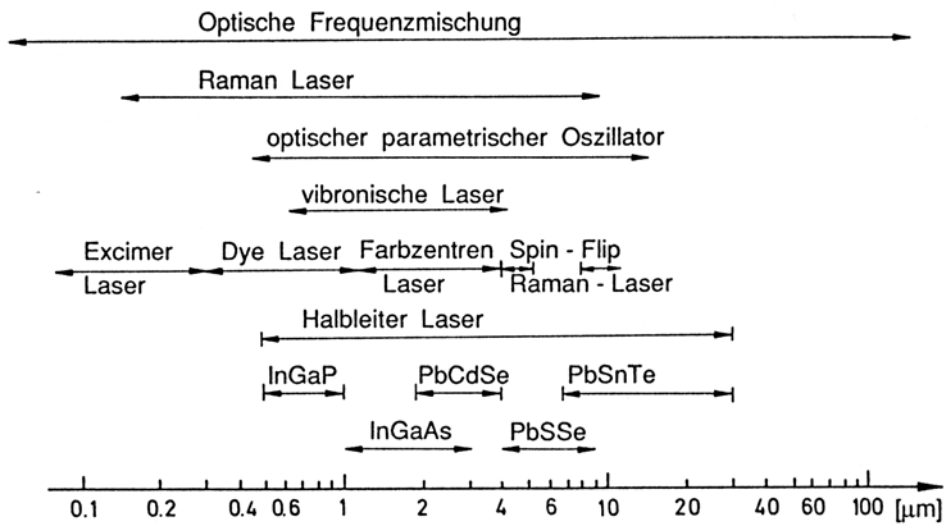


Abbildung 2.2: Spektralbereiche verschiedener Lasertypen [DEMTRÖDER, 1999].

Trotz ihrer Vorteile wie kompakter Bauform (siehe Abbildung 2.3), niedriger Anschaffungskosten und einfacher Bedienbarkeit weisen Diodenlaser immer noch einen schwerwiegenden Nachteile gegenüber dem Farbstofflaser auf. Dieser kann nämlich durch die Verwendung des entsprechenden Farbstoffs im gesamten sichtbaren Spektralbereich eingesetzt werden, während es im bei den Diodenlasern dort immer noch einige Lücken gibt.

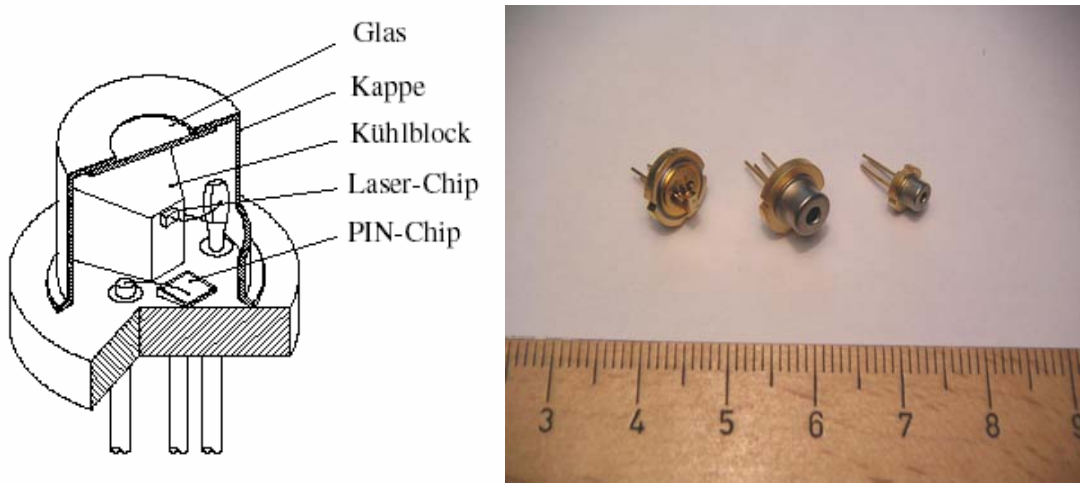


Abbildung 2.3: Aufbau einer handelsüblichen Laserdiode (links). Der Laserchip ist um ein Vielfaches kleiner als das umgebende Gehäuse. Die wirklichen Größenverhältnisse (Durchmesse 9 bzw. 5,6 mm) sind auf dem rechten Bild zu erkennen.

2.1. Farbstofflaser

Obwohl es bei der Entwicklung von Laserdioden enorme Fortschritte gegeben hat und sie heute eine durchaus ernstzunehmende Konkurrenz für den Farbstofflaser darstellen, hat dieser den Vorteil, dass er sich mit Hilfe verschiedener Farbstoffe in quasi allen wichtigen Frequenzbereichen problemlos durchstimmen lässt. Nur im Infrarot-Bereich sind Laserdioden konkurrenzlos, da durch die Wahl geeigneter Halbleiter Wellenlängen von bis zu 30 μm erreicht werden können.

2.1.1. Grundlagen des Farbstofflasers

Der große Durchstimmbereich eines Farbstofflasers ergibt sich durch die Verwendung von gelösten, recht komplexen Farbstoffen als aktives Medium. Durch die Druckverbreiterung im Lösungsmittel bilden die Vibrations- und Rotationszustände breite Bänder (siehe Abbildung 2.4 a). Durch optisches Pumpen werden aus dem unteren S_0 -Band alle möglichen Zustände im S_1 -Band angeregt und relaxieren dort in sehr kurzer Zeit ($t \approx 10^{-13}$ s) strahlungslos in den untersten Zustand. Durch die so erzielte Besetzungsinversion entsteht ein breites Verstärkungsprofil, da vom untersten S_1 -Zustand Übergänge in alle Zustände des S_0 -Bandes stattfinden. Dort kommt es aufgrund von Molekülstößen wieder zu einer schnellen Relaxation in den untersten S_0 -Zustand. Zur Lasertätigkeit kann es nur in dem Bereich kommen, in dem keine Überlappung von Absorptions- und Emissionsprofilen des Farbstoffs vorliegt (siehe Abbildung 2.4 b). Ein großes Problem bei der Realisierung des Farbstofflasers sind die Verluste aufgrund der Triplett-Absorption. Werden durch Relaxation auch metastabile Zustände im T_1 -Niveau besetzt, steigen die Verluste im Resonator stark an, da das Spektrum der Triplett-Absorption teilweise mit dem der Singulett-Emission zusammenfällt. Durch die Verwendung eines Farbstoff (Dye)-Strahls lässt sich der Effekt vermindern, da sich die betroffenen Moleküle so nur sehr kurz im aktiven Volumen aufhalten.

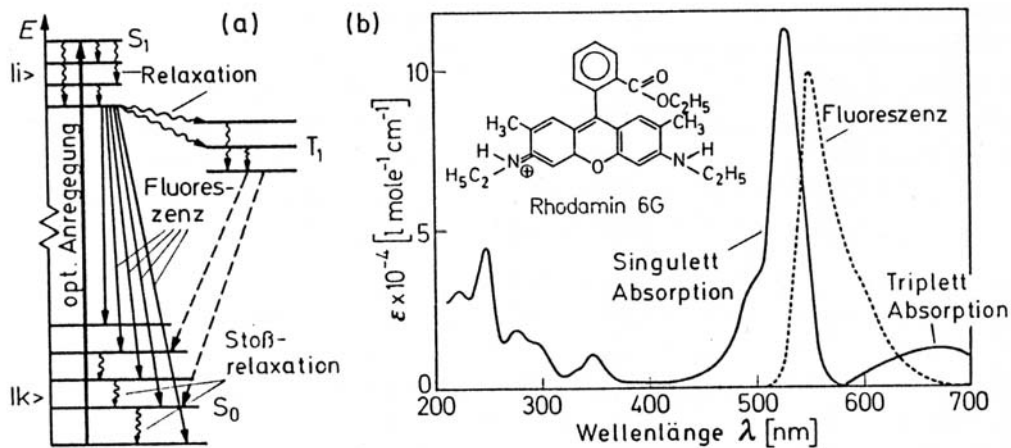


Abbildung 2.4: Vereinfachtes Termschema eines Farbstofflasers (a). Absorptions- und Emissionsspektrum des Farbstoffs Rhodamin 6G (b) [DEMTRÖDER, 1999].

2.1.2. Aufbau eines einfachen Farbstofflasers

Als Pumpquelle werden je nach Farbstoff und Verwendungszweck Xenon-Blitzlampen, gepulste oder kontinuierliche Laser eingesetzt. In Abbildung 2.5 ist der einfache Aufbau eines Farbstofflasers nach HÄNSCH³ dargestellt. Der Resonator wird von einem teildurchlässigen Spiegel und einem Littrow-Gitter gebildet, welches zusammen mit einem Etalon zum Durchstimmen verwendet wird. Das Pumpen der Farbstoffzelle geschieht mit Hilfe eines gepulsten N_2 -Lasers. Zur Erhöhung des Auflösungsvermögens wird der Strahl im Resonator aufgeweitet.

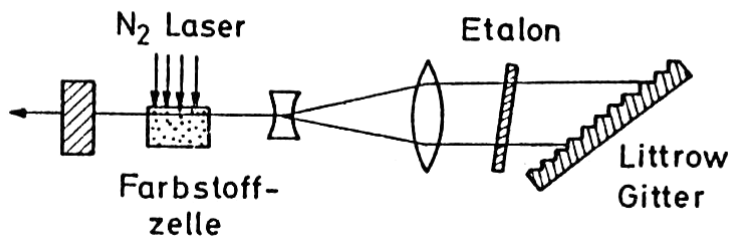


Abbildung 2.5: Aufbau eines einfachen Farbstofflasers nach HÄNSCH. Die Aufweitung des Laserstrahls dient der Vergrößerung des Auflösungsvermögens [DEMTRÖDER, 2000].

³ T. W. HÄNSCH: Nobelpreis für Physik 2005.

2.2. Diodenlaser

2.2.1. Grundlagen

Obwohl die erste Lasertätigkeit bei einem GaAs-Halbleiter schon 1962 beobachtet wurde [HALL, 1962], dauerte es noch etwa zwei Jahrzehnte, bis Halbleiterlaser zum ersten Mal als Massenprodukt in der Kommunikations- und Unterhaltungstechnik zum Einsatz kamen. Die ersten Modelle waren auch kaum dazu geeignet, denn sie konnten nur gepulst bei tiefen Temperaturen betrieben werden und zur Erzeugung der Laserstrahlung war eine Schwellstromdichte von 8500 A/cm^2 nötig. Nach etwa zehn Jahren gelang der erste kontinuierliche Betrieb bei Raumtemperatur, die Voraussetzung für eine Anwendung im großen Maßstab. Typische und bekannte Anwendungen sind etwa Laserdrucker, Barcode-Scanner, Laserpointer und CD/DVD-Spieler. Durch die Verwendung verschiedener Materialien kann heute ein Spektralbereich von etwa $30 \mu\text{m}$ (infrarot) bis 400 nm (blau) abgedeckt werden. Erst seit relativ kurzer Zeit stehen auch leistungsfähige blaue Laserdioden im Bereich von 410 nm für spektroskopische Zwecke zur Verfügung [SCHAEEL, 2003].

Da die Anregung in einem Halbleiterlaser meist durch Injektion von Ladungsträgern in einen p-n-Übergang stattfindet, spricht man auch vom Injektionslaser. Hier kann der elektrische Strom direkt in Laserstrahlung umgewandelt werden, womit eine aufwendige, externe Pumpquelle überflüssig wird. Andere Anregungsarten wie z.B. optisches Pumpen oder Beschuss mit schnellen Elektronen sind eher unüblich und sollen hier nicht behandelt werden.

2.2.2. Einfache Laserdioden

Die einfachste Form des Halbleiterlasers ist die einer stark dotierten p-n-Diode, durch die in Durchlassrichtung ein Strom geschickt wird. Dadurch können die in der Grenzschicht vorhandenen Elektronen-Löcher-Paare rekombinieren und die dabei gewonnene Energie in Form von Strahlung abgeben. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung hängt dabei von der Größe der Bandlücke ab und kann relativ genau durch Material und Dotierung beeinflusst werden. Bei kleinen Strömen überwiegt noch die spontane Emission. Erst ab einer bestimmten Stromstärke, dem Schwellstrom I_{thr} (threshold current), werden die Verluste im Resonator kompensiert und die Lasertätigkeit setzt ein (siehe Abbildung 2.6).

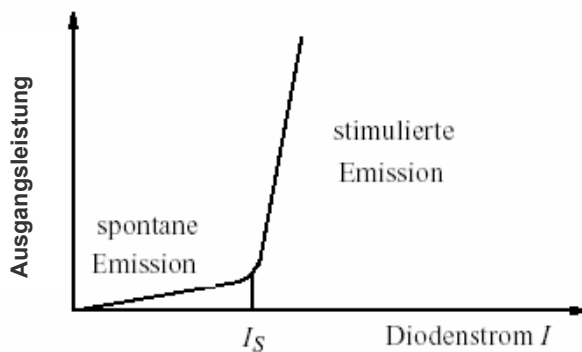


Abbildung 2.6: Kennlinie einer Laserdiode. Ab einem Schwellstrom I_s setzt die Lasertätigkeit ein. Bei Strömen unterhalb dieses Wertes überwiegt die spontane Emission.

Der freie Spektralbereich eines Lasers $\Delta\nu$ wird durch die Länge L , den Brechungsindex n des Mediums und die Lichtgeschwindigkeit c bestimmt.

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad 2.1$$

Unter dem freien Spektralbereich versteht man den Abstand der im Resonator vorhandenen longitudinalen Moden des Lasers.

Da der durch die polierten Endflächen des Halbleiterkristalls gebildete Resonator nur etwa $100 - 300 \mu\text{m}$ lang ist, wird mit einem für das aktive Medium typischen Brechungsindex von $n = 3,6$ ein freier Spektralbereich $\Delta\nu \approx 160 - 460 \text{ GHz}$ erhalten. Unter dem Verstärkungsprofil liegen demnach einige zehn Moden, die anschwingen können. Zur Laseremission kommt im Single-Mode Betrieb nur diejenige Mode, die die größte Verstärkung erfährt und alle anderen unterdrückt. Das Durchstimmen des Lasers erfolgt über eine Veränderung der Energielücke mittels Variation von Temperatur und Strom und ist kontinuierlich nur in engen Grenzen realisierbar (siehe Abbildung 2.7). Da beim Durchstimmen die Resonatormoden nicht synchron mit dem Verstärkungsprofil verschoben werden, kommt es immer wieder zu Modensprüngen. Um also gezielt einen bestimmten atomaren Übergang untersuchen zu können, müssen die Dioden mit enormem zeitlichem und finanziellem Aufwand von Hand verlesen werden. Nur so kann man die genaue Emissionswellenlänge und den Durchstimmbereich einer jeden Diode ermitteln.

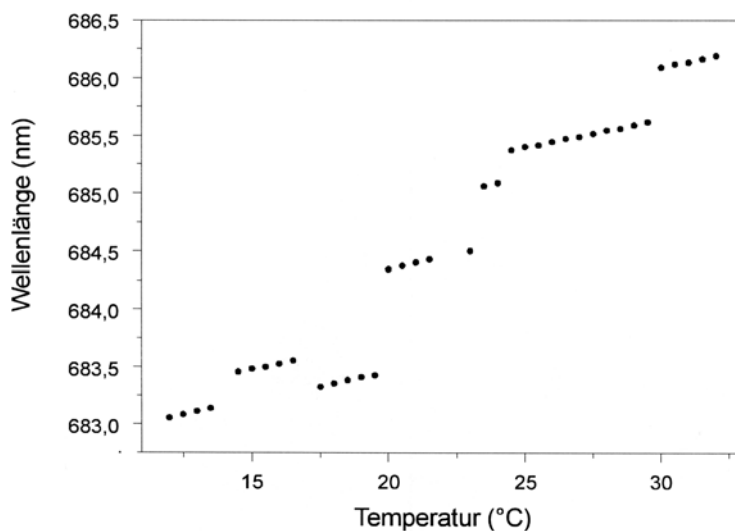


Abbildung 2.7: Durchstimmbereich einer nicht entspiegelten Laserdiode nach [KRACHT, 1998]. Die Diode lässt sich nur in einem begrenzten Bereich kontinuierlich durchstimmen.

Wird also der Single-Mode-Betrieb über einen größeren Wellenlängenbereich benötigt so muss auf Anordnungen mit externem Resonator zurückgegriffen werden. Der Nachteil des großen Leistungsverlustes von etwa 30 % wird dabei durch den enormen Durchstimmbereich von bis zu 120 GHz [RIEPER, 2000] kompensiert.

2.2.3. Diodenlasersystem in Littrow-Anordnung

Einen möglichst großen, modensprungfreien Durchstimmbereich erhält man, wenn die freilaufende Laserdiode in einen externen Resonator (external-cavity) eingesetzt wird. Dazu muss man eine der beiden Stirnflächen des Laserkristalls durch eine Anti-Reflex-Beschichtung entspiegeln (Reflektivität $R \leq 10^{-4}$) und an deren Stelle einen Spiegel oder Gitter setzen. Die Länge des dadurch geschaffenen neuen Resonators kann einfach durch eine Verschiebung des Gitters variiert werden. Bei ungenügender Entspiegelung der Diode erhält man einen *extended-cavity* Laser, bei dem die Moden des ursprünglichen Resonators mit anschwingen. Es entsteht ein System zweier gekoppelter Resonatoren. Damit das spektrale Verhalten des Systems ausschließlich von dem externen Resonator bestimmt wird, ist die Qualität der Anti-Reflex-Beschichtung von großer Bedeutung. Durch die Entspiegelung kann sich die Emissionswellenlänge zur niedrigeren Wellenlängen verschieben [KRETSCHMER, 1990]. Bei der Littrow-Anordnung wird ein Gitter als Resonatorspiegel verwendet, mit dem die erste Ordnung zurück in die Laserdiode reflektiert wird, während man den Nutzstrahl über die nullte Ordnung des Gitters auskoppelt.

Durch die Rückkopplung der gewünschten Wellenlänge findet eine optische Stabilisierung des Lasers statt, da Moden, welche die Gittergleichung

$$g(\sin \alpha + \sin \beta) = n\lambda \quad 2.2$$

nicht erfüllen, unterdrückt werden. Hierbei ist g die Gitterkonstante (bei dem von uns verwendeten Gitter ist $g = 1/2400 \text{ mm}$), n die Ordnung, λ die Wellenlänge, α der Einfallswinkel und β der Ausfallswinkel. Da der Laserstrahl in sich selbst zurückgekoppelt wird, muss zusätzlich $\alpha = \beta$ gelten. Damit wird die Gittergleichung 2.2 zu:

$$2g \sin \alpha = n\lambda . \quad 2.3$$

Für die benötigte Wellenlänge von H_α kann der Littrow-Winkel α einfach ausgerechnet werden. Er beträgt für $\lambda = 656,29 \text{ nm}$ $51,957^\circ$. Durch die Drehung des Gitters wird jedoch die Position des Ausgangsstrahls verändert, was für die Anwendung in der Spektroskopie denkbar ungünstig ist (siehe Abbildung 2.8).

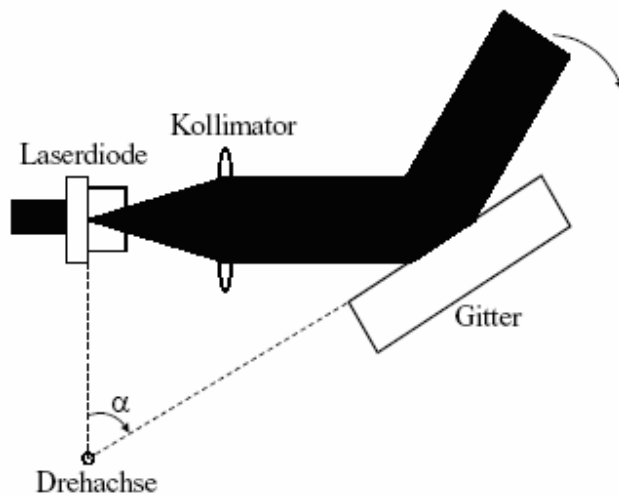


Abbildung 2.8: Laser in Littrow-Anordnung. Der ausgekoppelte Strahl ist nicht ortsfest. [HERZOG, 2003].

Abhilfe schafft hier der von T. Rieper entwickelte Rieper-Spiegel, der eine ortsfeste Auskopplung des Laserstrahls ermöglicht [RIEPER, 2000].

3. Gasentladungen

3.1. Grundlegendes über Gasentladungen

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Gasentladung handelt es sich um eine so genannte normale Glimmentladung. Diese Entladungsform zeichnet sich durch eine glimmende Leuchterscheinung aus. Vor allem in der so genannten positiven Säule können teilweise faszinierende optische Effekte beobachtet werden. Zu diesen Glimmerscheinungen gibt es zahlreiche, umfassende Untersuchungen, von denen einige in [SEELIGER, 1926] dargestellt sind. Um die Glimmentladung gegen andere Typen der Gasentladung abzugrenzen, soll im Folgenden ein kurzer Überblick über die verschiedenen Entladungstypen gegeben werden.

Obwohl Gase normalerweise neutral und damit schlechte elektrische Leiter sind, fließt zwischen zwei Elektroden, die durch eine Gasstrecke voneinander getrennt sind, bei niedriger Spannung ein schwacher, kaum zu messender Strom. Der Grund dafür ist eine geringe Anzahl von Ionen und Elektronen, die ständig durch UV-Licht, die kosmische Strahlung und die thermische Bewegung der Atome entstehen, und die die einzigen beweglichen Ladungsträger in der Entladung darstellen. Bedingt durch ihre geringe Anzahl, kann der Strom einen bestimmten Grenzwert nicht überschreiten. Diese Art der Entladung bezeichnet man als unselbständig, da die Ladungsträger, die den Strom durch die Entladungsstrecke darstellen, nur durch den Einfluss einer äußeren Ionisationsquelle erzeugt werden. Schaltet man diese äußere Quelle ab, so erlischt auch der Strom. Erhöht man nun die zwischen den Elektroden anliegende Spannung, so steigt bei einem bestimmten Spannungswert plötzlich die Stromstärke an und eine leuchtende Entladung setzt ein. Diesen kritischen Wert bezeichnet man als die Zündspannung einer selbstständigen Entladung. Ab dieser Spannung ist die elektrische Feldstärke hoch genug, dass sich die zur Aufrechterhaltung der Entladung benötigten Ladungsträger durch Stoßionisation ständig neu bilden können.

Die selbstständigen Entladungen teilt man nach ihrer Strom-Spannungscharakteristik in die Townsend'sche Dunkelentladung, deren Leuchten nur in einem völlig abgedunkelten Raum beobachtet werden kann, die normale Glimmentladung und die anormale Glimmentladung ein. Ist der durch die Entladung fließende Strom kleiner als $10^{-6} - 10^{-4} \text{ mA}$, spricht man von der Townsend'schen Dunkelentladung. Der Strom durch eine normale Glimmentladung liegt zwischen 1 und 100 mA und bei einer anormalen Glimmentladung $100 - 1000 \text{ mA}$. In Abbildung 3.1 ist die Strom-Spannungscharakteristik für die verschiedenen Entladungstypen dargestellt.

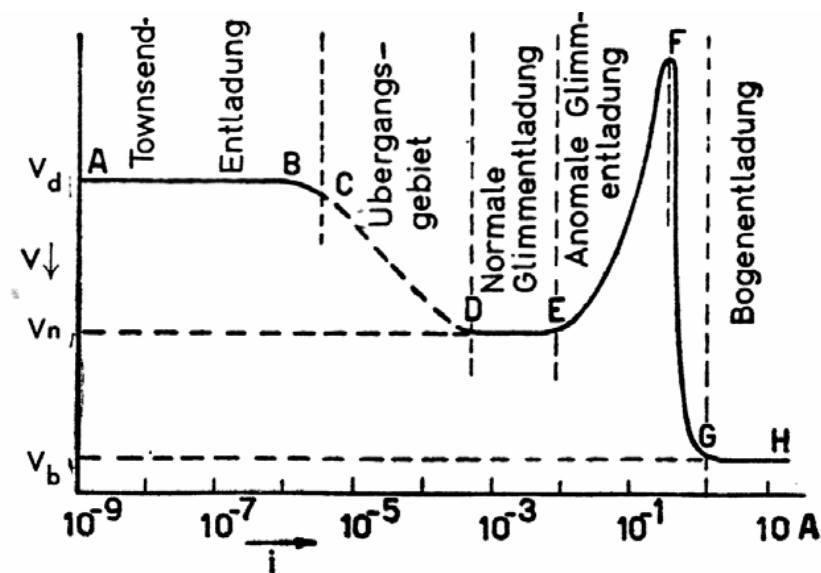


Abbildung 3.1: Spannungscharakteristik von selbstständigen Gasentladungen [PENNING, 1957].

Bei den in den Versuchen zu dieser Arbeit verwendeten Entladungen handelt es sich um normale Glimmentladungen, die mit einem Entladungsstrom im Bereich von $5 - 10 \text{ mA}$ und einer Spannung von etwa 1000 V betrieben wird. Zur Strombegrenzung wurde ein entsprechend dimensionierter Widerstand in den Entladungsstromkreis integriert.

3.2. Die Entladungszonen einer Glimmentladung

Betrachtet man eine Glimmentladung, so kann man verschiedene Entladungszonen beobachten, d.h. die Leuchterscheinung ist nicht in allen Bereichen der Entladung gleich hell und intensiv. In Abbildung 3.2 sind die verschiedenen Glimmzonen und Dunkelräume sowie die entscheidenden Parameter einer Glimmentladung dargestellt.

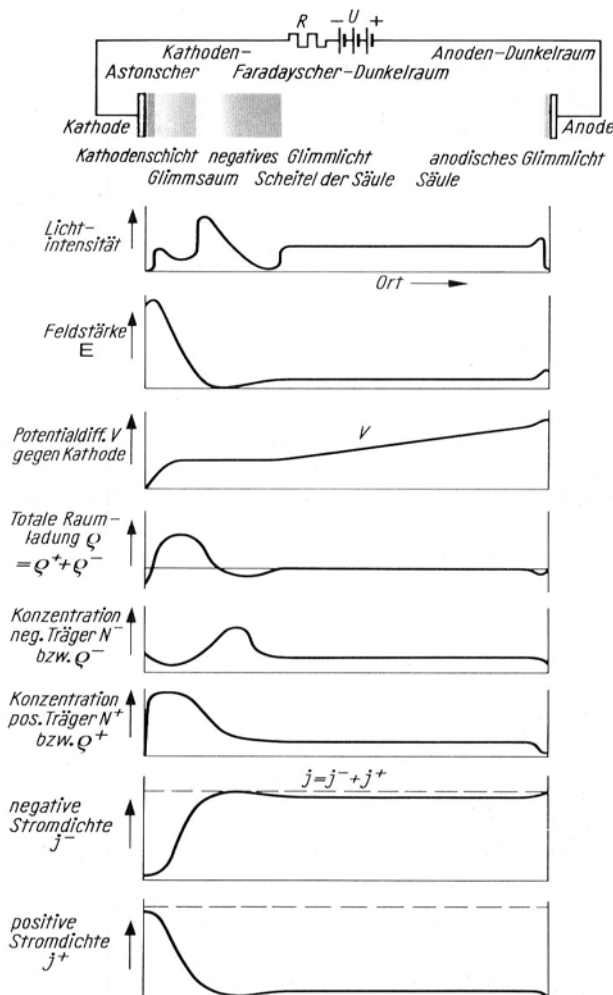


Abbildung 3.2: Glimmzonen und Dunkelräume einer Glimmentladung. Darunter sind die für eine Entladung entscheidenden Größen Lichtintensität, Feldstärke, Potential, Raumladungsverteilung und Stromdichte der Ladungsträger aufgetragen [SCHULZ, 1974].

Als Kathodenfall bezeichnet man in einer Glimmentladung die Potentialdifferenz des Glimmsaums gegen die Kathode. Er endet an dem Ort des Glimmsaums, an dem die Elektrische Feldstärke ihren kleinsten Wert besitzt. Da über dem Kathodenfall ein Großteil der Entladungsspannung abfällt, werden die in der Entladung vorhandenen Ionen zur Kathode hin beschleunigt. Durch dieses Ionenbombardement werden aus dem Kathodenmaterial Sekundärelektronen herausgelöst, die eine negative Raumladungswolke vor der Kathode bilden. Anfangs besitzen sie nur eine geringe Geschwindigkeit, werden dann jedoch aufgrund ihrer Ladung von der Kathode weg beschleunigt und können, wenn sie auf andere Atome treffen, diese anregen. In einem schmalen Bereich direkt vor der Kathode reicht ihre Energie allerdings noch nicht zur Anregung aus, so dass dort der *Astonsche Dunkelraum* entsteht. Erst in der Kathodenschicht haben die Elektronen die erforderliche Energie gewonnen, um die dort vorhandenen Atome zum Leuchten zu bringen. Der sich anschließende *Kathodendunkelraum* (im Englischen Sprachbereich *Crookscher Dunkelraum*) erklärt sich durch die abnehmende Anregungswahrscheinlichkeit für höhere Elektronenenergien. Allerdings steigt mit ihr die Ionisationswahrscheinlichkeit und es entstehen vermehrt Ionen und Elektronen. Während die Ionen zur Kathode wandern, erfahren die Elektronen aufgrund des schwächer werdenden elektrischen Feldes nur noch eine geringe Beschleunigung und die Anregungswahrscheinlichkeit steigt wieder an. Im *negativen Glimmlicht* verschwindet das elektrische Feld völlig, weshalb die Elektronen weiter an Energie verlieren. Durch die Rekombination von Ion-/Elektron-Paaren kann es in diesem Entladungsbereich zu intensiven Leuchterscheinungen kommen. Im *Faradayschen Dunkelraum* reicht die Elektronenergie nicht mehr zur Anregung aus und es stehen keine Ionen mehr zur Rekombination zur Verfügung. Ist die Anode weit genug entfernt entsteht hinter dem *Faradayschen Dunkelraum* wieder ein schwaches elektrisches Feld, welches genügend Energie für die *positive Säule* liefert. Dabei handelt es sich um einen ausgedehnten, hell leuchtenden Bereich, der in vielen Fällen nicht von homogener Gestalt ist sondern eine Schichtung senkrecht zur Entladungsachse aufweist. Am Anodenfall werden die Elektronen wieder vermehrt beschleunigt, so dass hier das *Anodische Glimmlicht* entsteht. All diese Zonen müssen nicht unbedingt in jeder Entladung auftauchen. Gerade die positive Säule und der *Faradaysche Dunkelraum* können bei entsprechender Dimensionierung der Entladung zum Verschwinden gebracht werden.

Die für die folgenden Versuche interessanten Bereiche sind der Kathodenfall und die positive Säule der Entladung. Während im Kathodenfall fast die gesamte Spannung der Entladung abfällt, ist der Spannungsabfall entlang der positiven Säule relativ gering und es kommen praktisch keine Raumladungen vor. Aufgrund ihrer Ausdehnung, die fast beliebig verlängert werden kann, ist sie jedoch besonders gut für laserspektroskopische Untersuchungen geeignet.

3.3. Linienbreiten in Gasentladungen

Bei genauerer Betrachtung von atomaren Übergängen stellt man fest, dass sie nicht streng monochromatisch sind, sondern immer über eine gewisse spektrale Bandbreite verfügen. Man unterscheidet dabei zwischen homogenen und inhomogenen Linienverbreiterungen. Als homogene Verbreiterung bezeichnet man die Prozesse, bei denen alle Atome im gleichen Zustand betroffen sind, wie es bei der natürlichen Linienbreite der Fall ist. Die Spektrallinien scheinen jedoch inhomogen verbreitert, wenn Atome, die sich im gleichen Zustand E_i befinden, durch eine zusätzliche physikalische Bedingung unterscheidbar werden und so unterschiedlich stark betroffen sind wie z.B. beim Doppler-Effekt⁴.

Aufgrund der endlichen Lebensdauer τ_i eines angeregten Zustandes sind Spektrallinien nicht monochromatisch, sondern besitzen nach der Unschärferelation $\Delta E = \hbar / \tau_i$ eine natürliche Linienbreite. Bei der natürlichen Linienbreite handelt sich dabei um ein Lorentz-Profil

$$I(\omega) = \text{const} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\delta\omega}{2}\right)^2} \quad 3.1$$

mit einer Halbwertsbreite FWHM

$$\delta\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{1}{2\pi\tau_1} \quad 3.2$$

für einen Übergang in den Grundzustand $E_1 \rightarrow E_0$.

⁴ Nach dem Physiker C. Doppler.

Betrachtet man jedoch einen Übergang zwischen zwei angeregten Niveaus $E_2 \rightarrow E_1$, muss man die Lebensdauer beider Niveaus berücksichtigen, da beide zur natürlichen Linienbreite

$$\delta\omega = \delta\omega_{nat} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1} \right) \quad 3.3$$

beitragen. Da $\delta\omega$ jedoch z.B. für H_α mit etwa 10 - 100 MHz recht gering ausfällt, wird sie meist von anderen Verbreiterungsmechanismen völlig überlagert.

Die Druckverbreiterung entsteht durch die Wechselwirkung eines Atoms mit benachbarten Atomen, durch die die Lebensdauer des angeregten Zustands verkürzt wird. Der Zusammenhang zwischen Verbreiterung und herrschendem Gasdruck ist weitgehend linear, zusätzlich kann es noch zu einer Druckverschiebung der einzelnen Linien kommen.

In einer Niederdruckgasentladung, wie sie in den Versuchen verwendet wurde, dominiert der Doppler-Effekt die Linienverbreiterung. Die Doppler-Verbreiterung kommt durch die thermische Bewegung der Atome zustande. Diese gehorchen der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Wählt man als Beobachtungsrichtung die z-Richtung und bewegt sich ein Atom auf den Betrachter zu oder von ihm weg, so erscheint die Frequenz des ausgesandten Lichts um

$$\omega = \omega_0 \left(1 \pm \frac{v_z}{c} \right) \quad 3.4$$

verschoben. Gemittelt über alle Geschwindigkeiten erhält man ein Gauß-Profil, welches durch die Funktion

$$I(\omega) = const \cdot \exp \left(- \frac{m_0 c^2 (\omega_0 - \omega)^2}{2kT\omega_0^2} \right) \quad 3.5$$

beschrieben wird [HAKEN, 2000].

Die Halbwertsbreite

$$\delta\omega = \frac{2\omega_0}{c} \left(2 \ln 2 \cdot \frac{kT}{m_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 3.6$$

ist für hohe Temperaturen und leichte Atome wie z.B. Wasserstoff wesentlich größer als die natürliche Linienbreite $\delta\omega_{nat} \approx \frac{1}{100} \delta\omega_{Doppler}$.

Das erhaltene Profil ist jedoch kein Gauß-Profil, sondern ein Voigt-Profil, das man durch die Faltung von Gauß- und Lorentz-Profil erhält (siehe Abbildung 3.3).

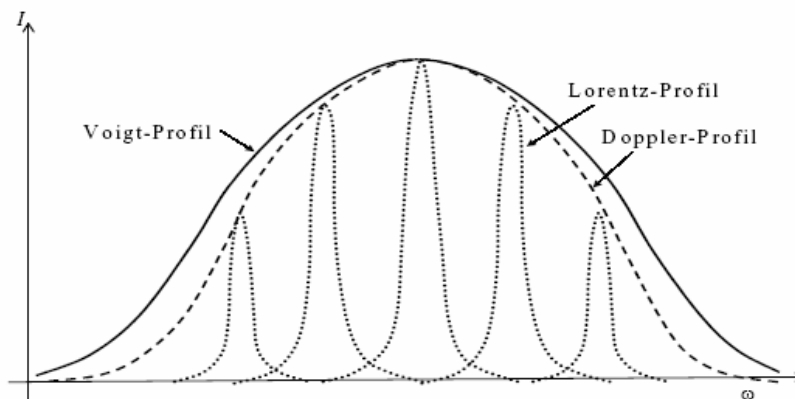


Abbildung 3.3: Vergleich der verschiedenen behandelten Profilformen. [HERZOG, 2003].

Eine sehr ausführliche Behandlung von Linienbreiten wird in [HERZOG, 2003] gegeben.

4. Spektroskopie

4.1. Grundlagen der Laserspektroskopie

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der Laserspektroskopie im Allgemeinen und der Dopplerfreien Laserspektroskopie im Speziellen erläutert werden. Laser eignen sich aufgrund ihrer optischen Eigenschaften wie Monochromasie und extrem hohen Leistungsdichten besonders gut zur optischen Spektroskopie an atomaren sowie molekularen Übergängen. Um Spektrallinien bis zur natürlichen Linienbreite untersuchen zu können, wird außerdem noch eine gewisse Schmalbandigkeit benötigt.

4.2. Der optogalvanische Effekt (OGE)

Durchstrahlt man eine Gasentladung mit resonantem Licht, also mit Licht, dessen Frequenz mit der eines atomaren Übergangs in der Entladung übereinstimmt, so kann man beobachten, dass sich die Leitfähigkeit der Entladung vergrößert oder verkleinert. Diese Veränderung der elektrischen Eigenschaften wurde 1928 von F.M. Penning entdeckt, als er feststellte, dass sich der Widerstand einer Neonlampe änderte, wenn er eine zweite Neon-Lampe in ihre Nähe brachte. Seine Erklärung dieses Optogalvanischen Effekts OGS beschränkte sich aber zunächst nur auf eine qualitative Beschreibung. Anwendungen in der Spektroskopie fand der optogalvanische Effekt jedoch erstmals 1976, da erst mit der Entwicklung des Dye-Lasers eine adäquate Lichtquelle zur Erzeugung optogalvanischer Spektren zur Verfügung stand [GREEN, 1976].

Die Wirkungsweise des optogalvanischen Effekts beruht auf der Beeinflussung der Mechanismen zur Ionisierung in Gasentladungen, was die elektrischen Eigenschaften der Entladung verändert. Man unterscheidet je nach Richtung der Veränderung der Stromstärke im Entladungskreis zwischen dem positiven ($\Delta I > 0$) und dem negativen ($\Delta I < 0$) optogalvanischen Effekt. Welcher von beiden Effekten auftritt, hängt von der Lebensdauer der beteiligten Energieniveaus ab. Wird durch die Laseranregung ein Elektron in einen langlebigen, höheren Zustand gehoben, so werden in der Entladung mehr Elektron-Ion-Paare gebildet und der Strom steigt an. Handelt es sich jedoch um einen kurzlebigen Zustand, geht das Atom unter Emission eines Photons in einen tiefer liegenden Zustand über und die Ionisationswahrscheinlichkeit nimmt ab. Dadurch werden in der Entladung weniger Elektron-/Ion-Paare gebildet, was zu einer negativen Stromänderung führt. Beide Phänomene finden in einem Zeitraum von etwa 100 μs nach der Laseranregung statt, weshalb man hier vom langsamen optogalvanischen Effekt spricht. Hochangeregte (Rydberg-) Atome, wie sie im Kathodenfall vorkommen, reagieren aufgrund der höheren Ionisationswahrscheinlichkeit wesentlich schneller auf die Anregung ($< 1\mu\text{s}$), so dass man hier vom schnellen optogalvanischen Effekt spricht. Einen ausführlichen Überblick über die Vorgänge beim optogalvanischen Effekt sowie die verschiedenen auf ihm basierenden spektroskopischen Techniken findet man in [SASSO, 1990].

4.3. Optogalvanische Spektroskopie (OGS)

Ein großer Vorteil der optogalvanischen Spektroskopie (OGS) ist ihre breite Einsatzmöglichkeit, so z.B. auch bei Entladungen an denen aufgrund geringer Ausdehnung nur sehr kurze Absorptionsstrecken vorhanden sind. Auch in Niederdruckentladungen, in denen nur kleine Teilchendichten herrschen, ist die OGS anderen Methoden überlegen. Im Gegensatz zur Absorptionsspektroskopie ist kein separater Detektor wie eine Photodiode oder ein Photomultiplier nötig, da die Entladung selbst als Detektor fungiert. Dadurch entstehen neue Freiheiten beim Versuchsaufbau, denn der Laserstrahl muss, nachdem er die Entladung durchquert hat, nicht mehr auf einen Detektor justiert werden. Die bei der Fluoreszenzspektroskopie nötige Abschirmung des Detektors gegen Streulicht entfällt.

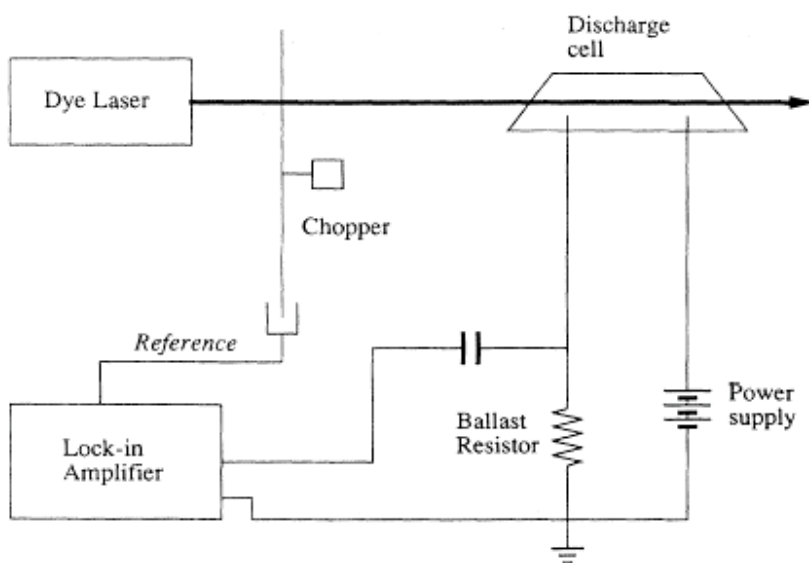


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau zur Doppler-begrenzten optogalvanischen Spektroskopie (OGS) [SASSO, 1990].

In Abbildung 4.1 ist der schematische Aufbau zur Doppler-begrenzten optogalvanischen Spektroskopie (OGS) dargestellt. Sie ist sehr einfach zu realisieren, denn sie basiert auf der Änderung der Impedanz einer Gasentladung aufgrund des optogalvanischen Effekts (OGE). Zu Realisierung wird der Strahl eines durchstimmbaren Lasers durch die zu untersuchende Entladung geschickt. Der dadurch entstehende Spannungsabfall ΔU_R über dem den Strom begrenzenden Widerstand R , kann mit Hilfe eines Kondensators ausgekoppelt und als veränderliches Signal gemessen werden.

$$\Delta U_R = R \cdot \Delta I \quad 4.1$$

Der Kondensator unterdrückt dabei den Gleichspannungsanteil. Die Änderung der Spannung ist dabei abhängig von der Frequenz des eingestrahlt Laserlichts, das über den atomaren Übergang durchgestimmt wird. Um eine Aufnahme des Signals mit einem Lock-in Verstärker (siehe Kapitel 4.5) zu ermöglichen, wird der Laserstrahl periodisch unterbrochen (gechoppt). Dabei muss beachtet werden, dass die Frequenz nicht zu niedrig gewählt wird, da die beschriebene Schaltung als Hochpass mit der Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{1}{2\pi RC} \quad 4.2$$

fungiert. Allerdings kann eine zu groß gewählte Modulationsfrequenz zur Dämpfung des Signals führen, da die Zeitspanne nicht zur Erzeugung des optogalvanischen Effekts (OGE) ausreicht. In unserer Arbeitsgruppe durchgeführte Untersuchungen der Dynamik bei optogalvanischen Spektroskopie ergaben eine deutliche Verminderung des Signals bei Frequenzen über 10 kHz [BÄCKER, 1998].

Um sicherzustellen, dass die Entladung durch den Laserstrahl nicht zu stark gestört wird, ist darauf zu achten, dass das optogalvanische Signal nicht mehr als 10% der Entladungsspannung beträgt [DOUGHTY, 1982]. Da in der verwendeten Entladung die Betriebsspannung bei 1200 V und die Größe des Signals im Bereich von einigen mV liegt, kann eine Störung praktisch ausgeschlossen werden.

4.4. Doppler-freie Spektroskopie

Wie schon weiter oben beschrieben, wird die spektrale Auflösbarkeit von Niederdruck-Gasentladungen hauptsächlich durch den Dopplereffekt begrenzt. Durch die Entwicklung schmalbandiger Laser gibt es heute jedoch eine Vielzahl von Methoden, die die Aufnahme von Doppler-freien Spektren ermöglichen und so Informationen zugänglich machen, die unter dem Dopplerprofil verborgen liegen. Wichtige Verfahren sind die Sättigungs- und die Polarisationsspektroskopie. Die in Rahmen dieser Arbeit verwendete Intermodulierte optogalvanische Spektrokopie (IMOGS) ist eine besondere Version der Sättigungsspektroskopie und wird in Kapitel 4.4.2 behandelt. Alle diese Sub-Doppler-Methoden haben den Nachteil, dass das beobachtete Signal wesentlich schwächer als das ursprüngliche Doppler-verbreiterte Signal ist. Dieses Problem ist grundsätzlicher Natur, da am Nachweis nur Atome beteiligt sind, die über keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Laserstrahls verfügen. Während die Schwächung bei der Sättigungsspektroskopie etwa Faktor 10 beträgt, ergaben Untersuchungen von M. Amin, dass der Faktor beim IMOGS-Verfahren sogar etwas größer als 80 ist [AMIN, 2004]. In Abbildung 4.2 sind die von ihm in der positiven Säule gemessenen Spektren dargestellt.

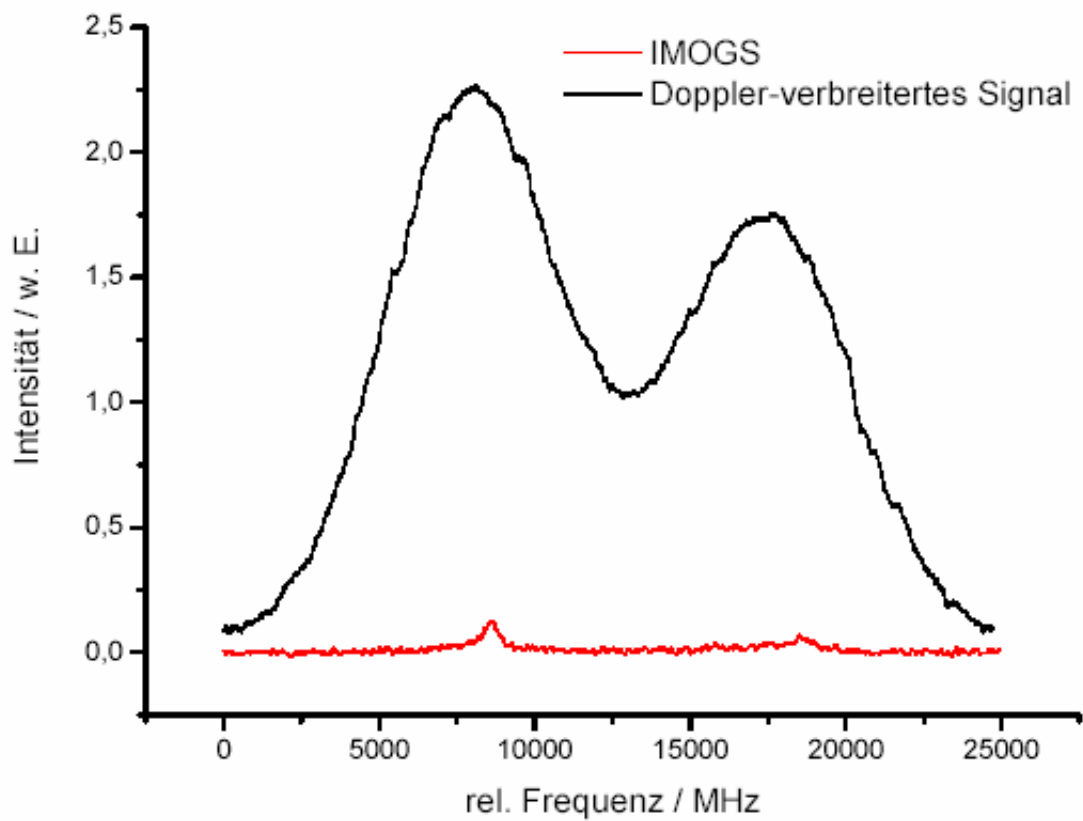


Abbildung 4.2: Vergleich der mit OGS, bzw. mit IMOGS gemessenen Spektren. Die Messungen wurden in der positiven Säule der Referenzladung mit einer handelsüblichen, nicht entspiegelten Laserdiode in einem Neon/Wasserstoff-Gemisch durchgeführt. Das Verhältnis der Flächen unter den Kurven beträgt etwa 1:80 [AMIN, 2004].

4.4.1. Sättigungsspektroskopie

Bei dieser Art der nichtlinearen Spektroskopie handelt es sich um die selektive Sättigung atomarer Übergänge. Im thermischen Gleichgewicht gehorchen die Atome eines Systems der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Strahlt man mit resonantem Laserlicht in das System ein, so wird der Grundzustand für eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse entleert, da ein Teil der Atome in den angeregten Zustand übergeht. Das an dieser Stelle erzeugte Bennett-Loch kann jedoch nicht mit dem erzeugenden Laser nachgewiesen werden, da dieser immer nur den von ihm selbst gesättigten Absorptionskoeffizienten misst. Diese selektive Sättigung kann mit Hilfe eines zweiten Laserstrahls, der durch das gesättigte Volumen über den Übergang durch gestimmt wird, sichtbar gemacht werden. Für eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse misst er eine lokal verminderte Absorption, das Bennett-Loch (siehe Abbildung 4.3).

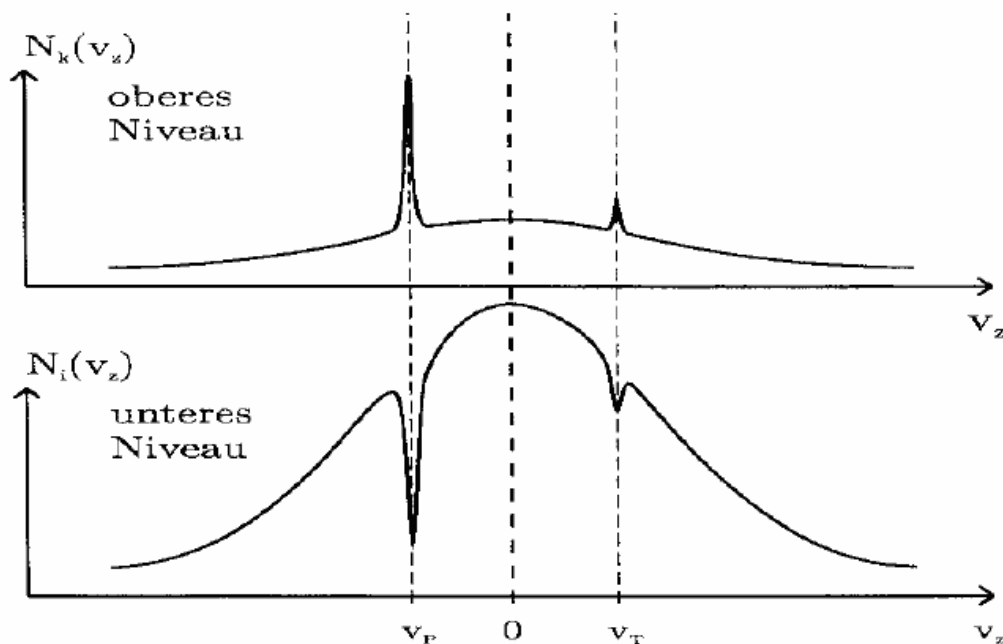


Abbildung 4.3: Einfluss von Sättigungs- und Pumpstrahl auf die Besetzung von oberem und unterem Niveau [BÄCKER, 1998].

Wird ein Laserstrahl im Verhältnis 9:1 in einen stärkeren Pumpstrahl und einen schwächeren Teststrahl aufgespaltet, die beide antiparallel durch das Messvolumen geführt werden, so wechselwirken diese mit Atomen der Geschwindigkeitsklassen v_z und $-v_z$. Fällt die Frequenz ν der Laserstrahlen mit der Linienmittenfrequenz ν_0 zusammen, so wechselwirken sie beide mit Atomen derselben Geschwindigkeitsklasse. In diesem Fall entsteht in der Linienmitte des Absorptionssignals der so genannte Lamp-Dip⁵, dessen Breite bei der Verwendung eines schmalbandigen Lasers im Bereich der homogenen Linienbreite liegt. In Abbildung 4.4 ist der experimentelle Aufbau zur Doppler-freien Sättigungsspektroskopie skizziert.

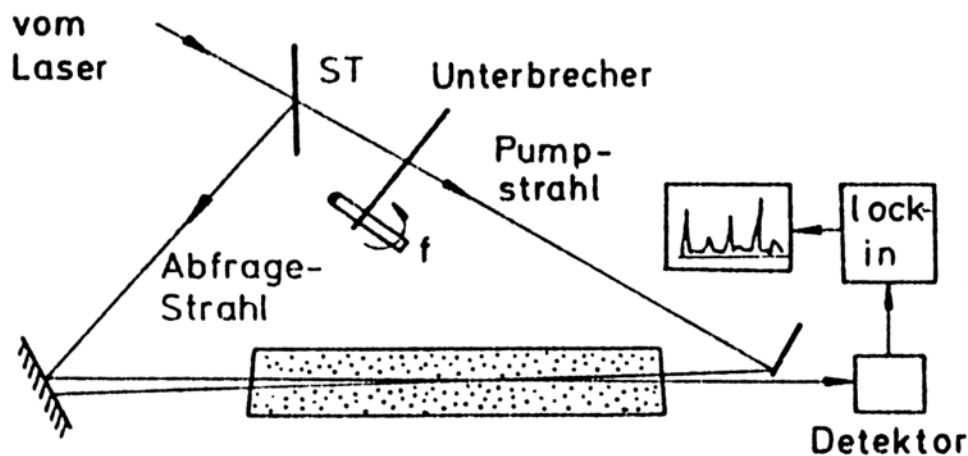


Abbildung 4.4: Experimenteller Aufbau zur Sättigungsspektroskopie [DEMTRÖDER, 1999]

Wird der Pumpstrahl mit Hilfe eines mechanischen Choppers periodisch unterbrochen, kann das Doppler-freie Signal mit Hilfe eines phasenempfindlichen Verstärkers (Lock-in Verstärker, siehe Kapitel 4.5) gemessen werden. Eine ausführliche Behandlung der Themen Sättigung und Sättigungsspektroskopie finden man in [DEMTRÖDER, 2003].

⁵ Nach dem Physiker W. Lamb.

4.4.2. Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie IMOGS

Die optogalvanische Spektroskopie (OGS) eignet sich auch zu Messungen im Sub-Doppler-Bereich. Dabei handelt es sich um die der Sättigungs-Spektroskopie ähnelnde Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie IMOGS (InterModulated OptoGalvanic Spectroscopy). Als Johnston 1978 mit einem Dye-Laser an einer Helium-Entladung spektroskopierte und dabei den transmittierten Laserstrahl mit Hilfe eines Spiegels zurück in die Entladung reflektierte, wies das aufgenommene Linienprofil in der Mitte des Übergangs den typischen Lamb-Dip auf. Dabei handelt es sich um einen Sättigungseffekt für die Atome, die keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Laserstrahls aufweisen (siehe Kapitel 4.4.1). Es handelte sich hier also um den ersten Sub-Doppler Nachweis mittels optogalvanischer Spektroskopie. Um aus dem gesättigten Profil das Doppler-freie Signal zu erhalten, musste eine neue Methode der Spektroskopie entwickelt werden: Die Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie. Diese neue Technik wurde 1979 zuerst von Lawler angewendet, um die Hyperfeinstrukturaufspaltung von Helium 3 sichtbar zu machen [LAWLER, 1979].

Für die IMOGS wird der Laserstrahl in zwei gleich starke Strahlen aufgeteilt und diese in entgegengesetzter Richtung durch die Entladung geführt. Erreicht der Laser beim Durchstimmen die Resonanzfrequenz ($\omega_L = \omega_0$), so wechselwirken beide Strahlen mit den Atomen, die über keine Geschwindigkeitskomponente in Beobachtungsrichtung verfügen ($v_z = 0$). Um das Doppler-freie Signal zu erhalten, müssen die Strahlen mit den unterschiedlichen Frequenzen f_1 und f_2 moduliert werden (siehe Abbildung 4.5). Die Signalintensität I_{OG} ergibt sich dabei aus der Anzahl der auf der Strecke Δz absorbierten Photonen beider Laserstrahlen:

$$I_{OG} = C\sigma(\omega)N_i\Delta z(I_1(t) + I_2(t)) \quad 4.3$$

Hierbei ist C eine Proportionalitätskonstante und $\sigma(\omega)$ der Wirkungsquerschnitt.

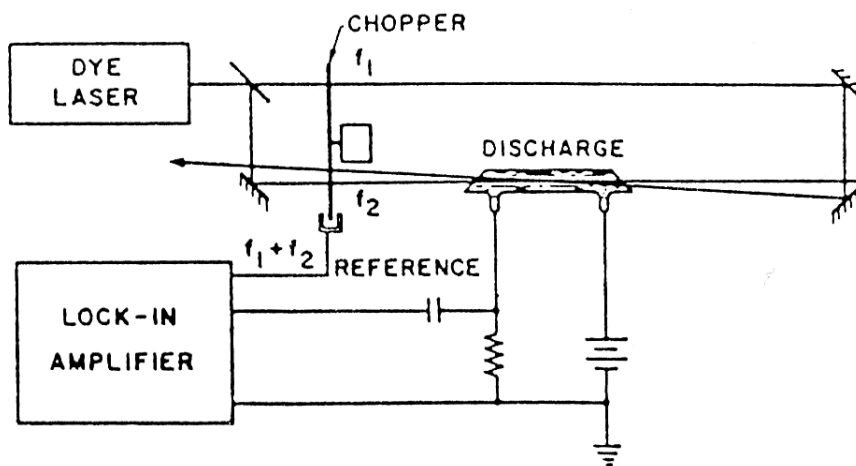


Abbildung 4.5: Experimenteller Aufbau zur Doppler-freien Optogalvanischen Spektroskopie [LAWLER., 1979].

Da die Intensitäten der beiden Laserstrahlen moduliert werden ergibt sich für ihren zeitlichen Verlauf:

$$I_1(t) = \frac{I_1^0(1 - \cos(2\pi f_1 t))}{2} \quad \text{und} \quad I_2(t) = \frac{I_2^0(1 - \cos(2\pi f_2 t))}{2} \quad 4.4$$

Nach [DEMTRÖDER, 1999] erhält man für die Linienmitte einen Verlauf der Besetzungsdichte

$$N_i(v_z = 0) \propto N_i^0 \left(1 - \frac{B_{ik}}{c\gamma_i} (I_1(t) + I_2(t)) \right). \quad 4.5$$

Durch einsetzen von 4.5 für N_i in 4.3 erhält man dann für I_{OG} :

$$I_{OG} = C\sigma(\omega)N_i^0\Delta z \left(I_1(t) + I_2(t) - \frac{B_{ik}}{c\gamma_i} (I_1(t) + I_2(t))^2 \right) \quad 4.6$$

Multipliziert man den Ausdruck $(I_1(t) + I_2(t))^2$ aus, erhält man unter anderem den Term

$$I_1^0 I_2^0 \cos(2\pi f_1) \cos(2\pi f_2) = \frac{1}{2} I_1^0 I_2^0 (\cos((f_1 + f_2)2\pi) + \cos((f_1 - f_2)2\pi)), \quad 4.7$$

der den nicht-linearen Anteil des optogalvanischen Signals beschreibt und nur noch die Summen bzw. Differenzfrequenz enthält. Wird die Referenzfrequenz des Lock-in Verstärkers bei der Messung auf $f_1 + f_2$ oder $f_1 - f_2$ gestellt, kann damit gezielt das Doppler-freie optogalvanische Signal nachgewiesen werden.

4.5. Lock-in Verstärker

Jede in einem Labor durchgeführte Messung enthält neben dem zu detektierenden Signal einen Rauschanteil, der einen Bruchteil oder auch ein Vielfaches des Signals ausmachen kann. Aus diesem Grund ist die Lock-in Technik heute zum unerlässlichen Hilfsmittel geworden und aus der modernen Spektroskopie nicht mehr wegzudenken. Ist das Signal mit einer festen Frequenz moduliert, kann das Signal-Rausch-Verhältnis durch Verwendung eines Lock-in Verstärkers bei der Signalaufnahme erheblich verbessert werden, was gerade in der Doppler-freien Spektroskopie sehr hilfreich sein kann. Im Gegensatz zu anderen Geräten mittelt der Lock-in Verstärker aber nicht einfach über einen längeren Zeitraum, um das Rauschen zu vermindern, sondern er wirkt wie ein analoges, extrem schmalbandiges Bandpassfilter, das nur das Nutzsignal herausfiltert. So können selbst Messsignale, die in einem Rauschuntergrund verschwinden, wieder sichtbar gemacht werden. Wie man in Abbildung 4.6 sehen kann, enthält der Lock-in jedoch nur einen Tiefpass, dessen Grenzfrequenz mit der der Referenzfrequenz der Messung nichts zu tun hat. Anhand des Schaltbildes in Abbildung 4.6 soll hier ein kurzer Überblick über das Grundprinzip eines Lock-in Verstärkers gegeben werden, eine ausführliche Beschreibung des Themas findet sich in [MEAD, 1989].

4.5.1. Grundprinzip eines Lock-in Verstärkers

Die wichtigste Komponente eines Lock-in Verstärkers ist ein phasenempfindlicher Detektor (PSD), der im Schaltbild als Multiplikationsdetektor bezeichnet ist. Hier wird das im Vorverstärker aufbereitete Signal mit einem Referenzsignal multipliziert, das mit der gleichen Frequenz moduliert ist. Am Ausgang des Multiplikationsdetektors entsteht eine Spannung, deren konstanter Anteil proportional zum Produkt von Signal- und Referenzamplitude ist und vom Phasenwinkel zwischen den beiden abhängt. Da der Spannungswert bei gleichem Phasenwinkel maximal wird, kann das ursprüngliche Signal bei fester Referenzamplitude bestimmt werden.

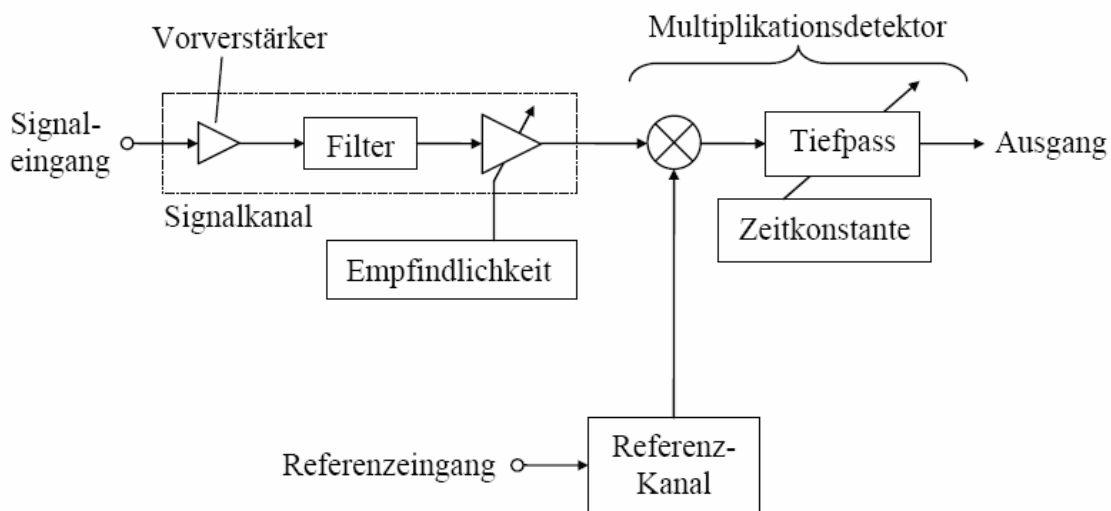


Abbildung 4.6: Schema eines Lock-In Verstärkers [AMIN, 2003]

Mit einem einfachen RC-Glied als Tiefpass lässt sich der konstante Anteil herausfiltern und am Ausgang ohne Rauschen abnehmen. Die Zeitkonstante RC bestimmt die Bandbreite des Lock-in Verstärkers nach

$$\Delta f = \frac{1}{\tau} \quad 4.8$$

und muss den experimentellen Umständen angepasst werden.

5. Optimierung der Laserleistung

In seiner Diplomarbeit hatte M. Amin durch Doppler-freie Messungen in der positiven Säule einer Wasserstoffgasentladung (siehe 6.1) gezeigt, wie das Signal-Rausch-Verhältnis beim IMOOGS-Verfahren mit abnehmender Laserleistung schlechter wird [AMIN, 2004]. Die in Abbildung 5.1 dargestellten Spektren wurden mit einer konventionellen, nicht entspiegelten HITACHI-Laserdiode vom Typ HL6501MG aufgenommen, die laut Datenblatt über eine Ausgangsleistung P_0 von 35 mW bei einer mittleren Wellenlänge 658 nm verfügt [HITACHI, 1998]. Von M. Amin durchgeführte Leistungsmessungen ergaben wesentlich höhere, jedoch inkonsistente Werte, da das verwendete Powermeter vom Typ 404 der Firma Spectra Physics mit dem für diesen Intensitätsbereich benötigten Absorber völlig illusorische Werte von mehr als 150 mW anzeigte. Messungen für die Ausgangsleistung mit einem Graufilter ergaben Werte von 25 mW für den 0,5-Filter bzw. 15 mW für den 0,25-Filter, so dass die maximale Leistung der Diode auf etwa 60 mW abgeschätzt wurde. Die verwendete Diode wurde durch den langen Betrieb nahe am Leistungsmaximum zerstört und stand aus diesem Grund für weitere Messungen nicht mehr zur Verfügung. Alle folgenden Messungen mussten deshalb mit einem Diodenlaser der Firma Sacher Lasertechnik SAL-660-30 mit externem Resonator durchgeführt werden, der zwar nur über eine begrenzte Ausgangsleistung von ca. 21 mW verfügt, sich dafür aber ohne Modensprünge über ca. 120 GHz durchstimmen lässt (siehe Kapitel 6.5).

Um die begrenzte Ausgangsleistung dieses Lasersystems voll zu nutzen, war es extrem wichtig, alle Verluste so gering wie möglich zu halten. Verluste entstehen durch alle optischen Elemente im Versuchsaufbau, wie z.B. Spiegel, Strahlteiler, den Chopper und die Fenster des Entladungsgefäßes.

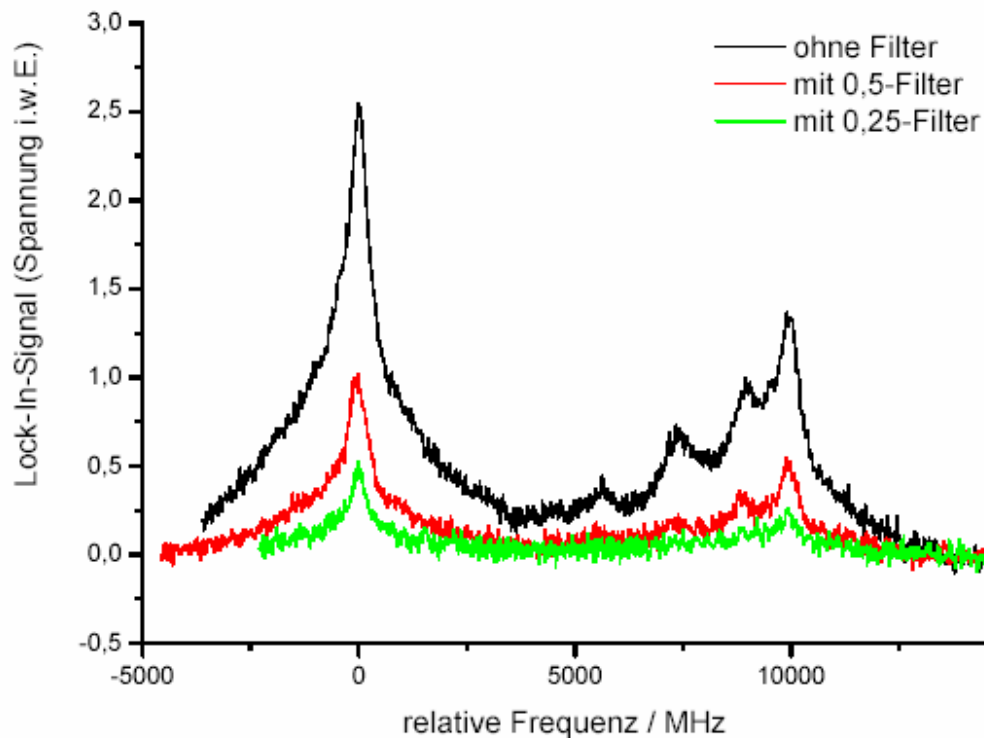


Abbildung 5.1: *Abhängigkeit des Lock-in Signals von der Laserleistung. Die Laserleistung wurde mit Hilfe verschiedener Grauglasfilter um die Hälfte (0,5-Filter) bzw. drei Viertel (0,25-Filter) reduziert [AMIN, 2004].*

Die größten aber nicht zu vermeidenden Verluste entstehen durch die Verwendung eines mechanischen Choppers. Sie betragen aufgrund der rotierenden Lochscheibe 50% der Laserintensität. Da die Detektierung des IMOGS-Signals auf der Summenfrequenz der beiden Teilstrahlen stattfindet (siehe Kapitel 4.4.2), ist ein mechanischer Chopper am besten geeignet. Die Verwendung anderer Modulatoren wie z.B. Akusto-Optischer- (AOM) und Elektro-Optischer-Modulatoren (EOM) scheiterten an Synchronisierungsproblemen und zu geringer Intensität des modulierten Laserstrahls (AOM) bzw. immens hohen Kosten der einzelnen Modulatoren (EOM). Umso wichtiger ist es darum, alle anderen Elemente so zu wählen, dass im Versuchsaufbau möglichst wenig Laserleistung absorbiert wird.

5.1. Spiegel und Strahlteiler

Da im Versuchsaufbau mehrere Spiegel zur Anwendung kommen, können sich die durch sie bedingten Leistungsverluste bei ungünstigen Bedingungen auf weit über 50% aufaddieren. Durch konsequente Minimierung der Verluste an jedem einzelnen Spiegel kann der Gesamtverlust drastisch reduziert werden. Die Reflektivität ist abhängig vom Material des Spiegels und der auftreffenden Wellenlänge (siehe Abbildung 5.2). Hier sieht man auch, dass gerade die oft verwendeten Spiegel mit Aluminiumbeschichtung im für uns relevanten Wellenlängenbereich von 656 nm nur über ein eingeschränktes Reflektionsvermögen verfügen.

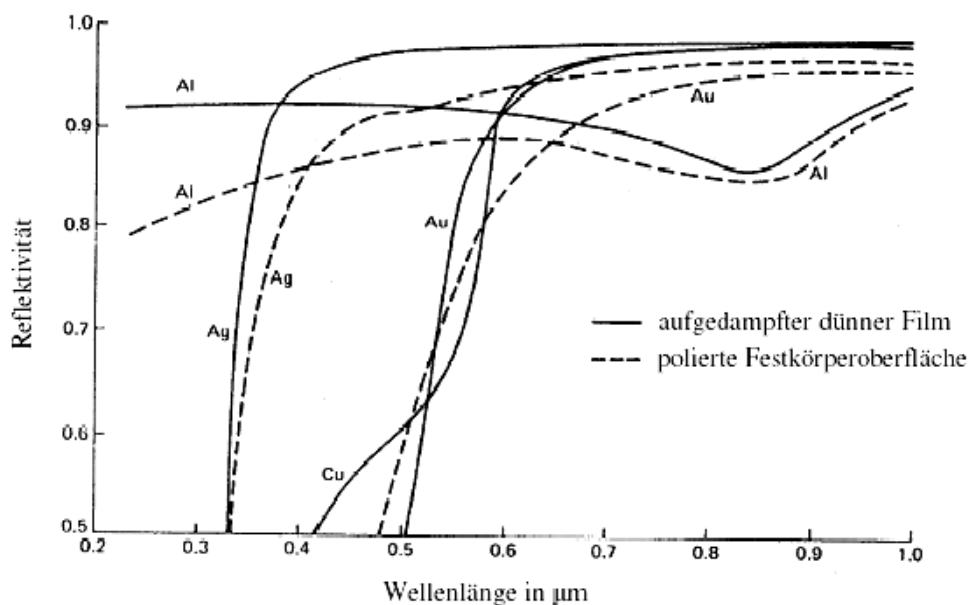


Abbildung 5.2: Reflektivität verschiedener Metallfilme in Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge [KOECHNER, 1996].

Das Reflektionsvermögen oder die Reflektivität R ist dabei definiert als Quotient der Intensitäten des reflektierten Strahls I_r und des einfallenden Strahls I_0 , also:

$$R = \frac{I_r}{I_0} \quad 5.1$$

Bei Spiegeln mit einer Beschichtung aus Aluminium beträgt R etwa 0,8 - 0,9. Dass sie trotz dieser großen Verluste häufig verwendet werden, liegt hauptsächlich an ihrem einfachen Herstellungsprozess. Außerdem ist ihre Beschichtung unempfindlich gegen den Sauerstoff der Luft, weshalb man sie über einen langen Zeitraum im Labor einsetzen kann, ohne sie erneuern zu müssen. Wie man in Abbildung 5.2 erkennen kann, scheint Silber, als dünner Film aufgetragen, die bessere Alternative zu sein. Damit lassen sich die Verluste auf etwa ein Prozent reduzieren. Nach kurzer Zeit nimmt die Reflektivität schnell wieder ab, da die Oberfläche sehr schnell mit dem Sauerstoff der Luft oxidiert. Wünschenswert wäre also eine Beschichtung mit hohem über einen langen Zeitraum stabilem Reflektionsvermögen. Auf längere Sicht haben sich Spiegel mit dielektrischer Vielfachschicht bewährt.

5.1.1. Dielektrische Vielfachschichten

Spiegel mit dielektrischen Vielfachschichten sind sehr aufwendig in der Herstellung, können aber in einem begrenzten Wellenlängenbereich eine Reflektivität von mehr als 99,9 % erreichen (siehe Abbildung 5.3). Sie bestehen aus abwechselnd hoch- und niederbrechenden transparenten Schichten der optischen Dicke $\lambda/4$, die auf einen Glasträger aufgedampft werden. Da in den durchgeführten Experimenten mit quasi konstanter Wellenlänge gearbeitet wird, sind sie bestens zur Minimierung der Laserverluste geeignet.

Das Verfahren lässt sich auch hervorragend zur Herstellung von Strahlteilern verwenden, die gegenüber den herkömmlichen Prismenstrahlteilern praktisch keine Verluste ($< 0,1\%$) durch Absorption aufweisen.

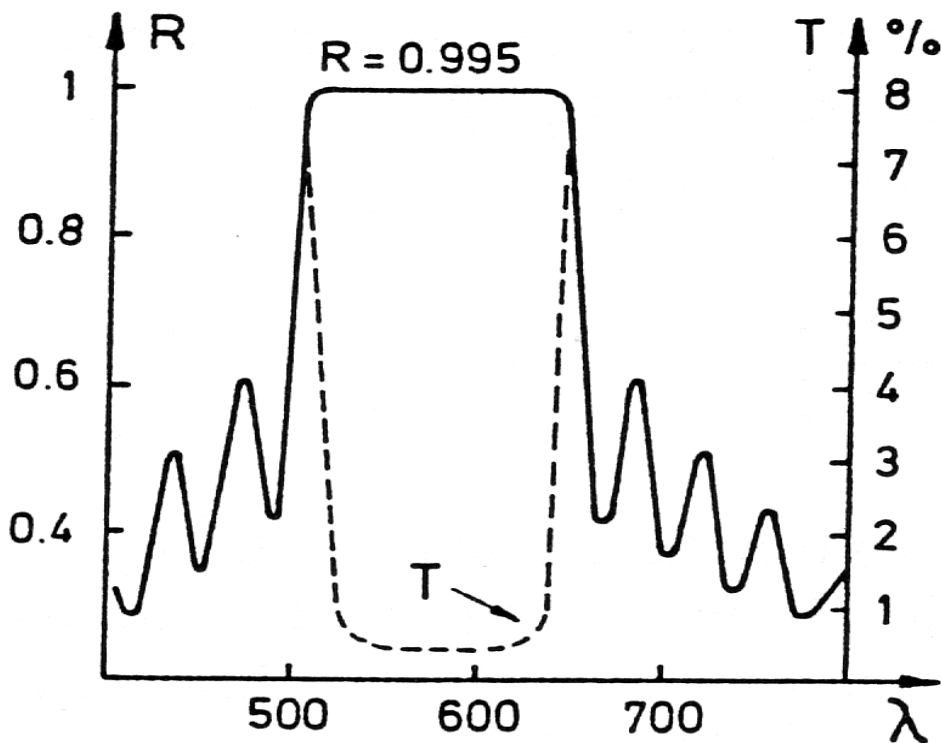


Abbildung 5.3: Die Reflektivität eines Mehrschichtenspiegels in Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge [DEMTRÖDER, 1999]

Wird nur eine einzige $\lambda/4$ Schicht mit dem Brechungsindex n_1 auf eine Glasscheibe mit dem Brechungsindex n_2 ($n_{\text{Luft}} < n_1 > n_2$) aufgebracht, so erhöht sich die Reflektivität der Glasscheibe aufgrund von konstruktiver Interferenz der an beiden Grenzflächen reflektierten Wellen. Wird ein entsprechend hochbrechendes Material wie z.B. ZnS ($n = 2,3$) gewählt, so erhöht sich die Reflektivität von 4% auf 31%. Um hohe Reflexionsgrade von bis zu 99,9% zu erreichen müssen teilweise mehr als 15 Schichten auf ein Substrat aufgetragen werden. Dementsprechend kompliziert und aufwendig ist das Herstellungsverfahren eines solchen Spiegels.

5.2. Dye-Verstärkung eines Diodenlasers

5.2.1. Vorversuch zur Dye-Verstärkung

Da die mit dem Diodenlaser erreichte Leistung von 21 mW anfangs nicht zur Erzeugung eines Doppler-freien optogalvanischen Signals mittels IMOGS ausreichte, wurde versucht diese Ausgangsleistung mit Hilfe eines cw-gepumpten Dye-Strahls zu verstärken. Nach dem Funktionsprinzip des Farbstofflasers (siehe Kapitel 2.1) sollte bei der Verwendung eines Farbstoffs für den entsprechenden Wellenlängenbereich eine Verstärkung des eingestrahnten Laserlichts möglich sein. Erste Vorversuche, die mit Hilfe von Prof. Dr. G. Pfister und einem vom ihm zur Verfügung gestellten Dye-Lasers mit dem Farbstoff Rhodamin 6G durchgeführt wurden (siehe Abbildung 5.4), verliefen so viel versprechend, dass eine genauere Untersuchung sinnvoll erschien.

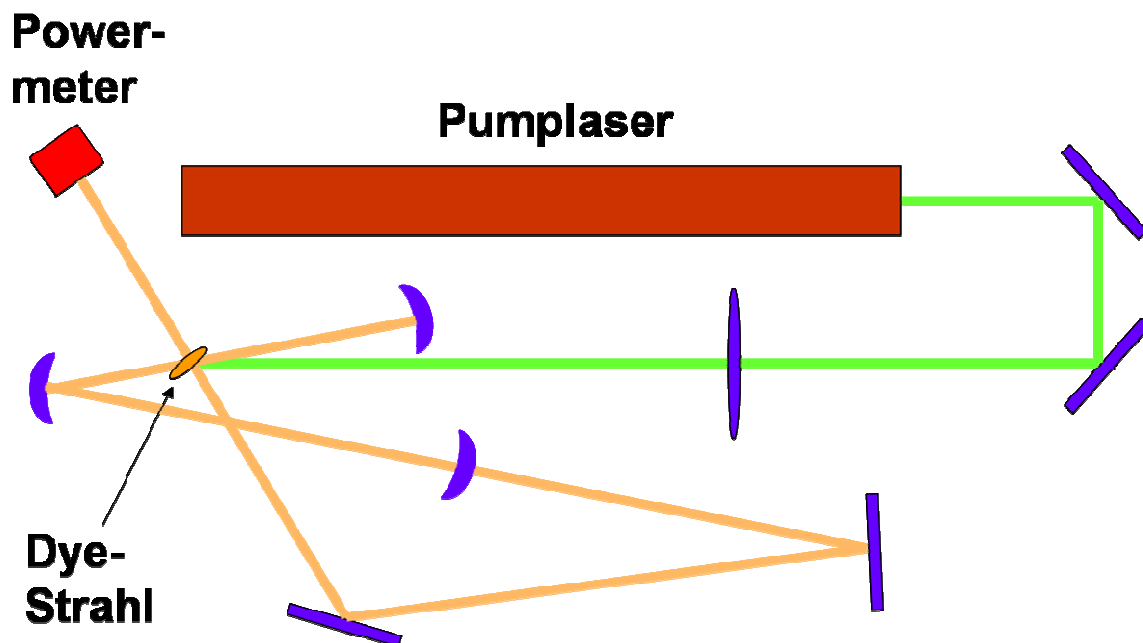


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des Vorversuchs zur Dye-Verstärkung. Der Pumpelaser wird durch den Farbstoffstrahlstrahl geführt und ein Teil des dort entstandenen Laserstrahls zur Verstärkung erneut durch die Lamelle geführt [ESCH, 2004].

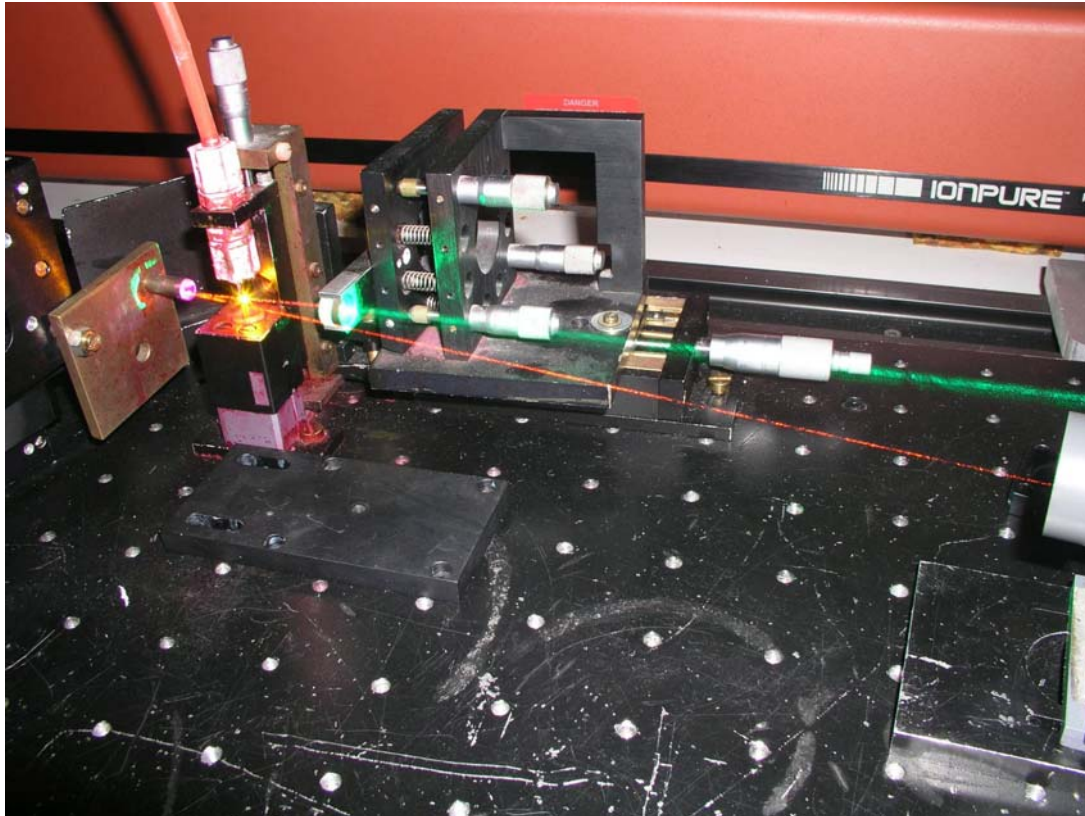


Abbildung 5.5: Vorversuch zur Dye-Verstärkung. Zu sehen ist der Strahl des Pumplasers (grün), die gepumpte Farbstofflamelle mit Fluoreszenz sowie der entstandene Farbstofflaserstrahl (orange). Bei dem verwendeten Farbstoff handelte es sich um Rhodamin 6G dessen Verstärkungsprofil im Bereich von 550 nm liegt. Da es nur um einen Vorversuch ging, war die emittierte Wellenlänge nicht von Bedeutung.

5.2.2. Versuch der Verstärkung mit einem gepumpten Dye-Strahl

Für weitere ausführliche Untersuchungen stand als Pumpquelle ein Argon-Ion Laser *Model 2030 High Power Ion Laser, Spectra-Physics* mit einer Pumpleistung von bis zu 20 Watt bei 485 nm zur Verfügung. Als Farbstoff wurde in Ethylenglycol und Benzyalkohol gelöstes DCM verwendet, das über ein entsprechendes Verstärkungsprofil im benötigten Wellenlängenbereich von 656,23 nm verfügt.

Für das Experiment wurde eine modifizierte Apparatur von [JÜRGENS, 1993] verwendet, bei der der Strahl des Diodenlasers mit einem Hohlspiegel in die Farbstofflamelle fokussiert wird. Über einen weiteren Spiegel konnte der Pumpstrahl durch die Farbstofflamelle geführt werden (siehe Abbildung 5.6). Die Intensität des zu verstärkenden Lasers wurde hinter einem Gitterspektrographen mit einem Powermeter *Typ 404* der Firma *Spectra Physics* bestimmt. Bei späteren Messungen wurde vor dem Gitterspektrographen ein schmalbandiges Spektralfilter platziert, um den Einfluss des sehr intensiven Pumplichts zu minimieren.

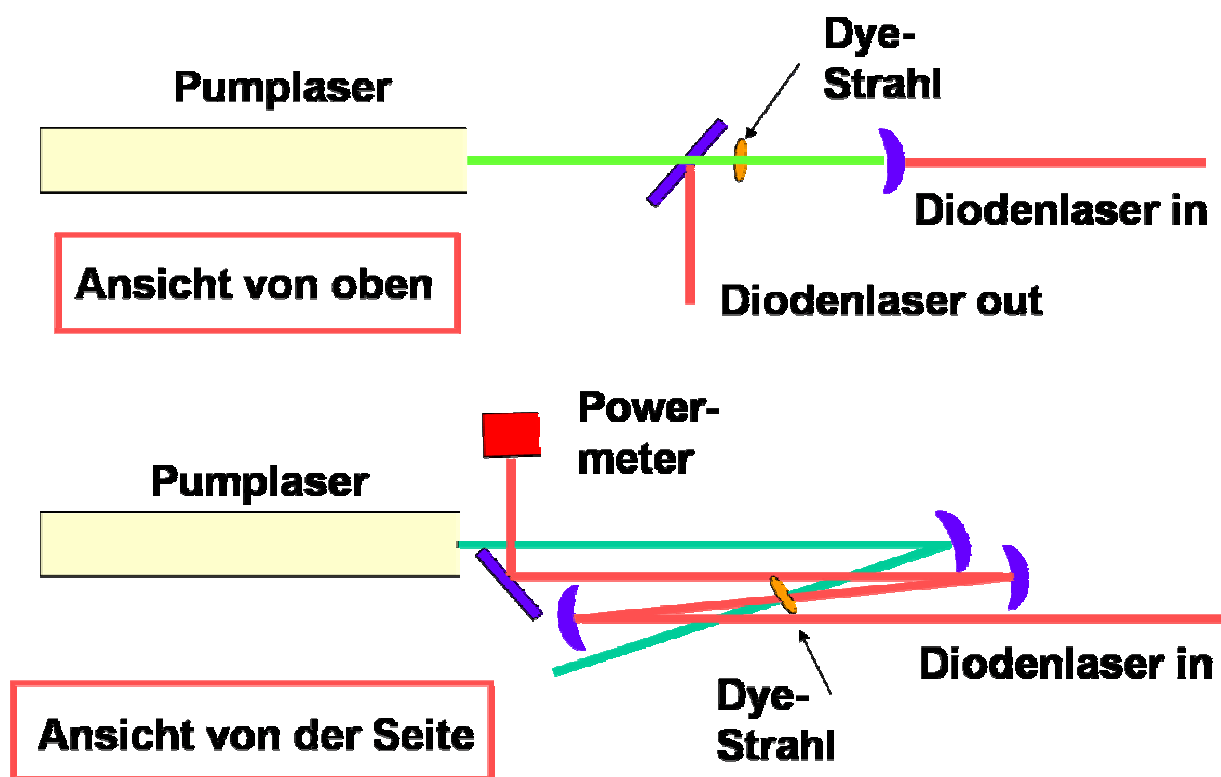


Abbildung 5.6: Schematischer Aufbau zur Dye-Verstärkung [ESCH, 2005].

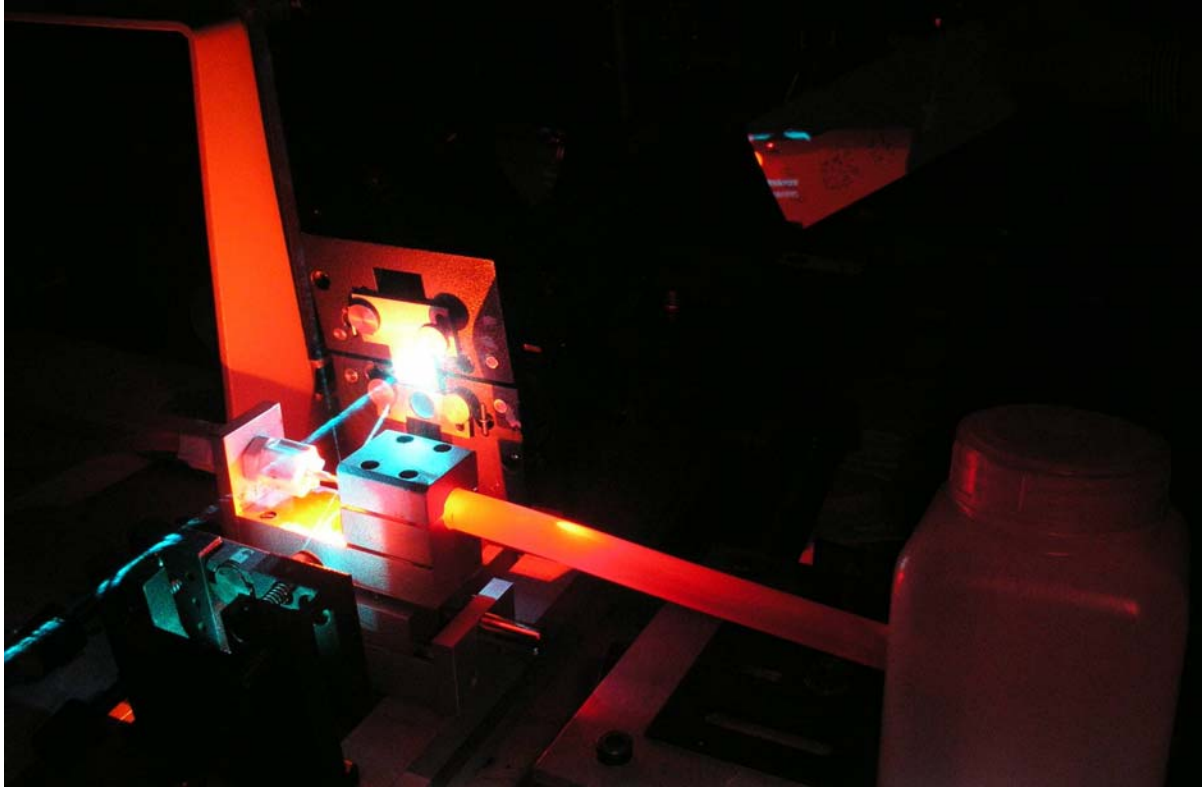


Abbildung 5.7: Laserverstärkung mittels eines gepumpten Dye-Strahls. Der sehr intensive Strahl des Pumplasers ist deutlich zu erkennen (grün). Das rote Leuchten entsteht durch die Fluoreszenz des Dye-Farbstoffs DCM.

Die ersten Versuche wurden bei Leistungen des Diodenlasers von nur einigen mW durchgeführt. Dabei waren die hinter dem Dye-Strahl gemessenen Werte - abhängig von der Leistung des Pumplasers - um 1-2 mW erhöht, was einer Verstärkung von 50-100 % entspräche. Ausführliche Messungen, bei denen die Laserdiode auch mit größerer Intensität durch die Farbstofflamelle geführt wurde, zeigten lediglich eine Veränderung in der gleichen Größenordnung von 1-2 mW , die auch noch unabhängig von der Pumpleistung zu sein schien.

In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse einer solchen Messung aufgetragen. In der ersten Spalte ist die Pumpleistung des Argon Ion Lasers aufgetragen. Die Intensität des Diodenlasers vor dem Versuchsaufbau I_1 blieb während der ganzen Messung relativ konstant bei etwa 20 mW . Hinter der Apparatur ist eine Erhöhung der Intensität I_3 in Abhängigkeit von der Pumpleistung zu beobachten. Zur Kontrolle wurden auch die Intensität des Diodenlasers hinter dem Aufbau ohne Pumpquelle I_5 bzw. die Intensität mit Pumpquelle aber ohne Diodenlaser I_6 gemessen. Vergleicht man nur I_1 und I_3 , so kann man eine leichte Verstärkung bei Erhöhung der Pumpleistung feststellen. Berücksichtigt man aber auch die Verluste im Aufbau und den Einfluss des Pumplichtes auf die Messung, so kommt man auf eine Netto-Verstärkung, die kleiner als eins und quasi unabhängig von der Leistung des Pumplasers ist.

Leistung/ W	Intensität ₁ /mW	Intensität ₃ /mW	Intensität ₅ /mW	Intensität ₆ /mW	Verstärkung	Netto-Verstärkung
1	19,9	18,8	16,8	0,2	0,94	0,93
1,2	19,5	18,5	16,5	0,26	0,95	0,94
2,2	20,1	18,9	17,8	0,47	0,94	0,92
2,6	20,1	18,7	17	0,56	0,93	0,90
4,8	19,8	19,4	17,7	1,31	0,98	0,91
5,6	19,3	19,6	17,2	1,56	1,02	0,93
8	19,7	20,7	17,4	1,71	1,05	0,96
9	19,1	20,9	17,3	2,02	1,09	0,99
10	19,4	20,9	17,9	2,15	1,08	0,97
12	19,9	21,2	17,6	2,08	1,07	0,96

Tabelle 5.1: Messung der Verstärkung bei einer Laserleistung von etwa 20 mW . Aufgetragen sind die Leistung des Pumplasers, die Intensität vor der Apparatur I_1 , die Intensität hinter der Apparatur mit Pumpstrahl I_3 , die Intensität hinter der Apparatur ohne Pumpstrahl I_5 und die Intensität ohne Diodenlaser I_6 .

Nach diesen ernüchternden Ergebnissen wurden folgende Verbesserungen am Aufbau vorgenommen: Der verwendete Farbstoff wurde gegen frischen ausgetauscht, die zur Auskopplung des Laserstrahls verwendeten Metallspiegel durch dielektrische Vielschichten ersetzt, und ein schmalbandiges Filter in den Aufbau installiert um den Einfluss des Pumplichtes zu minimieren. Durch diese Maßnahmen gab es praktisch keine Laserverluste mehr und der Einfluss des Pumplichtes konnte auf etwa $0,2 \text{ mW}$ bei 10 W Pumpleistung reduziert werden.

In Tabelle 5.2 sind einige Messungen mit diesem optimierten Versuchsaufbau dargestellt. Die Messungen wurden bei einer Pumpleistung von 10 W durchgeführt. Aufgetragen sind hier die Intensität ohne Pumpquelle I_5 , die Intensität mit Pumpquelle I_3 , die Intensität des Pumplichtes am Powermeter sowie die relative und absolute Verstärkung.

Intensität ₅	Intensität ₃ /mW	Intensität ₆ /mW	Verstärkung	Verstärkung in mW
3,8	5,2	0,2	1,36	1,20
12,5	15,5	0,2	1,22	2,80
15,5	18,8	0,2	1,2	3,10

Tabelle 5.2: Messung der Verstärkung mit dem optimierten Versuchsaufbau.

Parallel zu diesen Messungen wurden weitere Experimente am Entladungstopf durchgeführt, die schließlich zu Entdeckung des Doppler-freien optogalvanischen Signals führten. Aufgrund dieses Erfolges und der Tatsache, dass der experimentelle Aufbau zur Laserverstärkung die Nutzung des verstärkten Strahls technisch sehr schwierig gestaltete, wurden keine weiteren Experimente in dieser Richtung mehr durchgeführt. Nichtsdestotrotz scheint dieses Verfahren grundsätzlich zu funktionieren, so dass eine weitere ausführliche Untersuchung des Phänomens wünschenswert ist.

5.3. Untersuchung von verschiedenen Kathodenmaterialien

Bei der Auswahl des Kathodenmaterials muss man verschiedene Aspekte beachten. Besonders wichtig sind gute Bearbeitbarkeit, hoher Schmelzpunkt und eine niedrige Sputterrate. Als Sputtern bezeichnet man im Allgemeinen das Herauslösen von Atomen aus einem Material durch Ionenbeschuss. Die herausgeschlagenen Atome lagern sich dann auf der Kathode an und verändern durch die Bildung eines leitenden Films ihr Entladungsverhalten. Aus diesem Grund muss die Kathode auch bei einer geringen Sputterrate von Zeit zu Zeit aus dem Entladungstopf ausgebaut und poliert werden. Tabelle 5.3 zeigt die Sputterraten einiger Elemente, die als Kathodenmaterial in Frage kommen.

Element	Ta	Al	W	Fe	Cu
Sputterrate / $10^{-9} \frac{\text{kg}}{\text{A}\cdot\text{s}}$	4,5	8	16	19	84

Tabelle 5.3: Sputterraten verschiedener Kathodenmaterialien nach [ENGEL, 1934]

Während Kupfer aufgrund des sehr hohen Wertes von vorneherein ausscheidet, ist auch Aluminium nur bedingt geeignet. Mit dem Sauerstoff der Luft bildet Aluminium an der Oberfläche sofort eine Oxidschicht, die ein sauberes Brennen der Entladung behindert. Von den verbleibenden drei Elementen sind Tantal und Eisen am besten geeignet, da Wolfram schon bei geringen Verunreinigungen mit Sauerstoff und Kohlenstoff äußerst hart und spröde wird und sich dadurch schlecht verarbeiten lässt. Die niedrige Sputterrate von Tantal veranlasste [RIEGER, 2000], eine Kathode aus diesem Material zu konstruieren. Die mit dieser Kathode gemessenen Doppler-verbreiterten Spektren überzeugten durch ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis bei der Aufnahme mittels der optogalvanischen Spektroskopie OGS (siehe Abbildung 5.8).

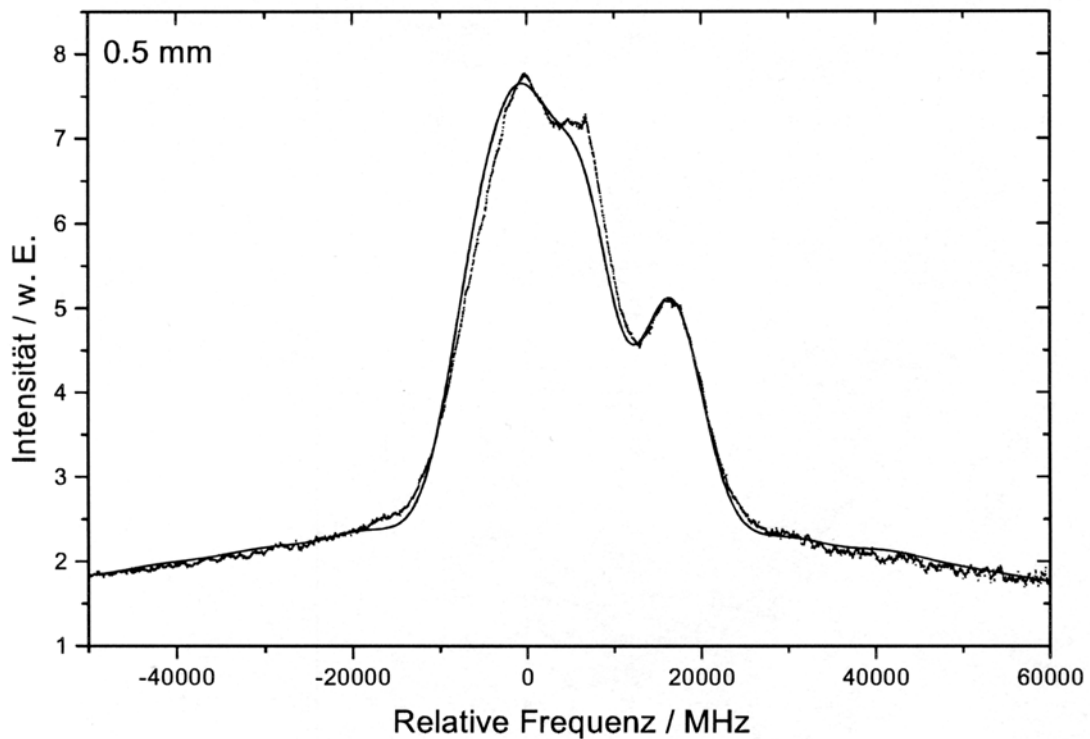


Abbildung 5.8: Messung von T. Rieper mit Tantal-Kathode bei 6258 V/cm [RIEPER, 2000].

Um das elektrische Feld über der Kathode zu homogenisieren wurde von Z. Altug eine geteilte Kathode entwickelt (siehe Abbildung 5.9). Durch die Aufteilung in innere und äußere Kathode ist es möglich nur im homogenen Bereich über der Mitte der Entladung zu messen [ALTUG, 2001].

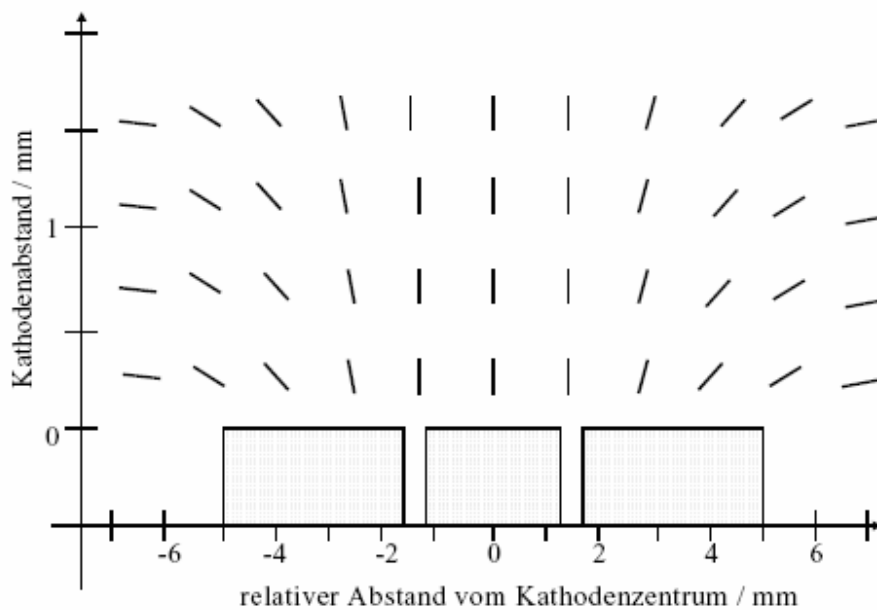


Abbildung 5.9: Die von Altug entwickelter geteilte Kathode erlaubt die Messung im homogenen Bereich des elektrischen Feldes [ALTUG, 2001].

Als Material wählte er Eisen, da sich Tantal aufgrund seiner Sprödigkeit nur sehr schlecht verarbeiten lässt. Er verzichtete also bei der Konstruktion der Kathodenkomponenten auf die guten Sputtereigenschaften von Tantal zugunsten der guten Bearbeitbarkeit von Eisen. Dies wurde notwendig, da die Herstellung der geteilten Kathode mit einem wesentlich höheren Arbeitsaufwand verbunden war.

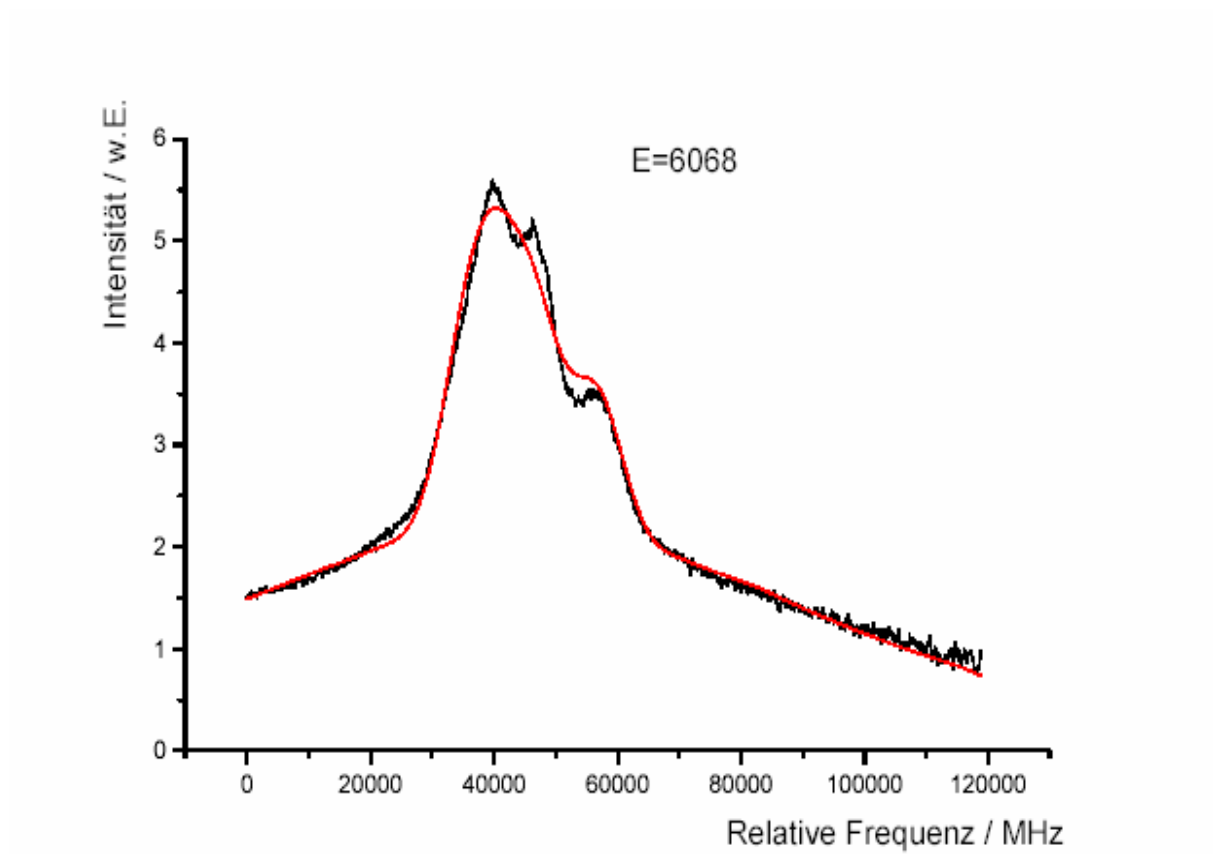


Abbildung 5.10: Messung von Z. Altug mit einer gesplitteten Kathode aus Eisen bei 6068 V/cm [ALTUG, 2001].

Die Messungen mit den neuen Eisenkathoden (siehe Abbildung 5.10) zeigten vom Signal-Rausch-Verhältnis keine signifikante Verschlechterung zu der Tantal-Variante (siehe Abbildung 5.8). Aus diesem Grund wurden alle weiteren Messungen mit Kathoden aus Eisen durchgeführt.

5.4. Dynamik der Signalentstehung im Kathodenfall

Da die Frequenz des mechanischen Choppers auf maximal 2,7 KHz begrenzt ist, musste sichergestellt werden, dass diese Limitierung keinen Einfluss auf die Signalintensität hat. Aus diesem Grund wurden Messungen bei verschiedenen Chopperfrequenzen im Bereich von 100 Hz bis 2,5 KHz durchgeführt. Die dabei entstandenen Profile sind in Abbildung 5.11 aufgetragen.

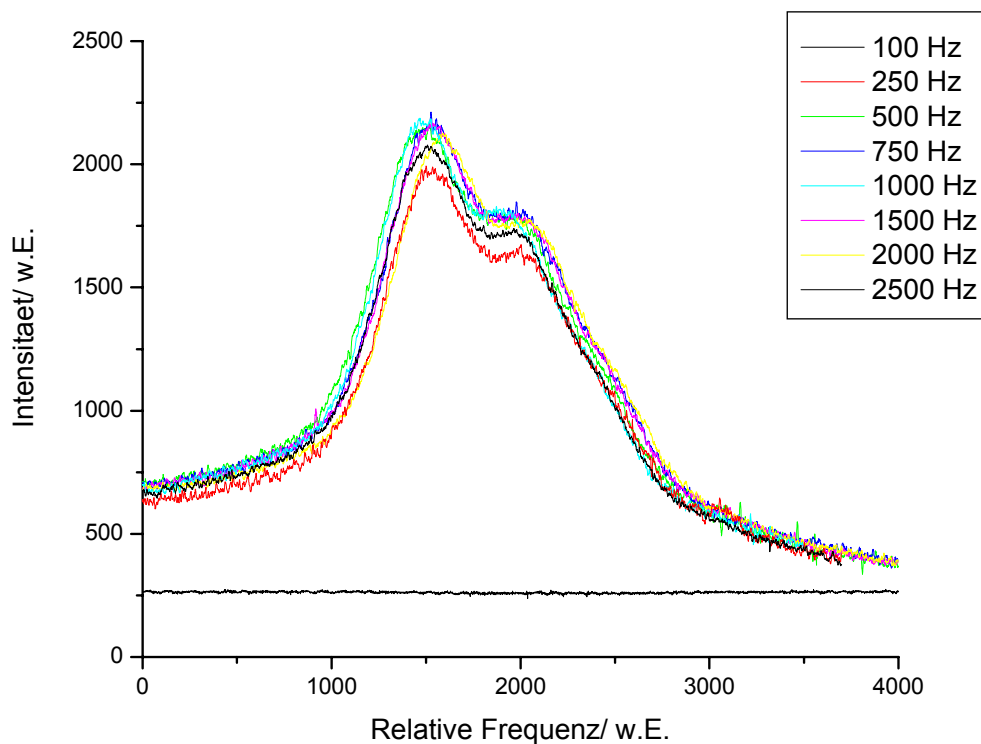


Abbildung 5.11: Vergleich der Signalintensität für verschiedene Chopperfrequenzen. Nur bei einer Frequenz von 100 Hz (schwarze Kurve) führt der Hochpass in der Schaltung zu einer Signalunterdrückung. Ab einer Frequenz von 250 Hz (rote Kurve) lässt sich nahezu kein Unterschied in den Signalintensitäten erkennen.

Es ist recht deutlich zu sehen, dass schon ab einer Frequenz von 250 *Hz* fast keine Veränderung in der Signalintensität zu beobachten ist. Das fehlende Signal bei 100 *Hz* lässt sich auf den Hochpass zurückführen, der von Vorwiderstand und Kondensator gebildet wird (siehe Kapitel 4.3). Der Versuch, höhere Chopperfrequenzen mit einem Akusto-Optischen-Modulator (AOM) zu erzeugen, scheiterte an der mangelnden Intensität des modulierten Strahls. Theoretisch lassen sich mit einem AOM Modulationsfrequenzen bis zum MHz-Bereich erzeugen. Die Modulation beim AOM entsteht jedoch durch Bragg-Reflexion an einem schwingenden Kristall und die Intensität der reflektierten Ordnung besitzt nur einen Bruchteil des ursprünglichen Werts. Ein weiteres Problem wäre die fehlende Synchronisation der beiden für die Doppler-freie Spektroskopie notwendigen Modulatoren. Durch die geringen Erfolgsaussichten aufgrund der niedrigen Intensität der modulierten Strahlen wurde dieser Ansatz nicht weiter erörtert.

5.5. Messung bei verschiedenen Gasgemischen

Schon 1998 wurden in dieser Arbeitsgruppe von H. Bäcker die ersten Versuche zur Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie (IMOGS) durchgeführt. In der zu diesem Zweck entwickelten Gasentladung war das Rauschen bei der Verwendung von reinem Wasserstoff so groß, dass es den optogalvanischen Nachweis massiv störte. Zur Rauschminimierung wurden Versuche mit Mischungen verschiedener Füllgase durchgeführt, bei denen ein Gemisch aus 10 % Wasserstoff 5.6 (99,9996 Vol %) und 90 % Neon 4.0 die besten Ergebnisse erzielte [BÄCKER, 1998]. Die guten Ergebnisse dieser Experimente konnten im Entladungstopf nicht reproduziert werden; die Verwendung des gleichen Gemischs führte zu einer extremen Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Aus diesem Grund wurden erneut Messungen mit verschiedenen Zusammensetzungen von Wasserstoff und Neon durchgeführt. Die Mischung der beiden Gase erfolgte mit Hilfe eines *Multi-Gas-Controllers 147 B* sowie zweier *Massendurchflussregler vom Typ 1259C* der Firma MKS, die eine sehr hohe Genauigkeit des einstellten Gasdurchflusses erlauben ($\pm 0,8$ %). Im Gegensatz zu der Referenzentladung von H. Bäcker erhielt man die besten Ergebnisse dieser Untersuchung bei Gemischen mit niedrigem Neon-Anteil bzw. in reinem Wasserstoff 5.0. In Abbildung 5.12 sind Doppler-verbreiterte Spektren für verschiedene Gasgemische dargestellt.

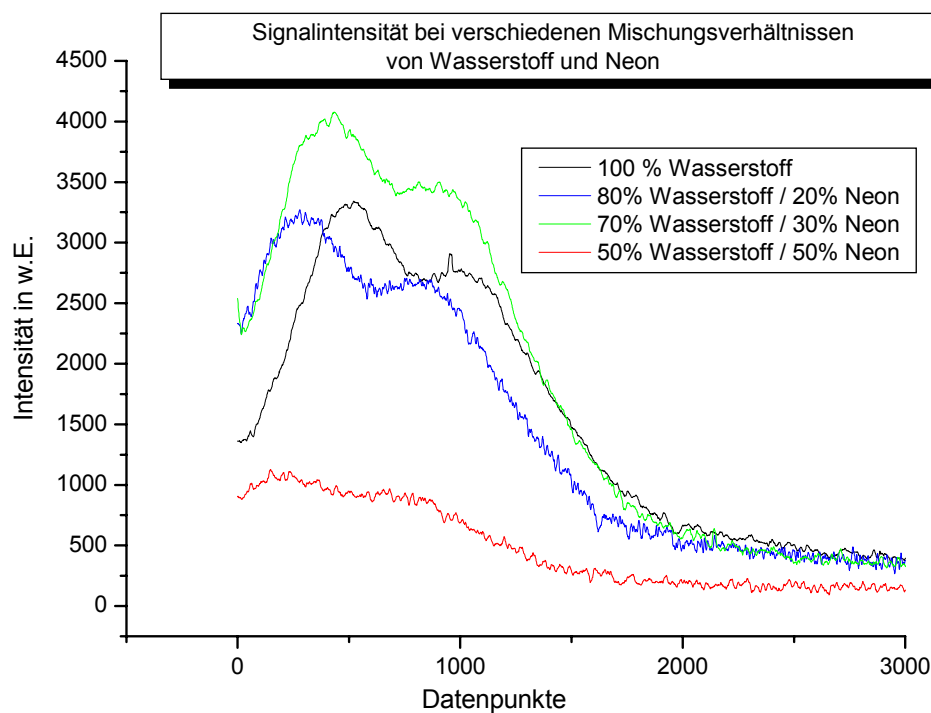


Abbildung 5.12: Vergleich der Signalintensität für verschiedene Mischungsverhältnisse von Wasserstoff und Neon. Obwohl das optogalvanische Signal in einem 70/30 Gemisch von Wasserstoff und Neon etwa 20% stärker als in reinem Wasserstoff war, wurden aufgrund des wesentlich geringeren Aufwands die weiteren Spektren in reinem Wasserstoff 5.0 durchgeführt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmendem Anteil von Wasserstoff das optogalvanische Signal immer besser wird. Im Gegensatz zu einem 50/50 Gemisch von Wasserstoff und Neon ist das Signal in reinem Wasserstoff trotz geringeren Rauschens etwa dreimal größer. Obwohl das optogalvanische Signal in einem 70/30 Gemisch von Wasserstoff und Neon noch etwa 20% stärker als in reinem Wasserstoff ist, wurden wegen des wesentlich geringeren technischen Aufwandes alle weiteren Messungen im Entladungstopf mit reinem Wasserstoff 5.0 durchgeführt.

6. Das Experiment

In diesem Kapitel soll der verwendete Versuchsaufbau für die Doppler-verbreiterten sowie die Doppler-freien Messungen und die verschiedenen Komponenten beschrieben werden. Bei den Experimenten kamen zwei verschiedene Entladungen zum Einsatz, um die Wasserstoffatome in den von uns benötigten $n = 2$ Zustand anzuregen: Die so genannte Referenzentladung sowie ein in unserer Arbeitsgruppe entwickelte Entladungsgefäß aus Edelstahl, das im weiteren Verlauf als Entladungstopf bezeichnet wird.

6.1. Die Referenzentladung

Ursprünglich wurde die von H. Bäcker entwickelte Referenzentladung (siehe Abbildung 6.1) verwendet, um während der Messungen im Entladungstopf - zur Kalibrierung der Spektren - Frequenzmarken zu erhalten, da die Übergänge aufgrund des Starkeffektes verschoben sind. Außerdem stellte sich heraus, dass sich diese Entladung besonders gut zur Erzeugung Doppler-freier Spektren mittels IMOGS eignet, da die Besetzungsdichte für $n = 2$ in der positiven Säule besonders hoch ist. Außerdem können aufgrund ihrer Geometrie die zur Doppler-freien Spektroskopie benötigten gegenläufigen Teilstrahlen problemlos durch die gesamte Entladung geführt und relativ einfach justiert werden. Die Länge des aus Duran hergestellten Entladungsrohres beträgt 200 mm bei einem Durchmesser von $11,7 \text{ mm}$. Die Fenster sind zur Minimierung von Reflektionen unter dem Brewsterwinkel angebracht und ihre Dicke kann aufgrund des geringen Durchmessers der Entladung auf nur $1,5 \text{ mm}$ reduziert werden, was eine äußerst geringe Absorption zur Folge hat [BÄCKER, 1998].

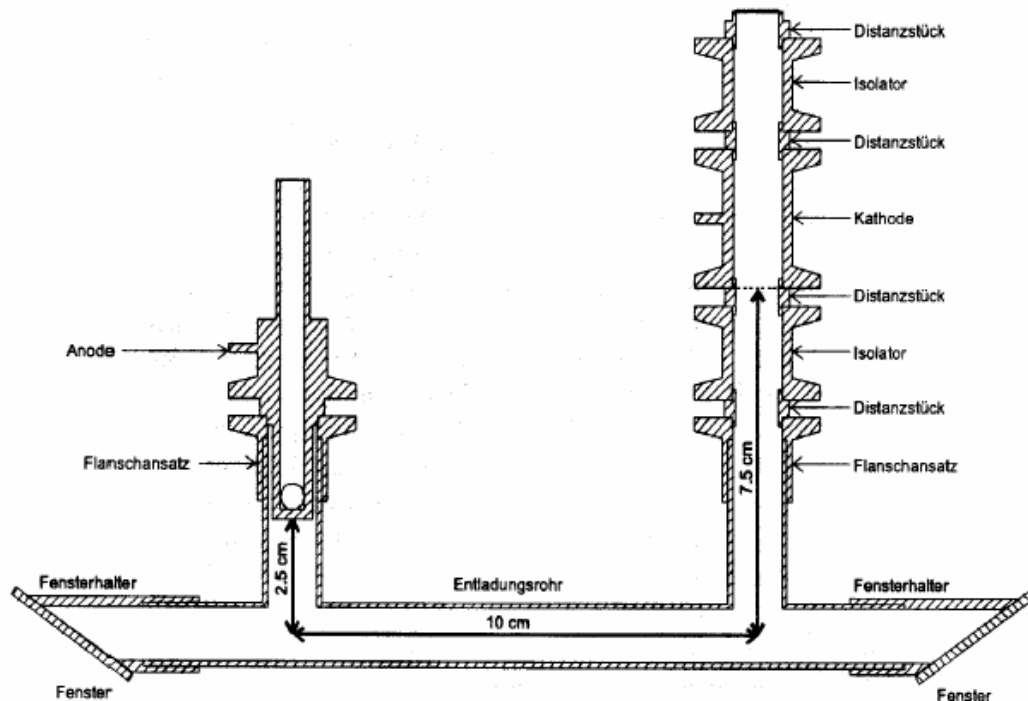


Abbildung 6.1: Die von H. Bäcker entwickelte Referenzentladung aus Duran. Die dünnen, unter dem Brewsterwinkel angebrachten Fenster weisen nur eine geringe Absorption auf. Die Länge der positiven Säule beträgt etwa 100 mm [BÄCKER, 1998].

Betrieben wurde die Referenzentladung im Durchfluss mit einem selbsterstellten Gasgemisch von 90 / 10 Volumenprozenten von Neon 4.0 und Wasserstoff 5.0, bei einem Druck von 10 *mbar* und einer Gleichspannung von 1200 *V*. Zur Mischung der Gase wurde auch hier der schon weiter oben beschriebene *Multi-Gas-Controller 147 B* sowie die dazugehörigen *Massendurchflussregler 1259 C* der Firma MKS verwendet. Das benötigte Vakuum wurde mit einer *Drehschieberpumpe DUO 1,5A* der Firma Pfeiffer & Balzers erzeugt und das Gas mit einem Nadelventil eingelassen. Als Spannungsquelle diente ein röhrenstabilisiertes *Hochspannungsnetzteil NU1250B* der Firma Nucleotron, das sich nach Untersuchungen von J. Neumann durch besonders geringes Rauchen auszeichnete [NEUMANN, 2000].

6.2. Der Messaufbau für IMOGS in der Referenzentladung

In Abbildung 6.2 ist der Versuchsaufbau für die Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie IMOGS in der Referenzentladung skizziert. Vom Laserstrahl wird mit dem Strahlteiler ST1 ein möglichst geringer Anteil (etwa 3 %) der ursprünglichen Intensität ausgekoppelt. Dieser Anteil wird benötigt, um während der Messung Informationen über den Laser zu erhalten. Mit dem Strahlteiler ST3 wird dieser Strahl erneut aufgespalten und zu dem Strahlteiler ST4 bzw. über die Spiegel SP5 und SP6 zu einem Gittermonochromator geleitet. Dieser CZERNY-TURNER-Monochromator des Typs THR 1500 (Firma Jobin Yvon) verfügt über ein Auflösungsvermögen von $A = 150\,000$. Im Messaufbau dient er zur Kontrolle der Wellenlänge, die mit einer CCD-Kamera aufgezeichnet und auf einem Computerbildschirm dargestellt wird. Über den Strahlteiler ST4 gelangt der Laserstrahl schließlich zu einer Photodiode PD1, die der Intensitätskontrolle dient, sowie über den Spiegel SP4 und der Linse L1 zu einem FABRY-PEROT-Interferometer mit einem freien Spektralbereich von $1,5\text{ GHz}$, mit dem eine relative Frequenzskala des Durchstimmvorgangs erstellt wird. Der eigentliche Messstrahl wird am Strahlteiler ST2 in zwei etwa gleich starke Teilstrahlen aufgespalten und gelangt dann durch den mechanischen Chopper *HMS Light Beam Chopper Chopper Model 220A* über die Spiegel SP2 bzw. SP3 in die Referenzentladung. Bei dem verwendeten Lock-in Verstärker handelt es sich um das *Model 6203* (Firma EG&G Princeton Applied Research). Die ursprüngliche Laserleistung von 21 mW beträgt vor dem Strahlteiler ST2 noch etwa 20 mW . Bedingt durch die hohen Intensitätsverluste am Chopper stehen hinter dem Strahlteiler in den beiden Teilstrahlen nur noch 4 bzw. 6 mW Laserleistung zur Verfügung. Die Fenster der Referenzentladung absorbieren noch etwa 1 - $1,5\text{ mW}$, so dass für die Spektroskopie etwas mehr als 8 mW zu Verfügung stehen. Diese Leistung reichte aus, um das in Abbildung 7.1 gezeigte Doppler-freie Spektrum aufzunehmen.

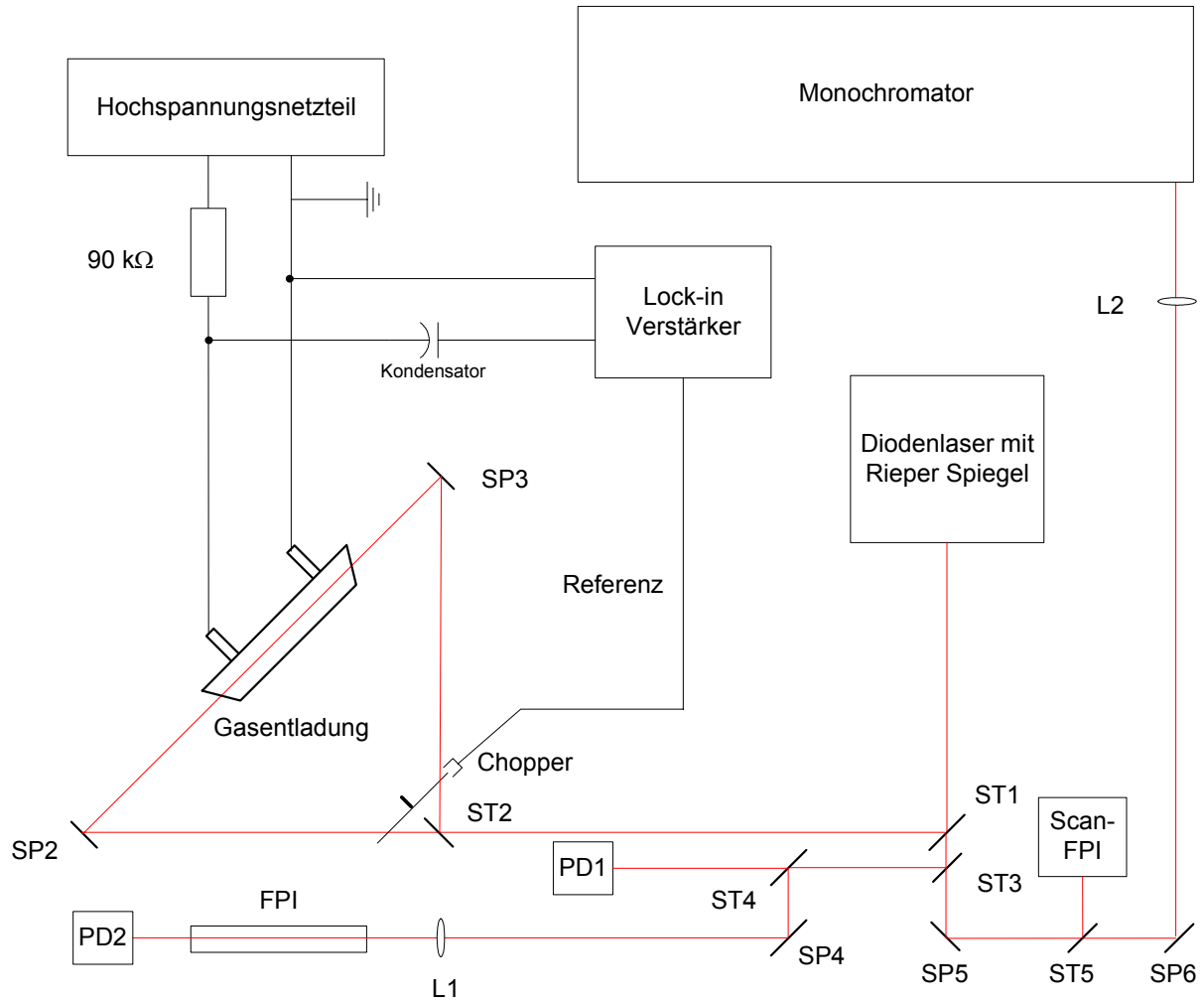


Abbildung 6.2: Messaufbau zur Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie in der positiven Säule einer Wasserstoffgasentladung.

6.3. Der Entladungstopf

Auch bei dieser Entladung handelt sich um eine normale Glimmentladung, die bei einer Stromstärke von 5 – 10 mA betrieben wird. Die komplette Vorrichtung wurde von T. Rieper und J. Neumann zu Realisierung der Stark-Spektroskopie an H_{α} entwickelt. Dazu musste der Kathodenfall, der zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke besonders interessant ist, der Messung zugänglich gemacht werden. Aus diesem Grund wurde die Kathode in einem Topf aus V4A-Stahl montiert, der gleichzeitig als Entladungsgefäß und als Anode fungiert, welche aus Sicherheitsgründen auf Massepotential gelegt wurde. Der Entladungstopf mit einem Durchmesser von 300 mm bei einer Höhe von 200 mm verfügt über etliche Flanschanschlüsse (siehe Abbildung 6.3), die zur Montage der Fenster, dem Anschluss der Pumpe und der Gaszufuhr, den Durchführungen der Spannungsversorgung und des Lineartriebs dienen. Die Kathode selbst ist auf einem kugelgelagerten Schlitten befestigt, der durch den Lineartrieb verschoben werden kann. Die in Abbildung 6.3 dargestellte, einfache Tantalkathode wurde später von Z. Altug durch eine zweiteilige Eisenkathode ersetzt, die der besseren Isolierung wegen in einen Teflonblock eingebettet wurde.

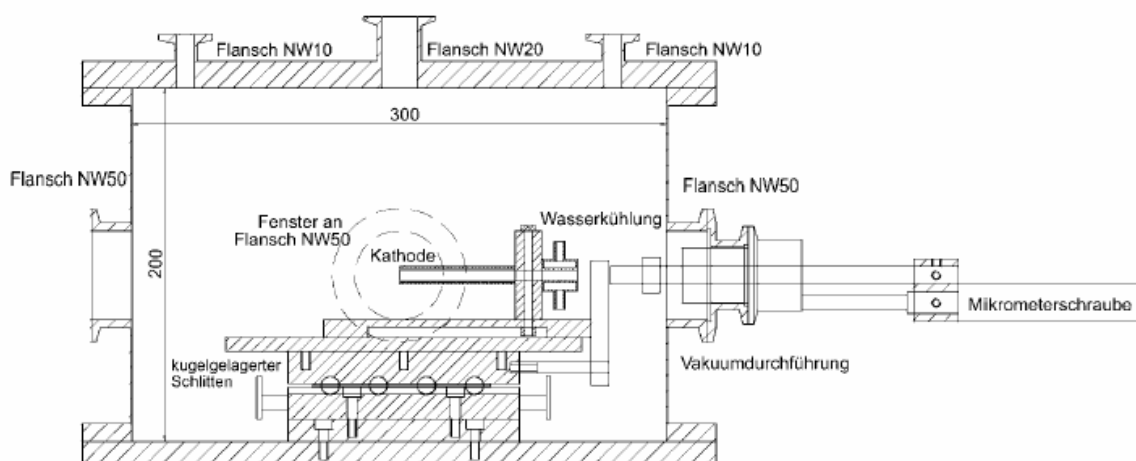


Abbildung 6.3: Konstruktionszeichnung des Entladungstopfes [RIEPER, 2000].

Der Betrieb der Entladung erfolgte im Durchfluss mit reinem Wasserstoff 5.0 bei einem Druck von 10 – 20 mbar. Das Vakuum wurde mit einer Drehschieberpumpe (*DUO 1,5A* der Firma Pfeiffer & Balzers) erzeugt. Als Spannungsquelle diente auch hier ein röhrenstabilisiertes Hochspannungsnetzteil (*Typ NU 1250B*, Firma Nucletron), das sich durch ein besonders geringes Rauschen auszeichnet [NEUMANN, 1998]. In Abbildung 6.4 ist die Konstruktionszeichnung der verwendeten Eisenkathode dargestellt. Aufgrund eines im Laufe der Untersuchungen bemerkten, leichten Spannungspotentials von etwa 150 mV wurde bei den späteren Messungen auf die aktive Wasserkühlung der Kathode verzichtet. Eine Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses konnte daraufhin nicht festgestellt werden.

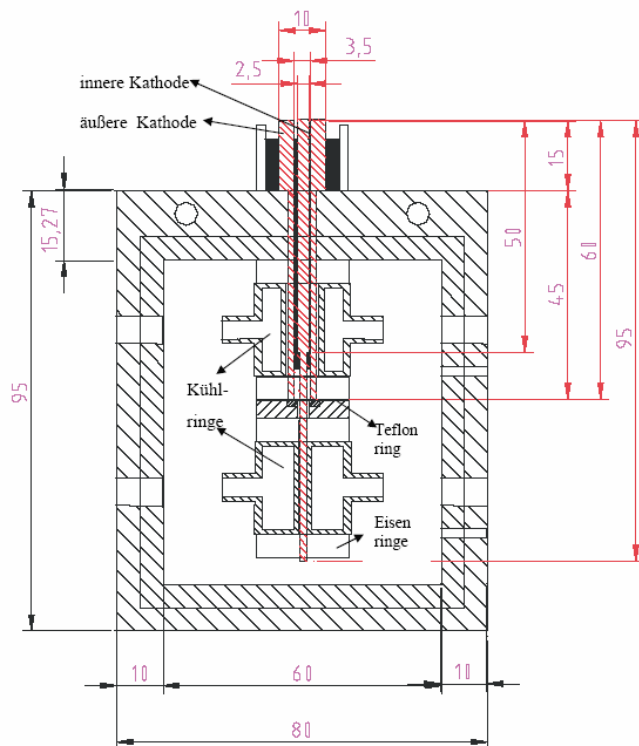


Abbildung 6.4: Die zu Feldstärkemessung verwendete Kathode aus Eisen. Die Anordnung von innerer und äußerer Kathode wurde von Z. Altug entwickelt, um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erzeugen. Die Kathode ist in einem Teflonblock untergebracht und wird an der Austrittsstelle durch ein Glasröhrchen isoliert [ALTUG, 2001].

6.4. Der Messaufbau zur IMOGS Messung im Entladungstopf

Zur Messung wurde im Prinzip der schon in Abbildung 6.2 skizzierte Versuchsaufbau zur Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie IMOGS in der positiven Säule der Referenzentladung verwendet. Die Änderungen bestanden aus dem Auswechseln des Entladungsgefäßes sowie dem Einsatz von zwei Zylinderlinsen ZL1 und ZL2, die ein schmales Strahlprofil des Lasers erzeugen sollten, um so eine hohe örtliche Auflösung zu ermöglichen.

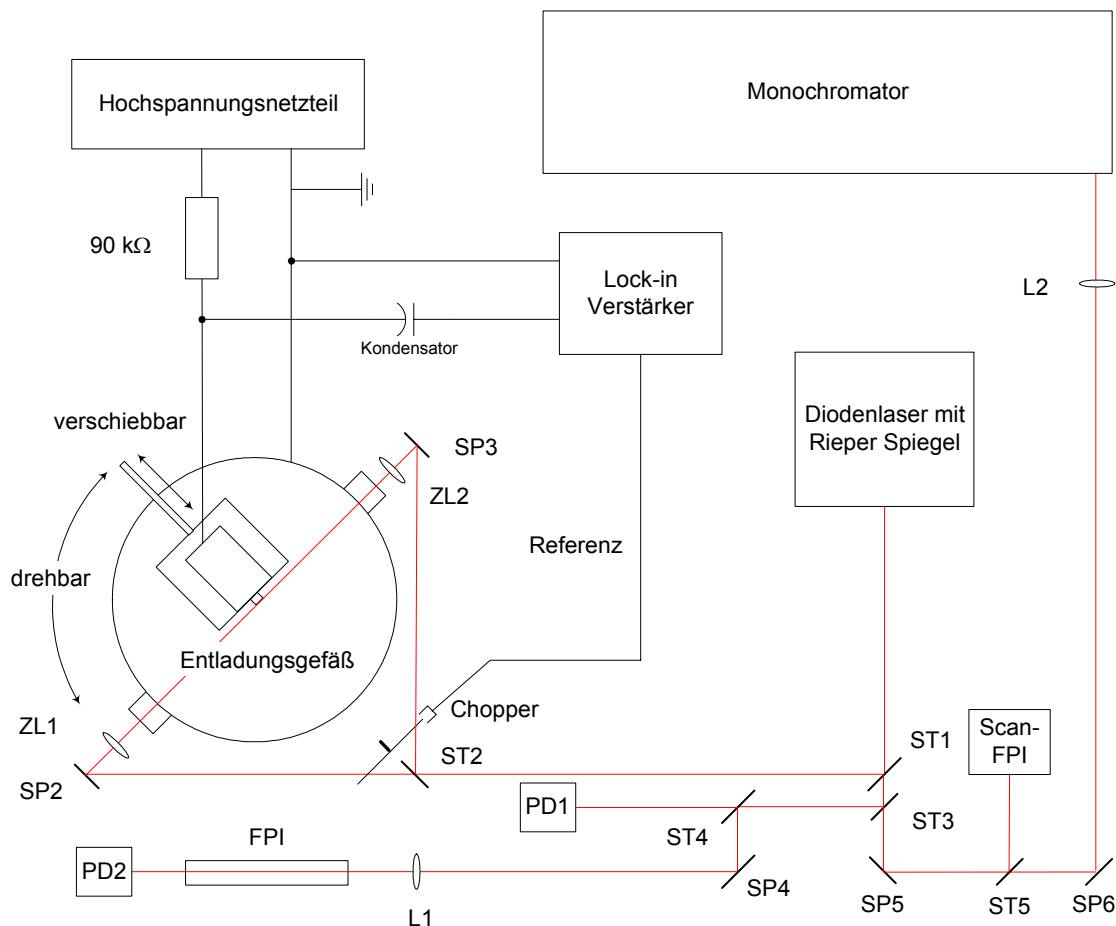


Abbildung 6.5: Messaufbau zur Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie IMOGS im Kathodenfall einer Wasserstoffgasentladung.

Das Profil des Laserstrahls ist in Abbildung 6.6 für verschiedene Abstände von der Kathode dargestellt. Das Stahlprofil wurde mit einer CCD-Kamera (Typ VC44, der Firma PCO Computer Optics GmbH) mittels eines 135 mm 1:2:8 Objektivs (Yashica Lens ML) aufgenommen und von dem CCD-Chip mit den Abmessungen 756 x 581 Pixel (Pixelgröße 11 x 11 μm^2) ausgelesen. Das Auslesen erfolgte mit einer Framegrabber-Karte (Imagraph Spectrum v. 1.1, Firma Stemmer Imaging) und die Auswertung am Computer ergab ein Profil von 50 x 750 μm .

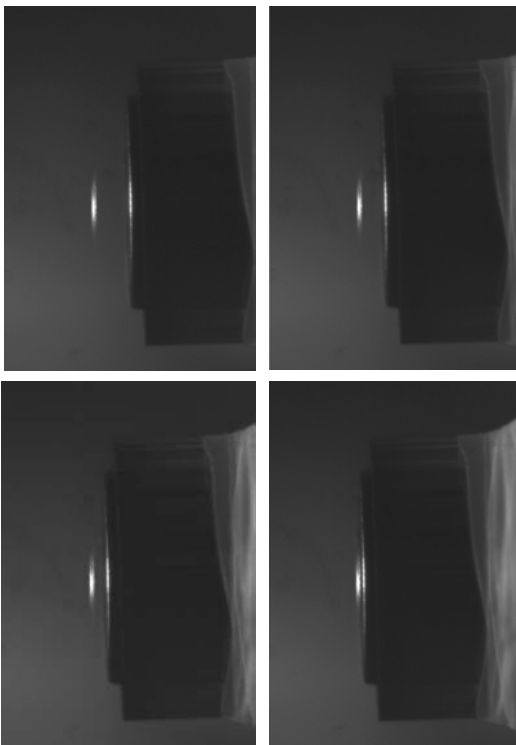


Abbildung 6.6: Der Laserstrahl vor der Kathode aus Eisen. Die Feldstärke wird durch Variation des Abstandes von der Kathode verändert. Zu sehen ist das extrem schmale Strahlprofil des Lasers, die Eisenkathode mit dem isolierenden Glasröhrchen sowie der Umhüllung aus Teflonband. Die Messung des Strahlprofils mittels CCD-Kamera ergab einer Abmessung von 750 x 50 μm . Als Vergleich diente der Kathodendurchmesser von 11 mm.

6.5. Der Laser

Bei dem zur Messung verwendeten Laser handelte es sich um das von T. Rieper entwickelte Lasersystem in Littrow-Konfiguration, bei dem durch Einsatz eines Rieper-Spiegels eine ortsfeste Auskopplung des Laserstrahls gewährleistet wird. Allerdings wurde die bei früheren Messungen verwendete Laserdiode vom Typ *Mitsubshi ML1016R* durch eine neue, ebenfalls entspiegelte Diode *SAL 655-30* der Firma Sacher Lasertechnik ersetzt. Dadurch konnte eine Leistungssteigerung von 12,5 auf 21 *mW* erreicht werden, die zur Erzeugung Doppler-freier optogalvanischer Spektren ausreichte. Zur Erreichung dieser Ausgangsleistung musste die Diode etwas oberhalb des linearen Bereiches ihrer Kennlinie (siehe Abbildung 2.1) betrieben werden. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus inkl. Konstruktion des Rieper-Spiegels findet man in [Rieper, 2000]

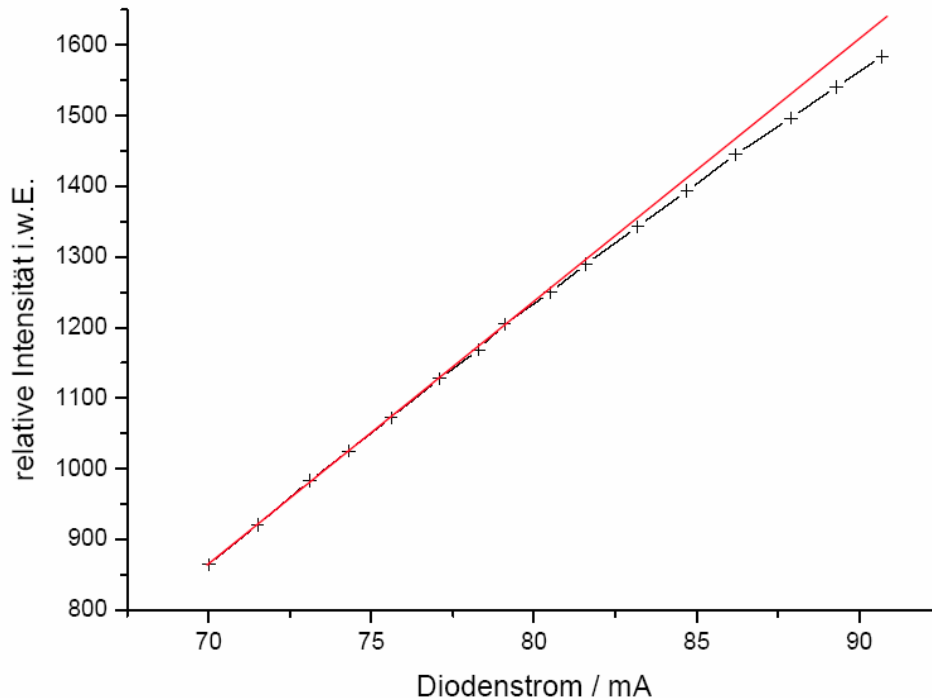


Abbildung 6.7: Kennlinie der Laserdiode SAL-655-30 in Littrow-Anordnung mit Rieper-Spiegel [Amin, 2003]

6.6. Datenaufnahme und Steuerung

Die Datenaufnahme des Experiments geschah mittels eines PC mit eingebauter AD/DA-Wandlerkarte. Zur Steuerung des Lasers diente ein von T. Rieper programmierter Mikrocontroller vom Typ *PIC16C64*, der über die serielle Schnittstelle des Messrechners angesteuert wurde. Das auf einer LabVIEW-Bibliothek basierende Programm LabSCAN ermöglichte über vier A/D-Ports die Aufnahme von Messsignal, Laserleistung und FPI-Signal. Über den ebenfalls vorhandenen D/A-Port des Mikrocontrollers konnten die Einstellung von Durchstimmdauer, Durchstimmbereich und Anzahl der Messpunkte für die jeweilige Messung getätigt werden. Die gewonnenen Daten wurden im ASCII-Format abgespeichert, so dass sie mit einem beliebigen Auswertprogramm weiterverarbeitet werden konnten.

Laserdioden, die in einem externen Resonator betrieben werden, sind relativ unempfindlich gegenüber Temperaturänderungen, da die Struktur und Selektion der Moden hauptsächlich durch die äußeren optischen Elemente bestimmt wird. Dennoch wurde zur Temperaturstabilisierung des Systems ein unter der Laserdiode positioniertes Peltierelement verwendet, das über eine PID-Regelung gesteuert wurde.

6.7. Software für die Auswertung

6.7.1. LabSPEC

Das Programm LabSPEC wurde benötigt, um aus den Transmissionsmaxima des verwendeten Fabry-Perot-Interferometers eine relative Frequenzskala zu erstellen. Außerdem konnte bei Bedarf die Intensität der aufgenommenen Signale normiert werden. Die so gewonnen Spektren wurden in eine neue Datei im DAT-Format abgespeichert und konnten dann problemlos zur weiteren Auswertung mit GFit verwendet werden.

6.7.2. GFit

Das in der Programmiersprache C geschriebene Fitprogramm GFit erlaubt eine komfortable Auswertung der gemessenen Spektren unter Linux. Auf der grafischen Oberfläche lassen sich sowohl die Messungen, als auch die Modellfunktion darstellen. Letztere wird beim Fitvorgang durch den LEVENBERG-MARQUARDT-Algorithmus an die Messkurve angepasst. Es stehen verschieden Grundfunktionen (Gauß-, Lorentz- und Voigtprofil) zur Verfügung, die relativ einfach mit der Script-Sprache *gmc* zu neuen Modellen verknüpft werden können. Die besten Fitergebnisse wurden mit der von T. Rieper entwickelten Funktion Balmer-Pi-Si-Weight erreicht, die eine Gewichtung des Pi- bzw. Sigma-Anteils erlaubt. Zur Ermittlung der elektrischen Feldstärke werden die mit MATLAB berechneten, feldabhängigen Aufspaltungen und Intensitätsveränderungen der Feinstrukturkomponenten aus einer Datei eingelesen und dann entsprechend weiterverwendet.

7. Messungen und Auswertung

Wie schon vorher erwähnt, war es bisher in unserer Arbeitsgruppe nicht gelungen ein Doppler-freies optogalvanisches Signal im Kathodenfall der Entladung nachzuweisen. Als besonders problematisch erwiesen sich dabei das extrem kleine Messvolumen und das damit verbundene schwächere optogalvanische Signal sowie die schwierige Justierung der Laserstrahlen für die Doppler-freie Messung im Entladungstopf (siehe Kapitel 4.4.2). Bessere Bedingungen für eine Messung mit IMOGS bot die in unserer Arbeitsgruppe von H. Bäcker entwickelte Referenzentladung (siehe Abbildung 6.1), da die positive Säule über eine hohe Besetzungsdichte für $n = 2$ verfügte und aufgrund ihrer Geometrie eine einfachere Justierung der Teilstrahlen zuließ.

Erfolgreiche Messungen von H. Bäcker [BÄCKER, 1998] und M. Amin [AMIN, 2003] zeigten, dass eine Realisierung der Dopplerfreien optogalvanischen Spektroskopie IMOGS mit den uns zur Verfügung stehenden Mitteln möglich war. Aufgrund der ausführlichen Untersuchungen von M. Amin konnte die Laserleistung als entscheidende Größe im Messvorgang identifiziert werden. Daraufhin wurden am vorhandenen Versuchsaufbau etliche Veränderungen zu Optimierung der Laserleistung durchgeführt (siehe Kapitel 5). Nachdem die Gesamtleistung der Laserdiode SAL 655-30 der Firma Sacher Lasertechnik mit externem Resonator in Littrow-Anordnung auf 21 *mW* gesteigert werden konnte, gelang in der Referenzentladung mit diesem Laser erstmals die Aufnahme eines Doppler-freien Signals mittels der Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie IMOGS (siehe Abbildung 7.1). Gemessen wurde an einem selbst erstellten Gasgemisch von 90/10 Volumenprozenten Neon und Wasserstoff bei einem Druck von 10 *mbar* und einer Spannung von 1200 *V*.

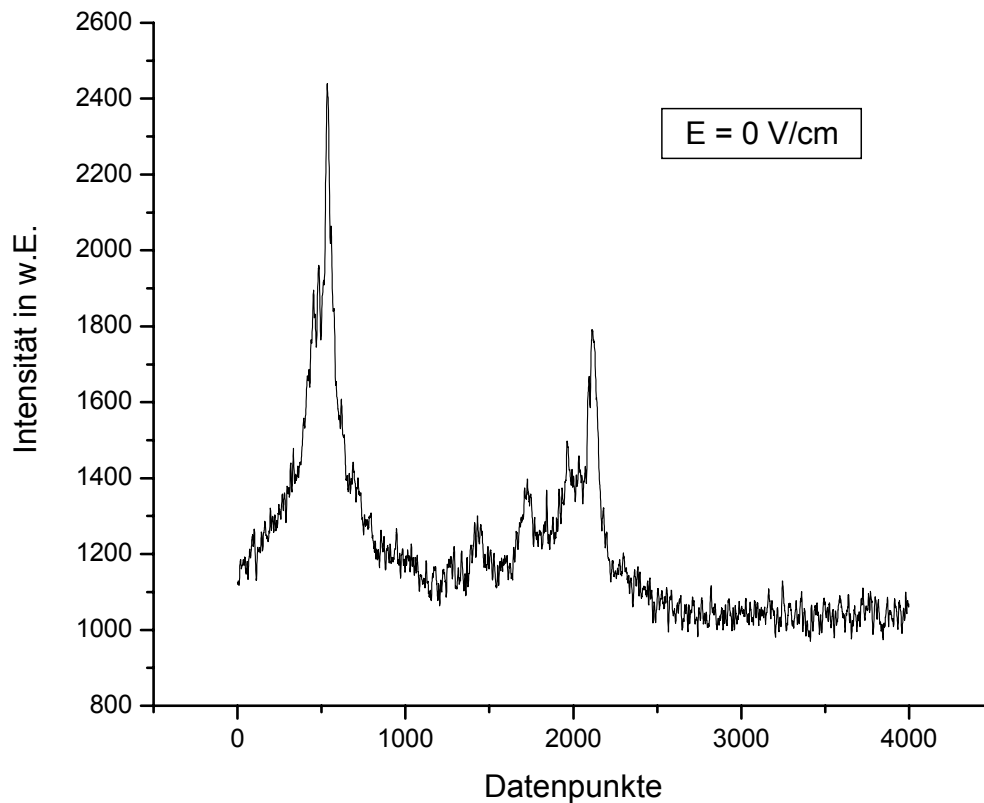


Abbildung 7.1: Doppler-freies Signal mittels IMOGS in der positiven Säule der Referenzladung.

Alle bisherigen Messungen waren mit handelsüblichen, unbeschichteten Laserdioden durchgeführt worden, die über eine hohe Ausgangsleistung P_0 von bis zu 100 mW im Bereich von H_α verfügen. Allerdings unterliegen Wellenlänge und Durchstimmbereich jeder einzelnen Diode, durch den Herstellungsprozess bedingten, zufälligen Schwankungen. Die gewonnenen Spektren sind also nicht mit einer beliebigen Diode gleichen Typs reproduzierbar. Vielmehr muss jede Diode einzeln getestet und ihr Emissionsspektrum untersucht werden. Zusätzlich kann sich im Laufe der Zeit die Wellenlänge einer Diode durch Alterungsprozesse verändern. Dies geschah z.B. mit der von M. Amin verwendeten Laserdiode, die nach einigen Messzyklen nicht mehr über die erforderlichen Kenndaten verfügte und so für unsere Zwecke nutzlos war. Eine zweite Diode mit den gleichen Leistungswerten im benötigten Wellenlängenbereich konnte trotz intensiver Bemühungen nicht beschafft werden.

7.1. Erste Signale

Obwohl T. Rieper 2000 im Rahmen seiner Dissertation erfolgreich Doppler-verbreiterte optogalvanische Spektren zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke aufgenommen hatte gelang es ihm nicht ein Doppler-freies optogalvanisches Signal im Kathodenfall der Entladung zu erzeugen. Dies konnte erst realisiert werden, nachdem der Versuchsaufbau optimiert und die Intensitätsverluste des Lasers minimiert worden waren (siehe Kapitel 5). In der vorliegenden Arbeit gelang zum ersten Mal die Aufnahme eines Dopplerfreien optogalvanischen Signals im Kathodenfall einer Wasserstoffgasentladung mittels Diodenlaser.

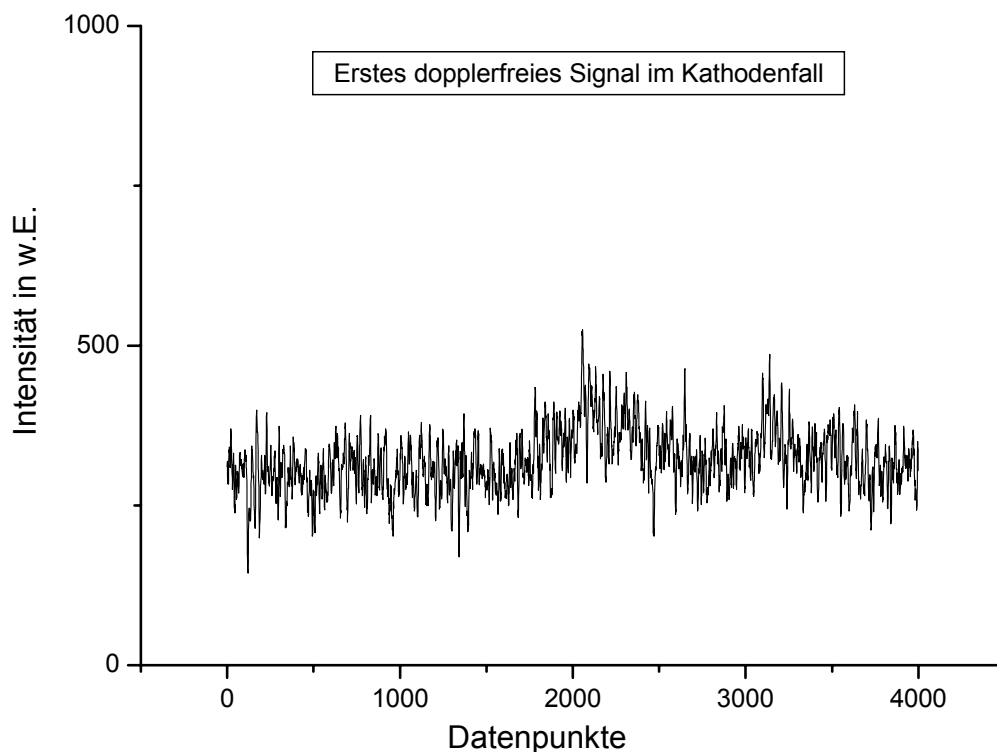


Abbildung 7.2: *Erstes Doppler-freies Signal im Kathodenfall. Gemessen wurde in reinem Wasserstoff 5.0, bei einem Druck von 20 mbar, einer Spannung von 1000 V und einem Entladungsstrom von 6 mA. Bei einer Messdauer von 400 Sekunden betrug die Zeitkonstante $\tau = 100$ ms.*

Das aufgenommene Spektrum in Abbildung 7.2 ist zwar noch stark verrauscht, deutlich sind jedoch die beiden Peaks der Übergänge $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 3d_{\frac{5}{2}}$ und $2p_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3d_{\frac{3}{2}}$ zu erkennen, die im mittleren Feldstärkebereich den Übergang von H_{α} dominieren. Da dieses Signal reproduzierbar war, wurde zum Vergleich bei gleichem Kathodenabstand das Doppler-verbreiterte optogalvanische Signal aufgenommen. In Abbildung 7.3 sind beide Signale aufgetragen, ihr Intensitätsverhältnis stimmt in etwa mit dem von M. Amin vorhergesagten zwischen OGS und IMOGS überein [AMIN, 2003].

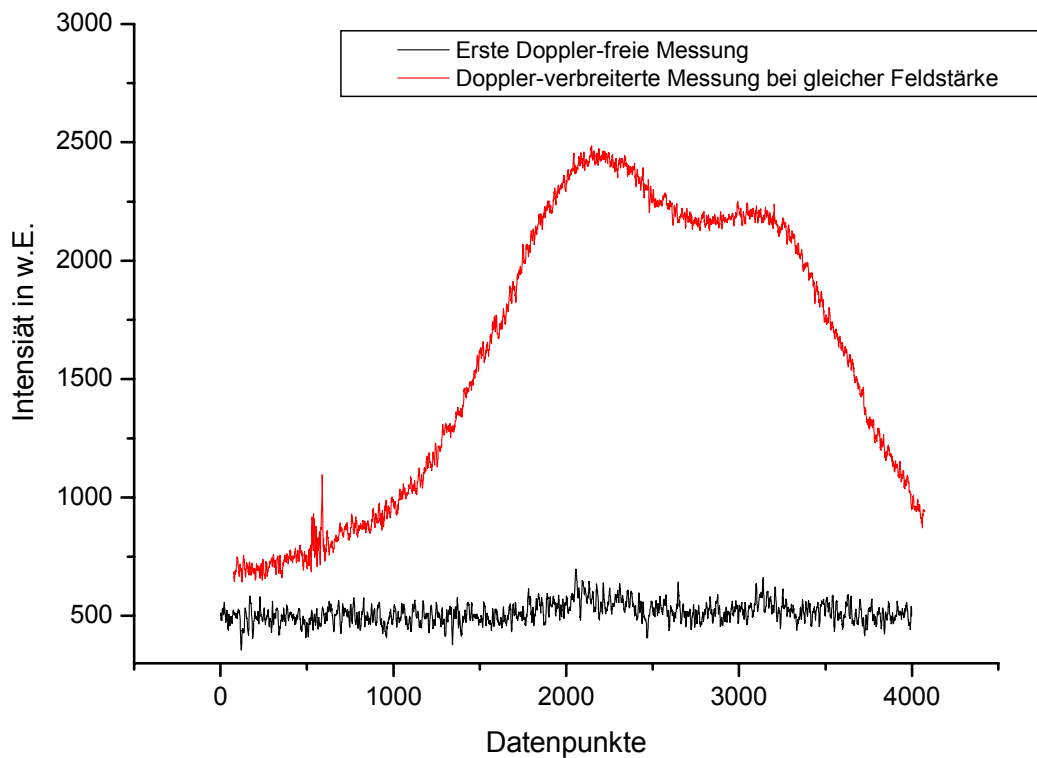


Abbildung 7.3: Vergleich des ersten Doppler-freien IMOGS- mit dem Doppler-verbreiterten OGS-Signal in reinem Wasserstoff 5.0, aufgenommen bei gleicher Feldstärke.

Trotz des starken Rauschens kann man schon erkennen, dass die Positionen der Peaks im IMOGS-Signal recht gut zu dem Verlauf des OGS-Signals passen.

In Abbildung 7.4 sind die Messungen zur Reproduzierbarkeit des Signals mit verschiedenen Zeitkonstanten in verschiedenen Empfindlichkeitsbereichen des Lock-In Verstärkers dargestellt. Die beiden letzten Messungen wurden mit extrem großen Zeitkonstanten durchgeführt, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Die verwendeten Zeitkonstante von $\tau = 2 \text{ s}$ bzw. $\tau = 5 \text{ s}$ scheinen jedoch für die gewählte Messdauer zu groß gewählt, wie man an den unsymmetrischen Flanken der Peaks erkennen kann. Bei diesen und allen folgenden Aufnahmen handelt es sich ausschließlich um σ -angeregte Komponenten des H_α Übergangs. Das ursprüngliche Vorhaben, auch π -Komponenten zu erzeugen, konnte mit dem verwendeten Aufbau nicht durchgeführt werden. Zur π -Anregung wäre eine Drehung der Polarisationsrichtung des Laserstrahls mittels eines $\lambda/2$ -Plättchens notwendig gewesen, da die Anregung parallel zum Verlauf der Feldlinien erfolgen muss. Es zeigte sich jedoch, dass es an dem verwendeten $\lambda/2$ -Plättchens (ein parallel zu optischen Achse geschnittener, doppelbrechender Kristall) zu hohen Intensitätsverlusten des Laserstrahls kam. Die verbleibende Intensität reichte für eine Aufnahme von Doppler-freien Spektren nicht aus. Aus diesem Grund musste vorerst auf die Aufnahme von π -angeregten Spektren verzichtet werden.

Wird die elektrische Feldstärke wie bei [RIEGER, 2000] aus den Doppler-verbreiterten Spektren von H_α ermittelt ist die Aufnahme der π -Spektren unerlässlich, da diese eine größere Aufspaltung als die σ -Spektren aufweisen. Dieser Umstand erlaubt eine größere Genauigkeit der Methode bei kleinen Feldstärken. Werden die einzelnen Stark-Komponenten durch Doppler-freie Messungen zugänglich gemacht, spielt die größere Aufspaltung nur noch eine untergeordnete Rolle und man kann sich auf die Aufnahme von σ -Spektren beschränken. Trotzdem wäre für die Zukunft auch eine Untersuchung von Doppler-freien π -Spektren wünschenswert.

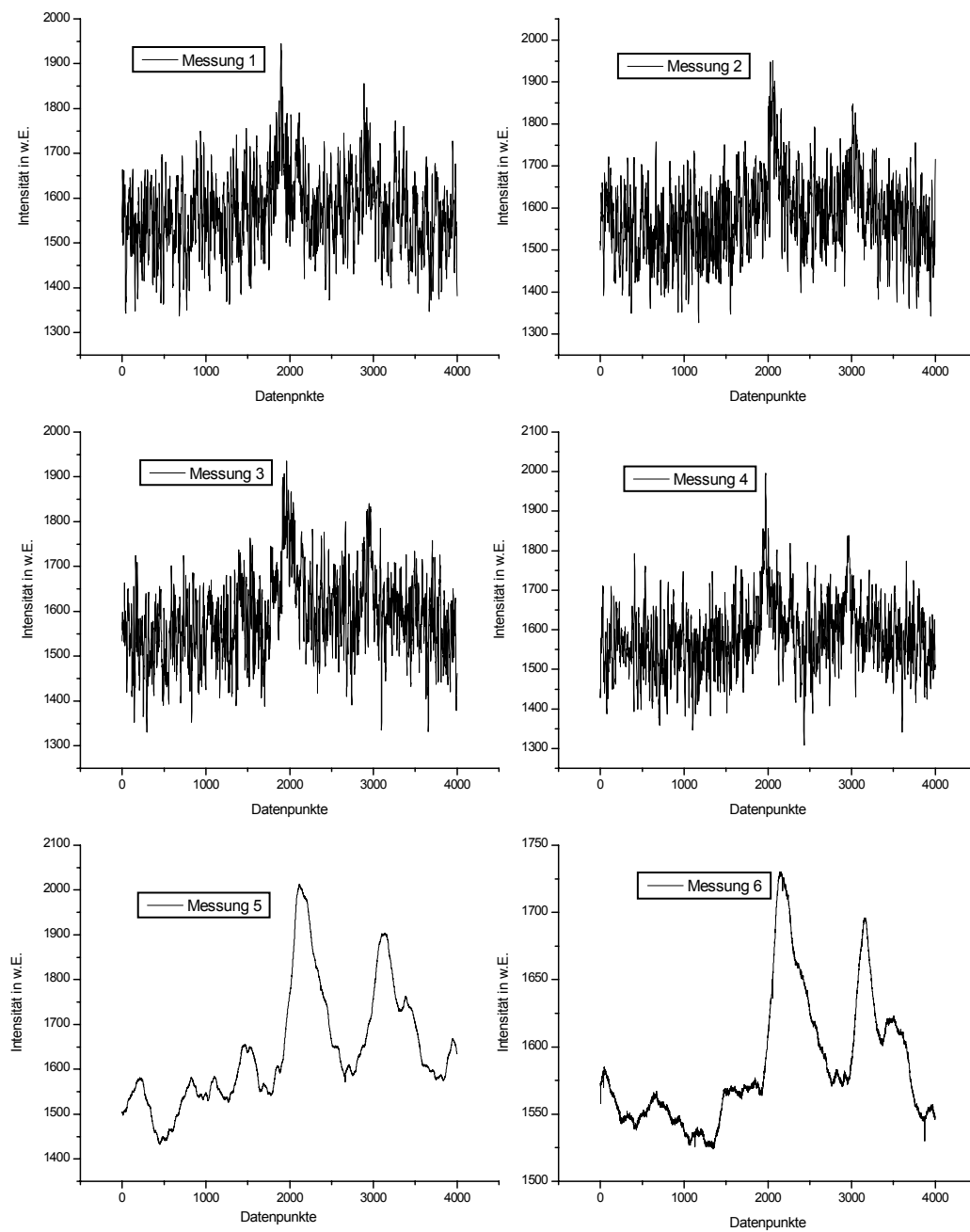


Abbildung 7.4: Reproduzierbarkeit des IMOGS Signals. Messung 1-4 wurden mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 100 \text{ ms}$ bei $500 \mu\text{V}$, Messungen 5-6 mit $\tau = 2 \text{ s}$ bei $100 \mu\text{V}$ aufgenommen. Gemessen wurde in reinem Wasserstoff 5.0 bei einem Druck von 20 mbar.

7.2. Optimierung des IMOGS Signals

Nachdem die Reproduzierbarkeit des IMOGS Signals im Kathodenfall nachgewiesen war, musste das vorhandene Signal zur weiteren Auswertung optimiert werden. Im Folgenden wurden diverse Messungen mit unterschiedlicher Justierung der Laserstrahlen und Variation von Messdauer, Zeitkonstante und Verstärkungsfaktor durchgeführt. In Abbildung 7.5 sind vier dieser Messungen dargestellt.

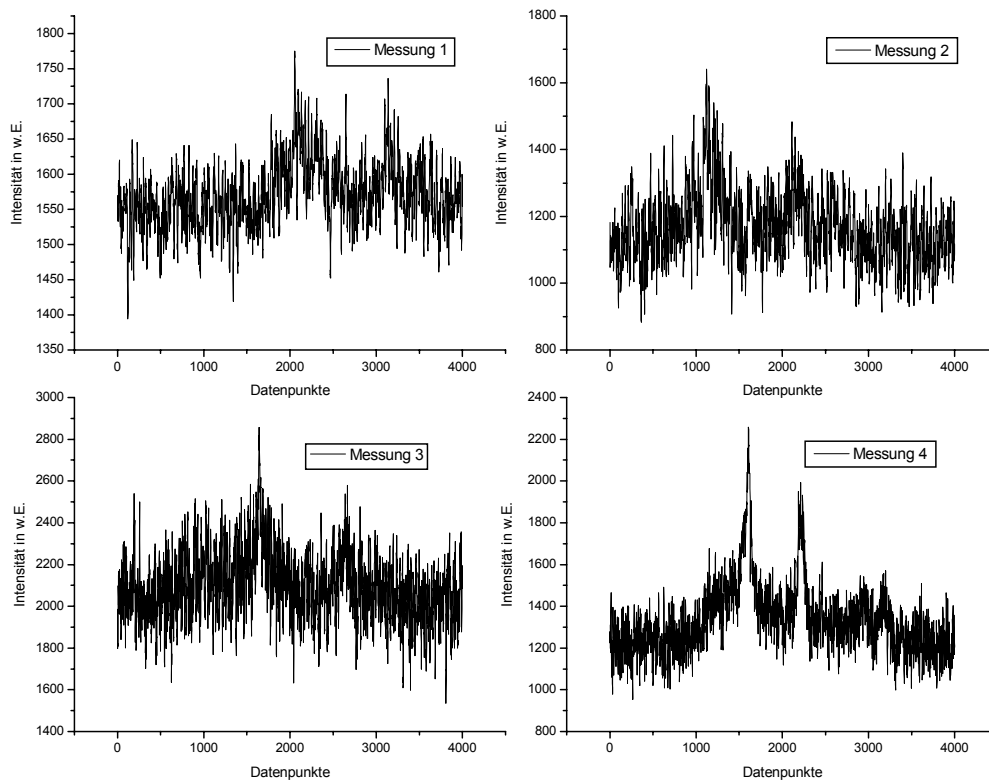


Abbildung 7.5: Optimierung des IMOGS Signals. Messungen 1 und 2 und 3 wurden mit einer Empfindlichkeit von $500 \mu V$ und einer Zeitkonstante von $\tau = 100 \text{ ms}$ aufgenommen, Messung 4 mit 100 mV und $\tau = 1 \text{ s}$.

Die letzte Messung in dieser Reihe zeigt die Grenzen der Möglichkeiten des von uns verwendeten Messaufbaus.

Mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung konnten keine wesentlich besseren Spektren erzeugt werden. Man sieht, dass der Abstand zwischen den dominierenden Peaks sehr genau bestimmt werden kann, das Rauschen ist jedoch noch so stark, dass feinere Strukturen darin untergehen und die Bestimmung der elektrischen Feldstärke im Wesentlichen auf den Abstand der markanten Linien beschränkt bleibt.

7.3. Erste Untersuchungen bei verschiedenen Feldstärken

Um einen ersten Eindruck zu gewinnen, wie sich die gemessenen Spektren bei Variation der elektrischen Feldstärke verhalten, wurden Messungen bei verschiedenen Kathodenabständen durchgeführt. In Abbildung 7.6 sind einige der aufgenommenen Spektren dargestellt. Aufgetragen ist die Intensität über der relativen Frequenz, die mit Hilfe eines FPI-Signals und des Programms Labspec ermittelt wurde. Parameter ist der relative Kathodenabstand der beiden Laserstrahlen. Die Entladung wurde mit reinem Wasserstoff 5.0 bei einem Druck von 20 *mbar*, einer Spannung von 1000 *V* und einem Strom von 6 *mA* betrieben.

Die Messungen beginnen bei einem Kathodenabstand von 0,4 *mm*, was einer elektrischen Feldstärke von etwa 5900 *V/cm* entspricht. Aufgrund von geometrischen Einschränkungen bei der Justierung der gegenläufigen Laserstrahlen, konnten oberhalb dieser Feldstärke keine dopplerfreien Signale erhalten werden. Die letzte der dargestellten Messungen wurde in einem Abstand von 1,85 *mm* durchgeführt, was einer Feldstärke von etwa 1500 *V/cm* entspricht. Es fällt schon hier eine leichte Verminderung der Signalintensität auf, die sich zu niedrigeren Feldstärken hin noch weiter verstärkt.

Doppler-freie Spektren bei verschiedenen Kathodenabständen

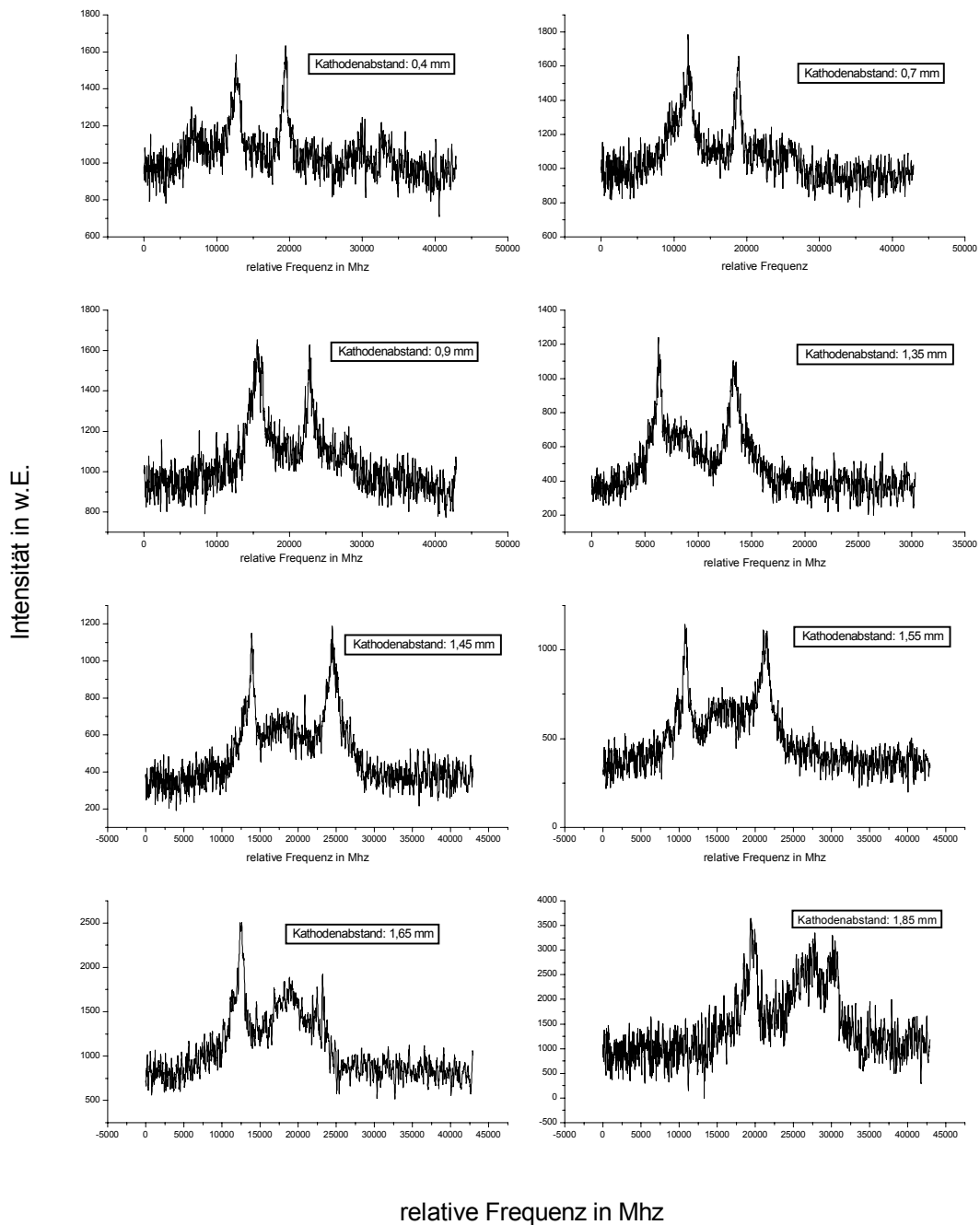


Abbildung 7.6: Messung von Doppler-freien Spektren bei verschiedenen Kathodenabständen. Aufgetragen ist die Intensität über der relativen Frequenz, Parameter ist der Kathodenabstand in mm.

Im Verlauf der Messungen kann man deutlich die Verschiebung der beiden Hauptkomponenten $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 3d_{\frac{5}{2}}$ und $2p_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3d_{\frac{3}{2}}$ beobachten, deren Abstand sich von ca. 6,6 GHz bei einer elektrischen Feldstärke von 5000 V/cm auf ca. 8,5 GHz bei einem Wert von 750 V/cm vergrößert (siehe Abbildung 7.7).

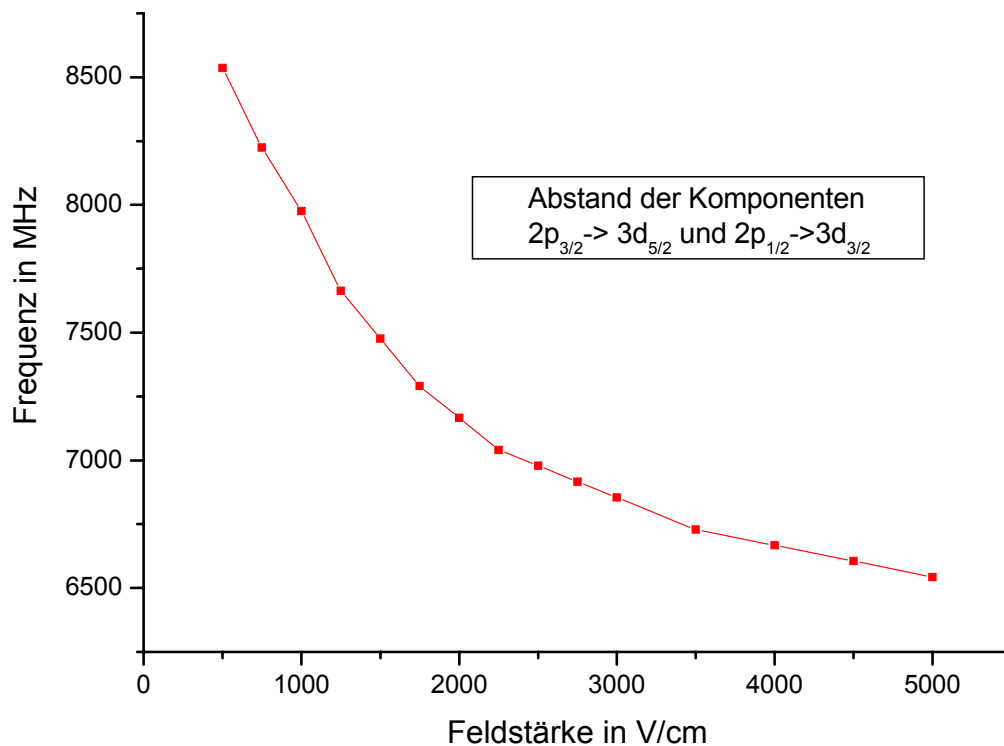


Abbildung 7.7: Verschiebung der beiden dominierenden Komponenten in Abhängigkeit von der Feldstärke. Die Werte wurden mit dem Programm GFit ermittelt.

Bei den letzten beiden Spektren verschwindet der zweite dominierende Peak und es bildet sich ein Hügel aus mehreren kleineren Komponenten, die jedoch aufgrund des starken Rauschens nicht aufgelöst werden können. Zusätzlich kann man bei genauerer Betrachtung den Durchlauf einiger kleinerer Stark-Komponenten beobachten.

Messungen in Wasserstoff und Deuterium

Deuterium eignet sich aufgrund seiner größeren Masse ausgezeichnet für Vergleichsmessung zu Wasserstoff. Da nämlich die Halbwertsbreite der Doppler-verbreiterten Spektren

$$\delta v_{dopp} = const \cdot v_0 \left(\frac{T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$$

mit der Wurzel aus dem Kehrwert der Masse m skaliert, sind die Strukturen bei Deuterium ausgeprägter als bei Wasserstoff. Aus diesem Grund waren 2002 von [S. HERZOG] ausführliche Untersuchungen mittels der Doppler-behafteten optogalvanischer Spektroskopie (OGS) an beiden Gasen durchgeführt worden. Wird nur die Feinstruktur berücksichtigt sollten die Spektren, bis auf die Dopplerverbreiterung, übereinstimmen, d.h. Position und Intensität der einzelnen Feinstrukturkomponenten müssten identisch sein. Unterschiede im Spektrum können nur aufgrund des unterschiedlichen Kernspins von Wasserstoff und Deuterium auftreten, der für Abweichungen in der Hyperfeinstrukturaufspaltung verantwortlich ist. Die Hyperfeinstruktur entsteht durch die Wechselwirkung des magnetischen Kernmoments μ mit dem durch die Elektronen der Atomhülle erzeugten Magnetfeld und beträgt bei dem von uns untersuchten Übergang von $n = 2$ nach $n = 3$ nur einige *MHz*.

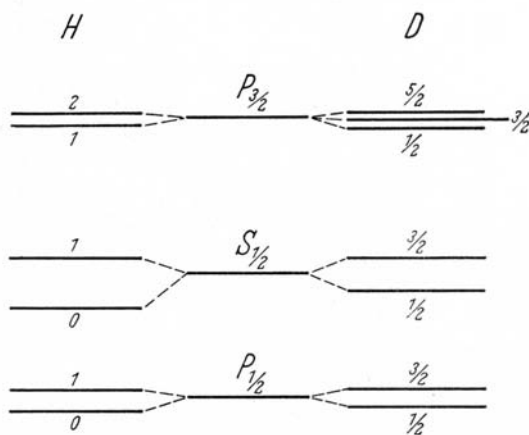


Abbildung 7.8: Hyperfeinstrukturaufspaltung bei Wasserstoff und Deuterium [BETHE, 1967]

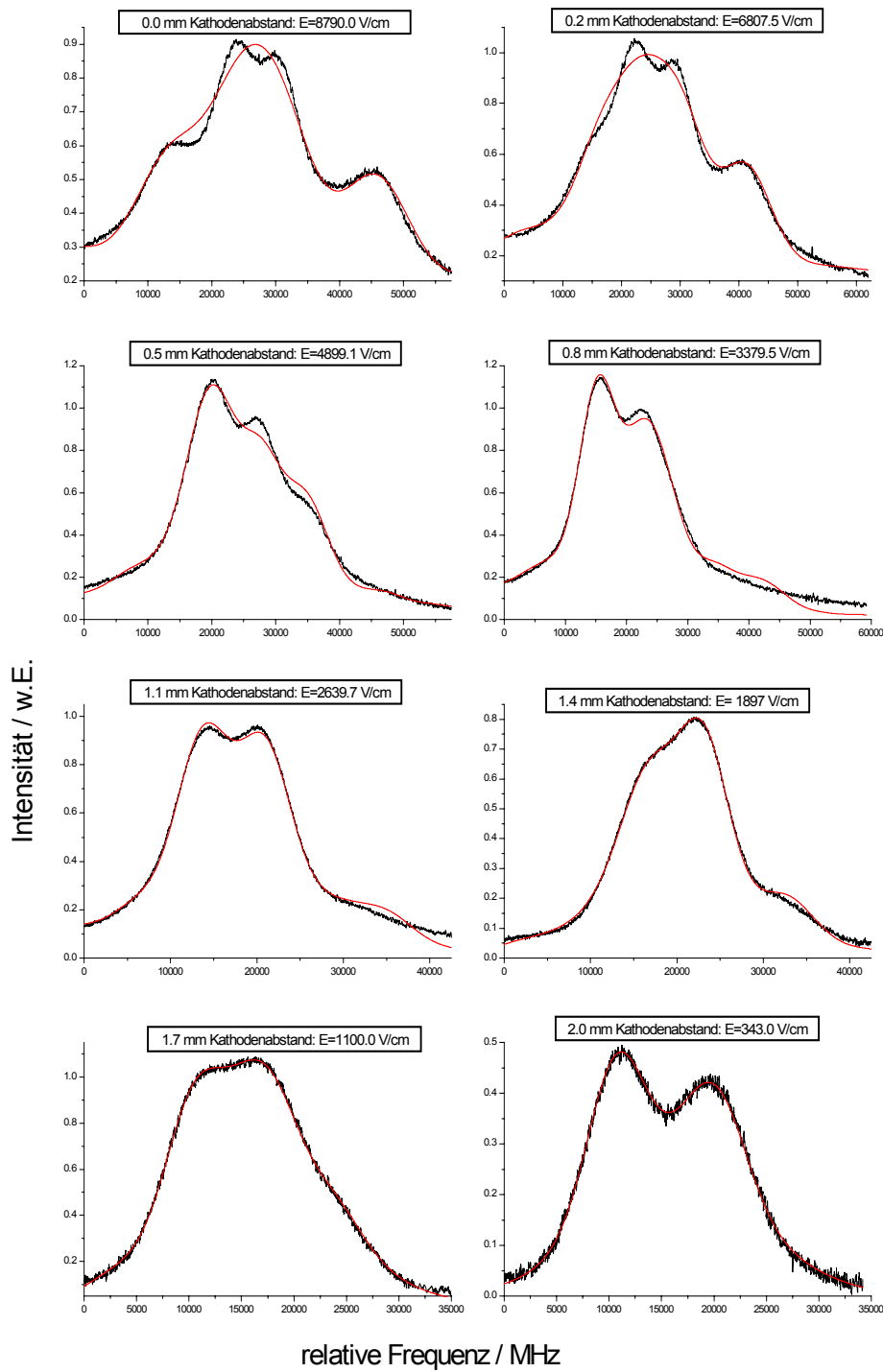


Abbildung 7.9: Messung von σ -Spektrern in reinem Wasserstoff bei verschiedenen Kathodenabständen. Aufgetragen ist die Intensität über der relativen Frequenz. Parameter ist der Kathodenabstand in mm [HERZOG, 2003].

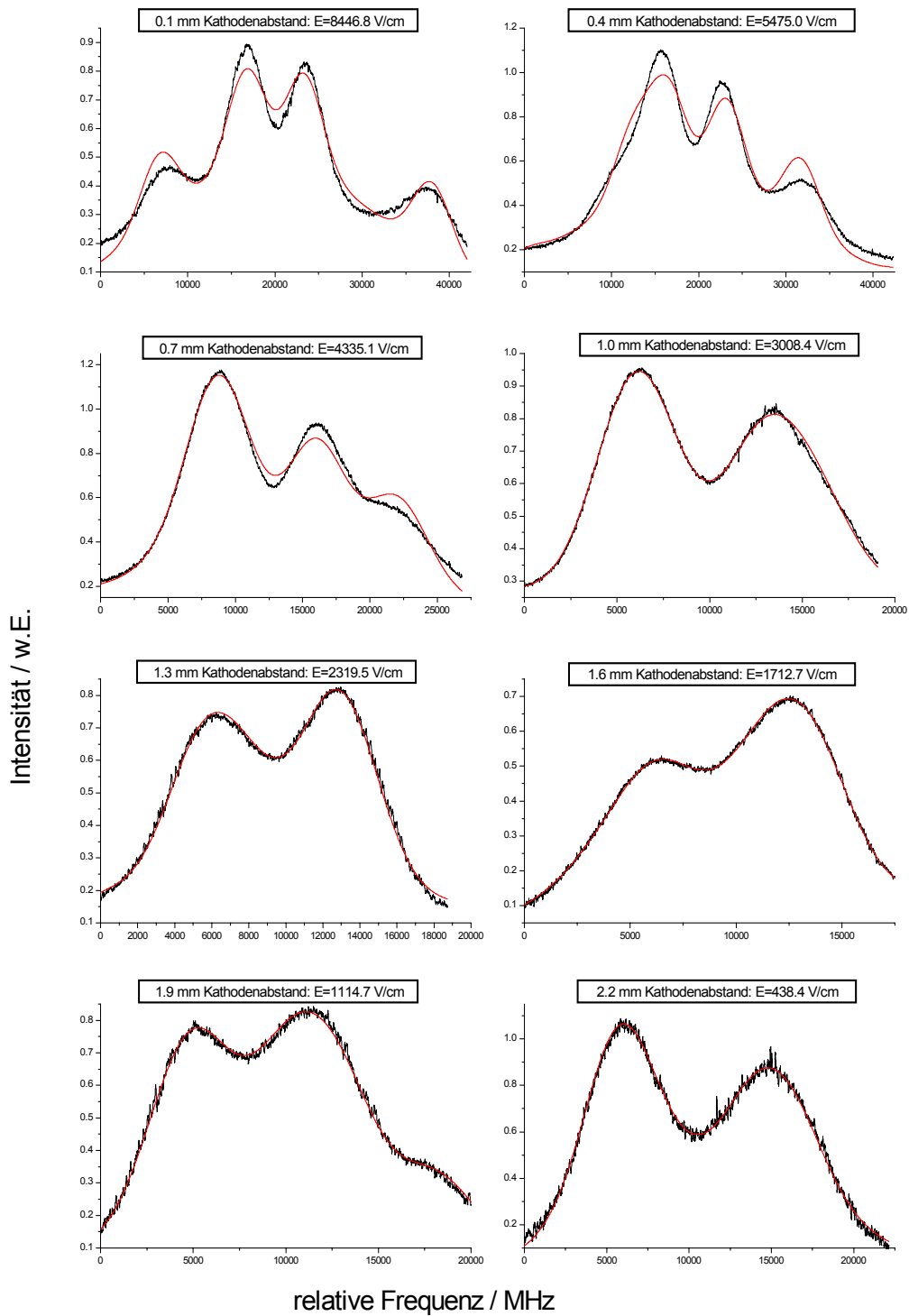


Abbildung 7.10: Messung von σ -Spektren in reinem Deuterium bei verschiedenen Kathodenabständen [HERZOG, 2003].

In den Abbildung 7.9 und Abbildung 7.10 sind die von S. Herzog gemessenen σ -Spektren in reinem Wasserstoff bzw. Deuterium bei verschiedenen Kathodenabständen aufgetragen. Die Spektren wurden mit Gfit ausgewertet und so die jeweilige elektrische Feldstärke ermittelt [HERZOG, 2002]. Sie hatte bei ihren Messungen festgestellt, dass die aufgenommenen Spektren von Wasserstoff und Deuterium bei der Auswertung mit Gfit an der gleichen Kathodenposition verschiedene Werte für die elektrische Feldstärke ergaben, wobei die Werte für Deuterium größer waren als die für Wasserstoff. Ursache dafür war anscheinend das unterschiedliche Entladungsverhalten von Wasserstoff und Deuterium, das auf den ungleichen Massen der Isotope beruht. Aus diesem Grund wurden von S. Herzog Messungen in einem 1:1 Gemisch von Wasserstoff und Deuterium bei verschiedenen Kathodenabständen durchgeführt. Die Auswertung der Spektren von H_α und D_α ergab eine gute Übereinstimmung für die elektrische Feldstärke an der jeweils gleichen Kathodenposition. Allerdings zeigten die so ermittelten Werte für E eine erhebliche Abweichung sowohl von den Messungen in reinem Wasserstoff als auch in reinem Deuterium. So betrug die Feldstärke bei einem Abstand von der Kathode von $1,1 \text{ mm}$ in reinem Wasserstoff $E = 2639,7 \text{ V/cm}$ und im Gemisch $E = 1278 \text{ V/cm}$. Diese Ergebnisse lassen auf einen völlig anderen Verlauf der Feldstärke im Kathodenfall des Gemischs schließen, sodass sich die Ergebnisse nicht mit denen der reinen Gase vergleichen lassen. Außerdem stellte sich heraus, dass das Signal-Rausch-Verhältnis in diesem Gemisch wesentlich schlechter war als in den reinen Gasen (siehe Abbildung 7.11).

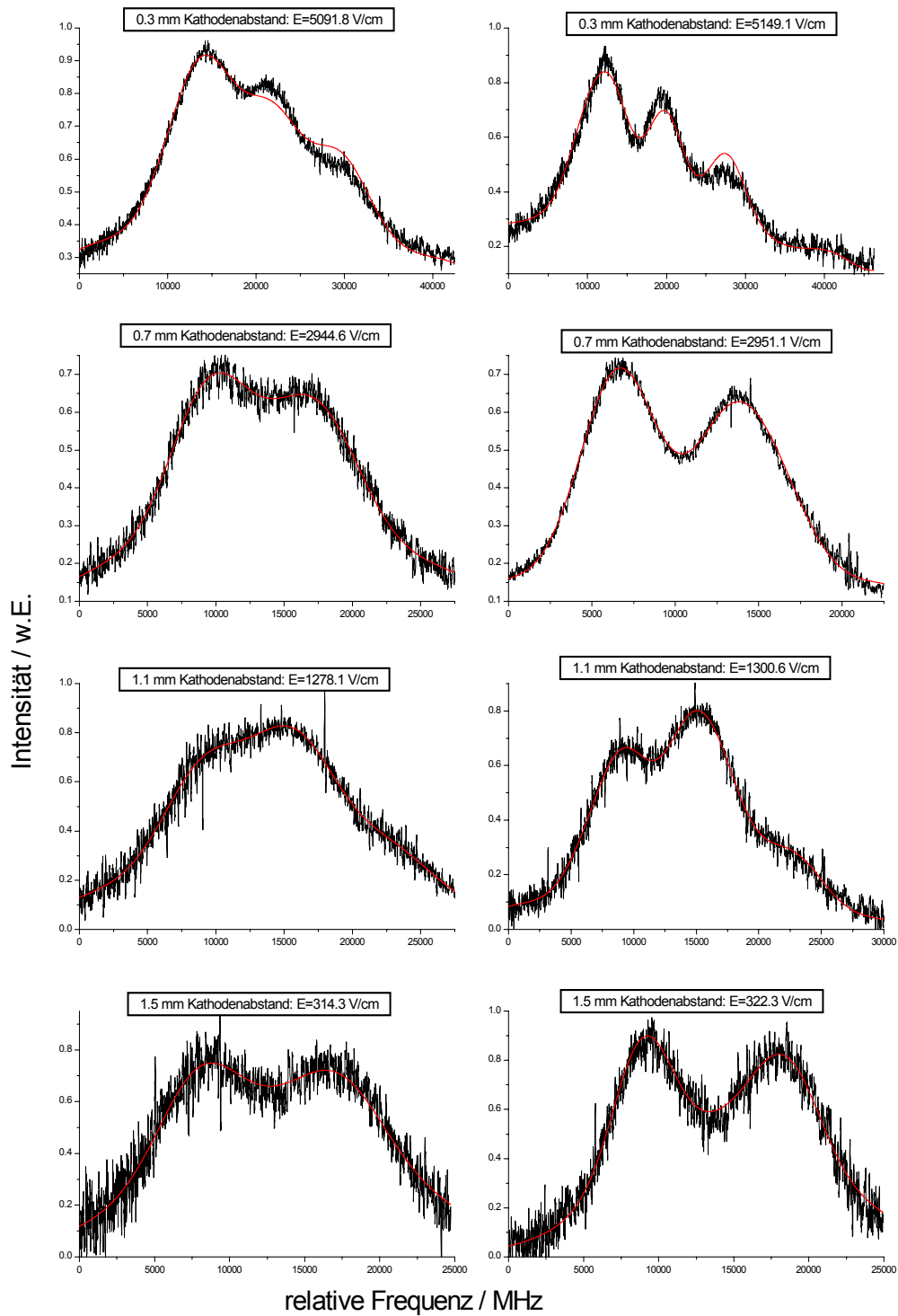


Abbildung 7.11: Messung von π - und σ -Spektren (rechts bzw. links) in einem 1:1 Gemisch von Wasserstoff und Deuterium bei verschiedenen Kathodenabständen [HERZOG, 2003].

Das Problem des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses tauchte auch bei den Messungen dieser Arbeit auf, als zum Vergleich zu Wasserstoff zusätzliche Spektren in Deuterium aufgenommen wurden. Während die Messungen in den reinen Gasen sehr schöne Spektren lieferten (siehe Abbildung 7.12 und Abbildung 7.13), musste der Versuch einer Doppler-freien Messung in einem 1:1 Gemisch von Wasserstoff und Deuterium aufgrund des äußerst schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses aufgegeben werden.

Die in Abbildung 7.12 dargestellten Spektren wurden bei gleichem Kathodenabstand aber in verschiedenen Gasen aufgenommen. Deutlich ist auch hier wieder die durch die geringere Dopplerbreite bedingte stärkere Struktur des Deuteriumprofils zu erkennen, die jedoch keinen Einfluss auf die elektrische Feldstärke haben sollte. Wie in der Arbeit von S. Herzog wurden bei der Auswertung mit GFit für den gleichen Kathodenabstand verschiedene elektrische Feldstärken ermittelt. Während die Feldstärke bei einem Kathodenabstand von $1,5 \text{ mm}$ für Wasserstoff bei $E_{DV} = 2120 \text{ V/cm}$ lag, ergab sich für Deuterium an der gleichen Position ein etwas größerer Wert von $E_{DV} = 2195 \text{ V/cm}$. Diese Abweichung liegt zwar nur knapp außerhalb des Fehlerbereichs für E von $30 - 50 \text{ V/cm}$ (siehe Kapitel 7.5), sie stimmt jedoch mit den Beobachtungen von S. Herzog überein, da auch die aus ihren Messungen ermittelten Werte für E bei Deuterium höher lagen als bei Wasserstoff.

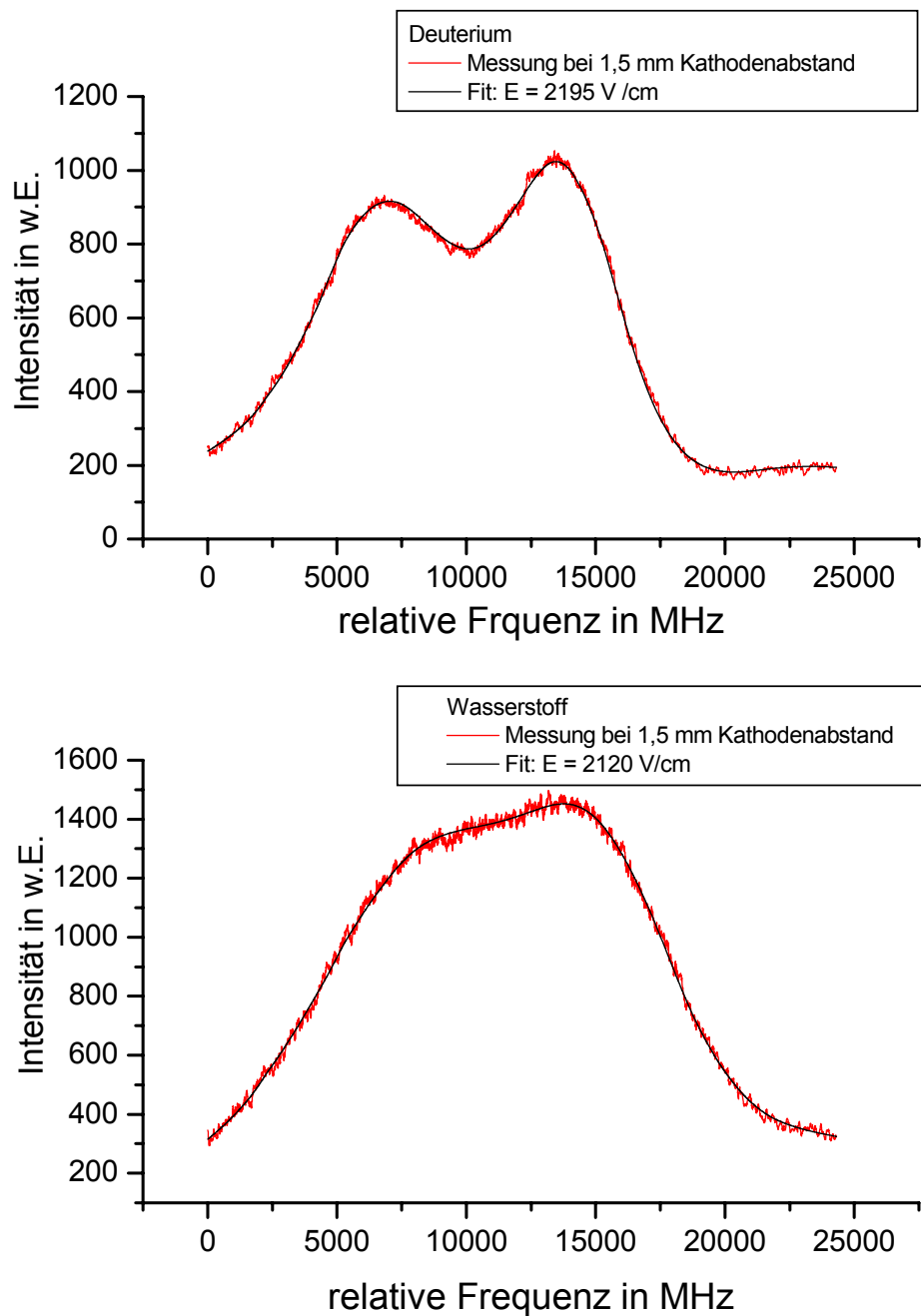


Abbildung 7.12: Doppler-verbreiterte OGS-Messungen in Wasserstoff und Deuterium bei 1,5 mm Kathodenabstand. Die Auswertung der Profile mit Gfit ergab eine elektrische Feldstärke von $E_{DV} = 2120 \text{ V/cm}$ für Wasserstoff bzw. $E_{DV} = 2195 \text{ V/cm}$ für Deuterium.

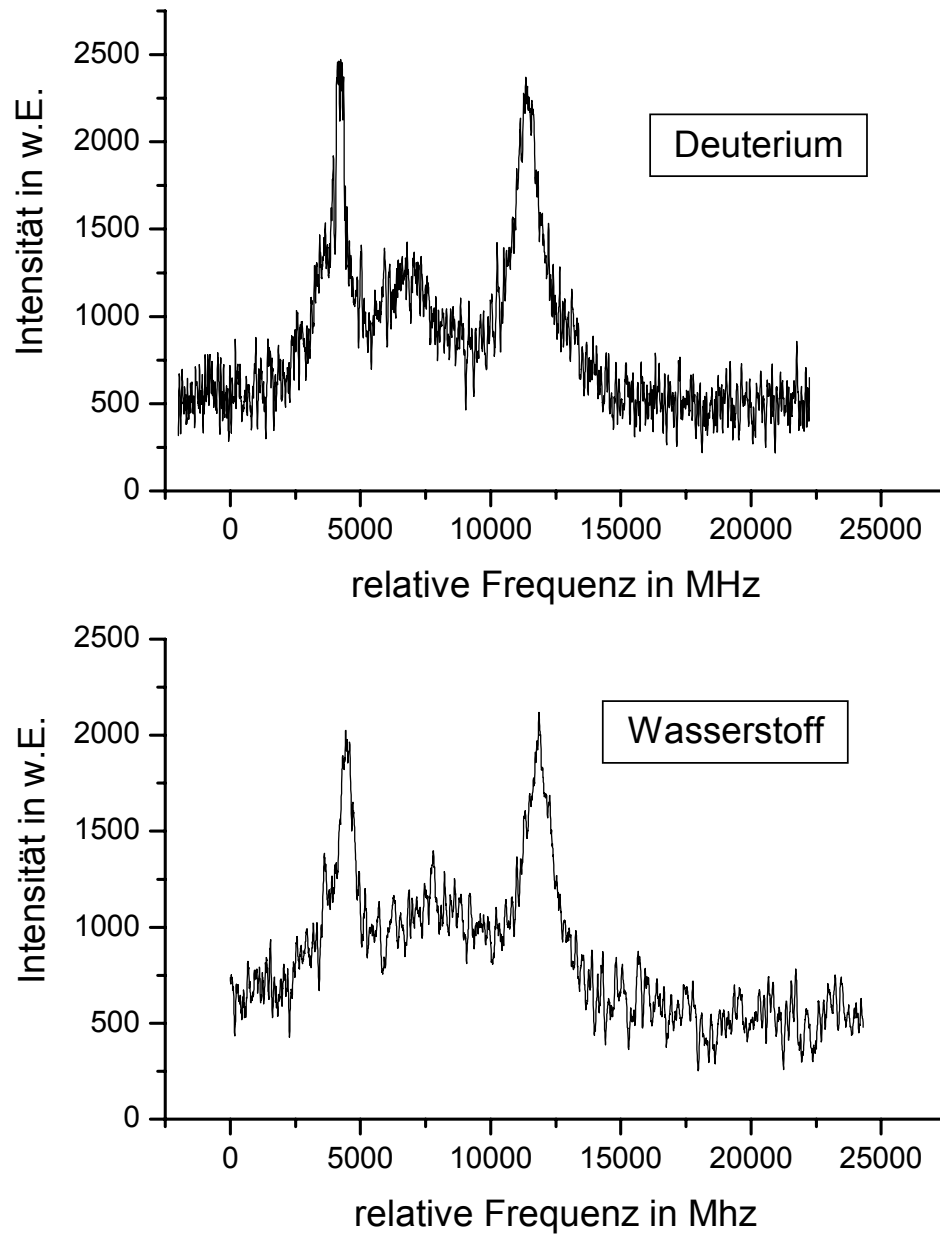


Abbildung 7.13: Doppler-freie IMOGS-Spektren von Deuterium und Wasserstoff. Gemessen wurde jeweils im reinen Gas, bei gleichem Kathodenabstand, Druck und Spannung.

Um die Unterschiede in der Struktur besser vergleichen zu können, wurden die aufgenommenen Wasserstoff- und Deuterium-Spektren in Abbildung 7.14 direkt übereinander gelegt. Die Positionen der beiden Hauptkomponenten stimmen nicht ganz überein und die zwischen ihnen liegenden kleineren Stark-Komponenten zeigen eine leichte Abweichung. Diese reagieren sehr sensitiv auf geringe Veränderungen der elektrischen Feldstärke E und sind aus diesem Grunde ideal zu deren möglichst genauen Bestimmung geeignet.

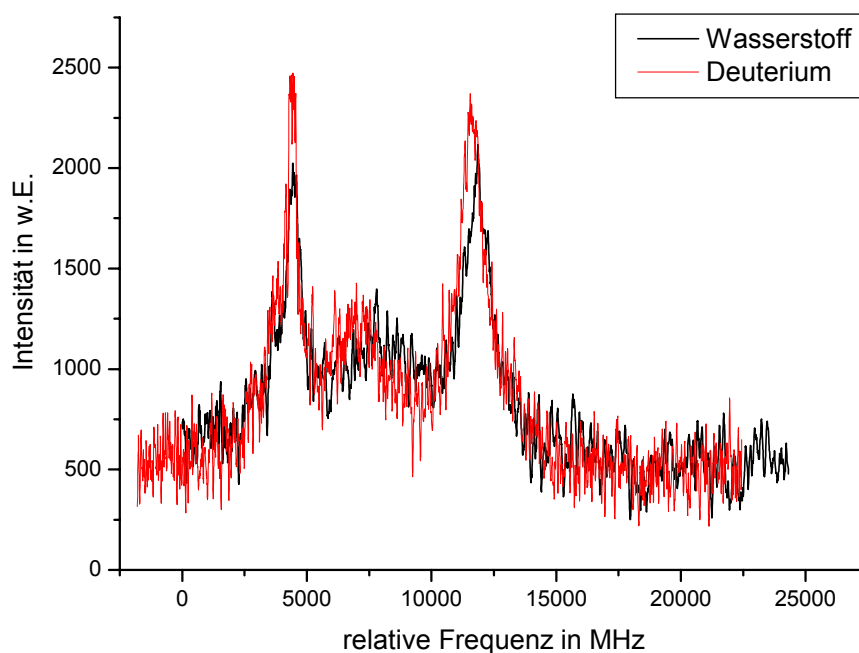


Abbildung 7.14: Direkter Vergleich der gemessenen IMOGS-Spektren in Wasserstoff und Deuterium.

Da das Signal-Rausch-Verhältnis der vorliegenden Doppler-freien Spektren nur im mittleren Feldstärkebereich ausreicht, um kleinere Strukturen sichtbar zu machen, können sie auch nur dort zur Auswertung der gemessenen Profile herangezogen werden. Die Anpassung mit GFit ergab eine elektrische Feldstärke von $E_{DF} = 2359 \text{ V/cm}$ für Deuterium bzw. $E_{DF} = 2078 \text{ V/cm}$ für Wasserstoff. Die Abweichung ist etwa drei Mal größer als bei den Werten aus der Doppler-verbreiterten OGS-Messung. In Abbildung 7.15 sind die gemessenen Doppler-freien IMOGS-Spektren in beiden Gasen inklusive Fit aufgetragen.

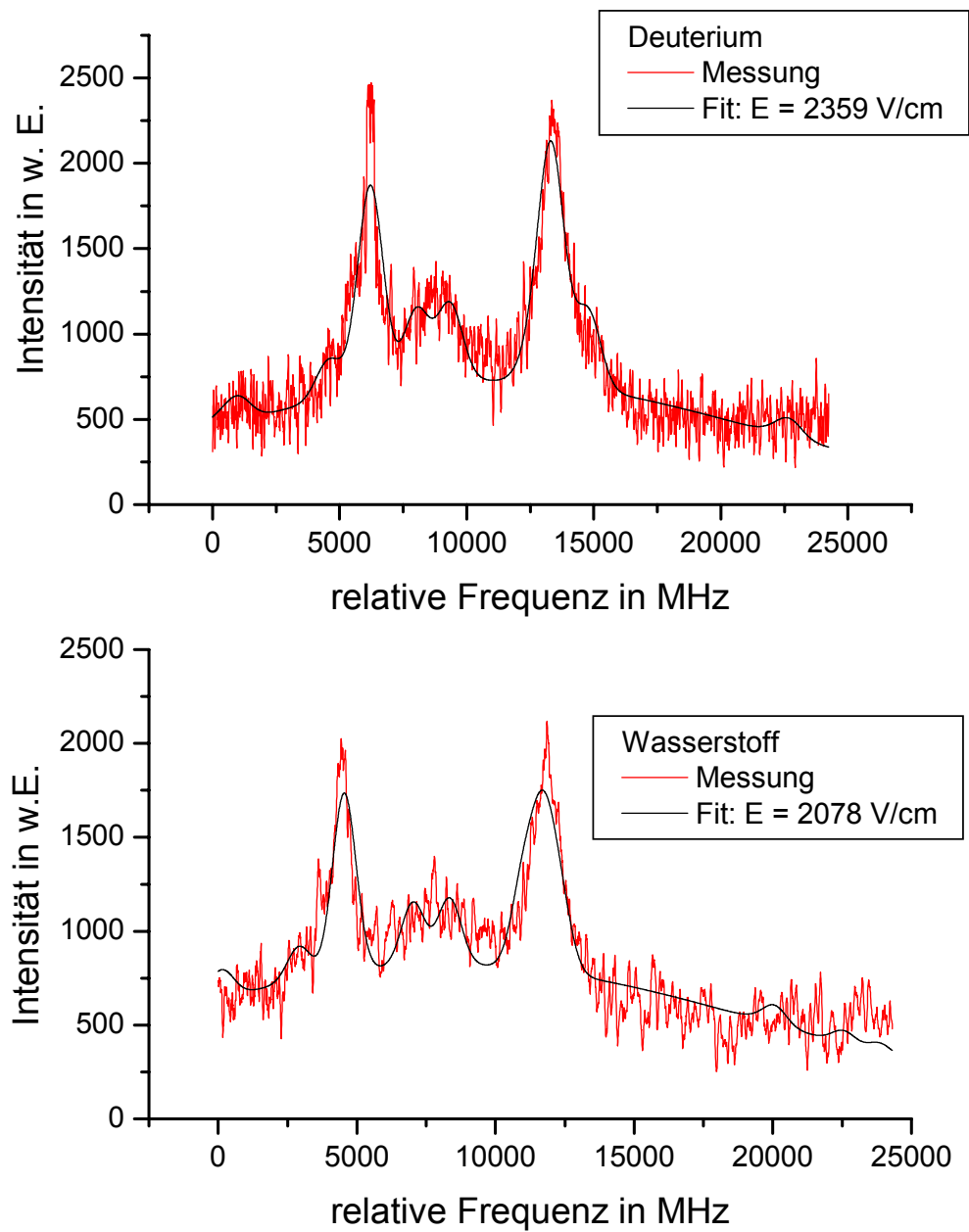


Abbildung 7.15: Auswertung der Doppler-freien IMOGS-Spektren von Wasserstoff und Deuterium bei einem Kathodenabstand von 1,5mm. Die von Gfit ermittelten elektrischen Feldstärken weichen noch mehr voneinander ab als die aus den zugehörigen Doppler-verbreiterten OGS-Spektren.

Beim Vergleich der Doppler-freien und Doppler-verbreiteten Messungen fällt auf, dass die Feldstärken für Wasserstoff besser übereinstimmen als für Deuterium. Bei Wasserstoff erhält man mit $E_{DV} = 2100 \text{ V/cm}$ bzw. $E_{DF} = 2078 \text{ V/cm}$ nur eine Abweichung von 22 V/cm also einem Prozent. Bei Deuterium ist der Unterschied mit $E_{DV} = 2195 \text{ V/cm}$ bzw. $E_{DF} = 2359 \text{ V/cm}$ fast acht Mal so groß, nämlich 164 V/cm .

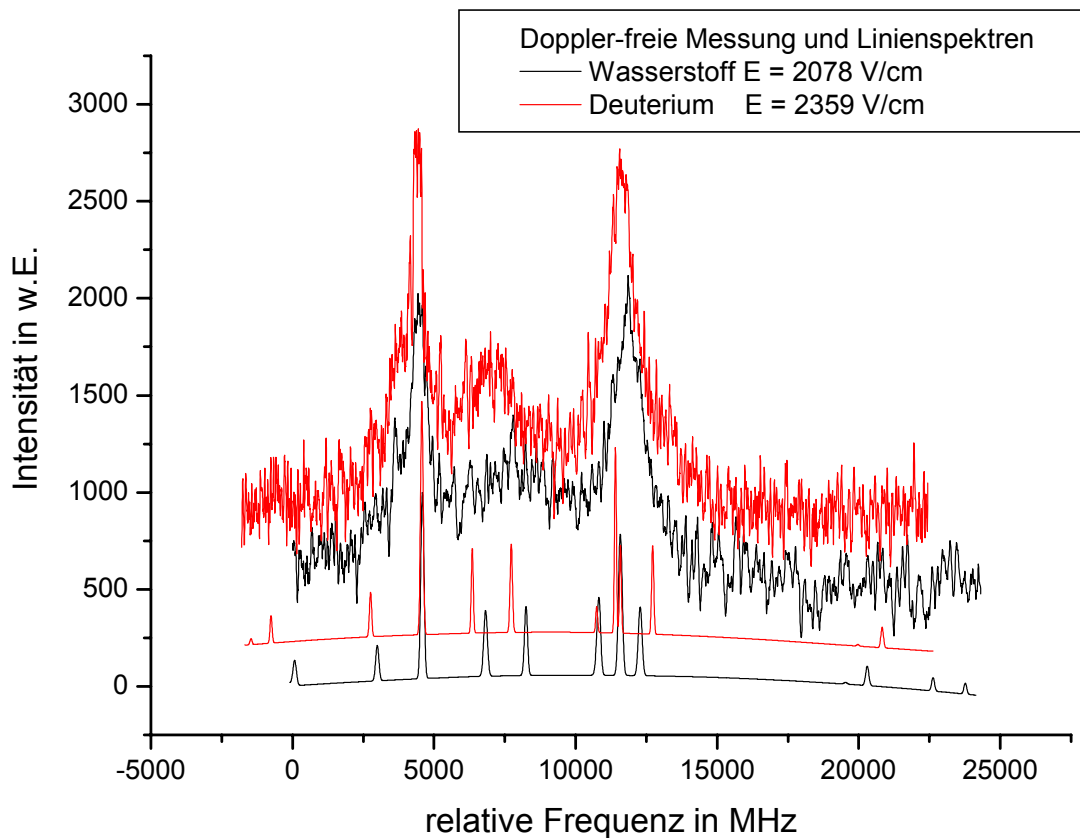


Abbildung 7.16: Vergleich von gemessenen und berechneten Spektren von Wasserstoff und Deuterium. Die Halbwertsbreite der berechneten Spektren wurde stark reduziert, um die genaue Position der Linien sichtbar zu machen. Außerdem wurden die Kurven zur Verdeutlichung entlang der Intensitätsachse verschoben.

Warum die Werte für die elektrische Feldstärke bei den Doppler-freien Messungen so sehr voneinander abweichen ($\Delta E_{DV} = 75 \text{ V/cm}$ bzw. $\Delta E_{DF} = 281 \text{ V/cm}$) konnte nicht vollständig geklärt werden. Der größere Unterschied zwischen den Werten für Wasserstoff und Deuterium lässt sich höchstwahrscheinlich auf die höhere Genauigkeit dieses Verfahrens zurückführen. Die durch das verschiedene Entladungsverhalten der beiden Gase verursachten Abweichungen treten bei den Doppler-freien Spektren deutlich zutage. Bei den OGS-Spektren werden eventuell vorhandene Unterschiede eher von der Doppler-Verbreiterung überdeckt, wodurch es hier zu einer geringeren Differenz zwischen den Feldstärken für Wasserstoff und Deuterium kommt.

Für eine abschließende Klärung der unterschiedlichen Ergebnisse sowohl von Wasserstoff und Deuterium als auch von Doppler-freien und Doppler-verbreiterten Spektren wären weitere IMOGS-Aufnahmen in einem 1:1 Gemisch der beiden Gase erforderlich. Diese konnten im Rahmen dieser Arbeit wegen des sehr viel schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses nicht realisiert werden. Für die Zukunft wären solche Messungen mit einem entsprechen stärkeren Lasersystem wünschenswert, da mit der hier vorgestellten Methode die Positionen der einzelnen Stark-Komponenten bestimmt werden können und die benötigten Informationen so prinzipiell zugänglich sind.

7.4. Auswertung der Messungen bei verschiedenen Feldstärken

Für die Auswertung wurden über einen weiten Bereich OGS- und IMOGS-Spektren aufgenommen und anschließend mit Gfit angepasst. Aufgrund der in Kapitel 7.5 erwähnten Schwankungen war es sehr wichtig die Messungen während eines Tages durchzuführen. Es wurden Spektren bei verschiedenen Kathodenabständen im Bereich von $0,5\text{ mm}$ bis 2 mm mit einer Schrittweite von $0,3\text{ mm}$ aufgenommen. Wie schon in Kapitel 7.3 erwähnt unterliegt die Aufnahme der Doppler-freien IMOGS-Spektren gewissen Beschränkungen; so wird in der Nähe der Kathode aufgrund der Geometrie der Entladung die korrekte Justierung der Laserstrahlen erschwert, während in den kathodenfernen Regionen das optogalvanische Signal allgemein und damit auch das Doppler-freie Signal sehr schwach wird.

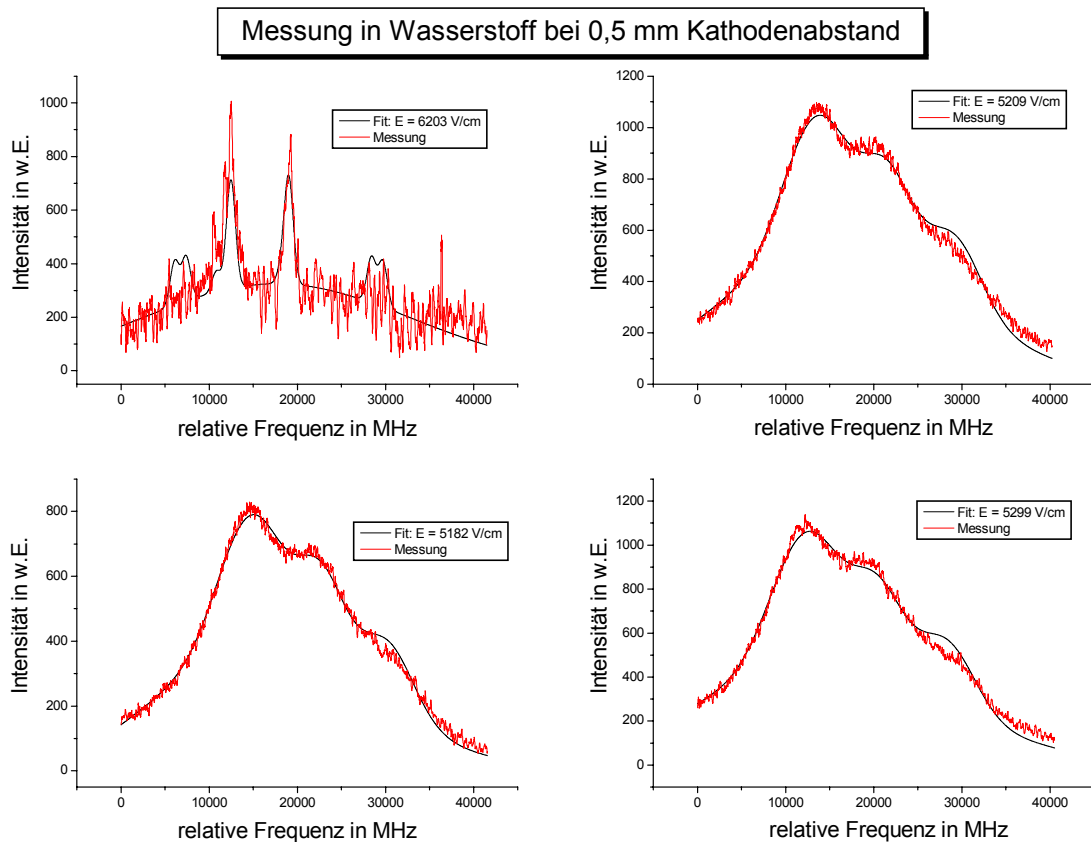


Abbildung 7.17: Messung in Wasserstoff bei einem Kathodenabstand von 0,5 mm. Die mittels IMOGS ermittelte Feldstärke $E_{DF} = 6203 \text{ V/cm}$ weicht um mehr als 1000 V/cm von dem OGS-Wert $E_{DV} = 5230 \text{ V/cm}$ ab.

Die in Abbildung 7.17 dargestellten Messungen wurden in einem Abstand von nur 0,5 mm von der Kathode durchgeführt, die elektrische Feldstärke beträgt mehr als 5000 V/cm. Bei den OGS-Spektren sind deutliche Abweichungen der gemessenen Profile vom theoretischen Verlauf zu erkennen. Ähnliche Unstimmigkeiten waren schon bei S. Herzog aufgetreten. Warum die aus den IMOGS-Spektren ermittelten Werte für die Feldstärke mit $E_{DF} = 6203 \text{ V/cm}$ um etwa 1000 V/cm von den mittels OGS gewonnenen Werten abweicht, ließ sich nicht klären. Trotz höchster Sorgfalt bei der Auswertung können Fehler hier nicht ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse dieser Messung sind also vorerst mit äußerster Vorsicht zu betrachten.

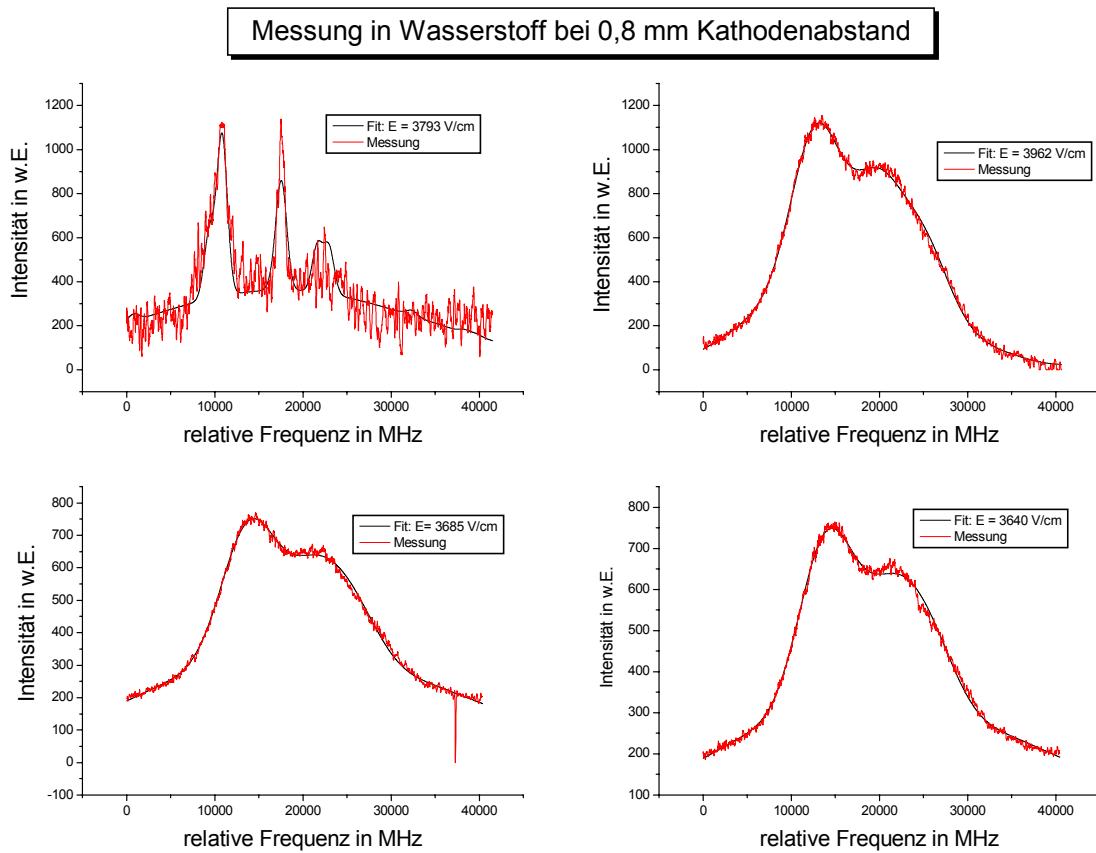


Abbildung 7.18: Messung bei 0,8 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff. Hier stimmen die ermittelten Feldstärken schon sehr gut über ein. Die Abweichung der Ergebnisse aus der Doppler-freien Messung von denen aus der Doppler-verbreiterten Messung beträgt etwa ein Prozent.

Im Bereich von $E = 3700 \text{ V/cm}$ stimmen die mit beiden Methoden gemessenen Spektren besser mit dem theoretischen Verlauf überein. Die bei der Doppler-freien Messung ermittelte Feldstärke $E_{DF} = 3793 \text{ V/cm}$ zeigt eine Abweichung von weniger als einem Prozent vom Mittelwert der Doppler-verbreiterten Messung $E_{DV} = 3762 \text{ V/cm}$.

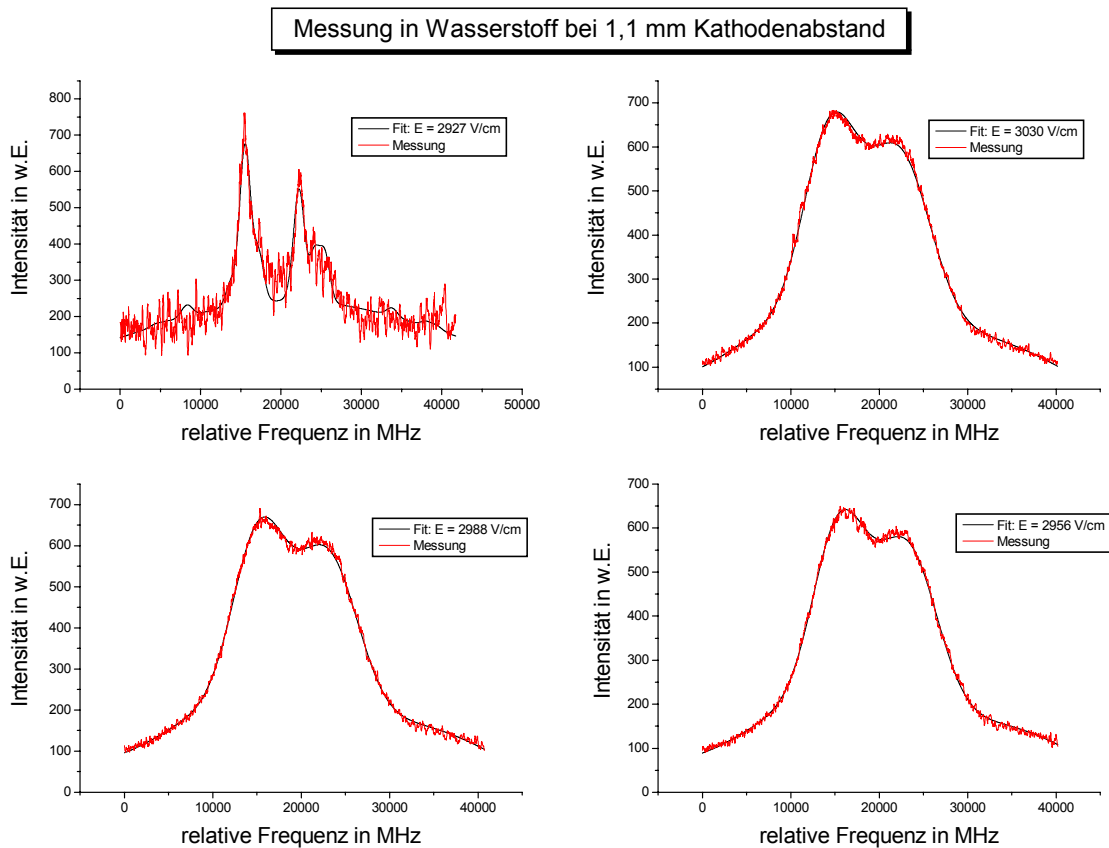


Abbildung 7.19: Messung bei 1,1 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.

Auch im Abstand von 1,1 mm von der Kathode, was einer Feldstärke von etwa $E = 3000 \text{ V/cm}$ entspricht, liefert das IMOGS-Verfahren mit $E_{DF} = 2927 \text{ V/cm}$ einen Wert, der nur knapp 2 % vom Mittelwert der OGS-Messung $E_{DV} = 2991 \text{ V/cm}$ abweicht. In Abbildung 7.19 ist deutlich zu sehen, dass die Messungen kaum noch vom theoretischen Verlauf der Profile abweichen.

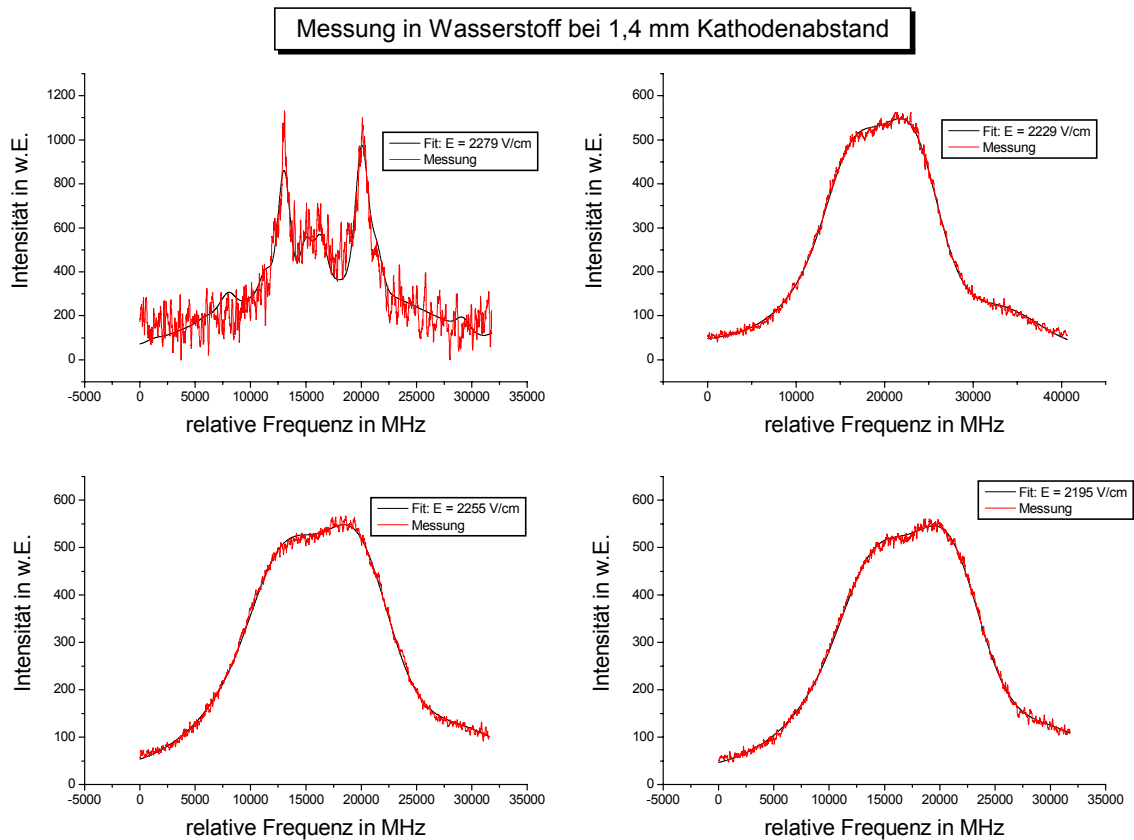


Abbildung 7.20: Messung bei 1,4 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.

Im Bereich von 1,4 mm Kathodenabstand beträgt die elektrische Feldstärke etwas mehr als 2000 V/cm. Auch hier weicht der mittels IMOGS gewonnene Wert $E_{DF} = 2276 \text{ V/cm}$ nur um ca. 2 % von dem Mittelwert der OGS-Messungen $E_{DV} = 2226 \text{ V/cm}$ ab. Da in diesem Bereich des Kathodenfalls die Auflösung der Spektren zur Positionsbestimmung der kleineren Komponenten ausreicht und diese sehr empfindlich auf Änderungen der elektrischen Feldstärke reagieren, kann mit einiger Sicherheit der aus der IMOGS-Messung erhaltene Wert als zuverlässiger angesehen werden.

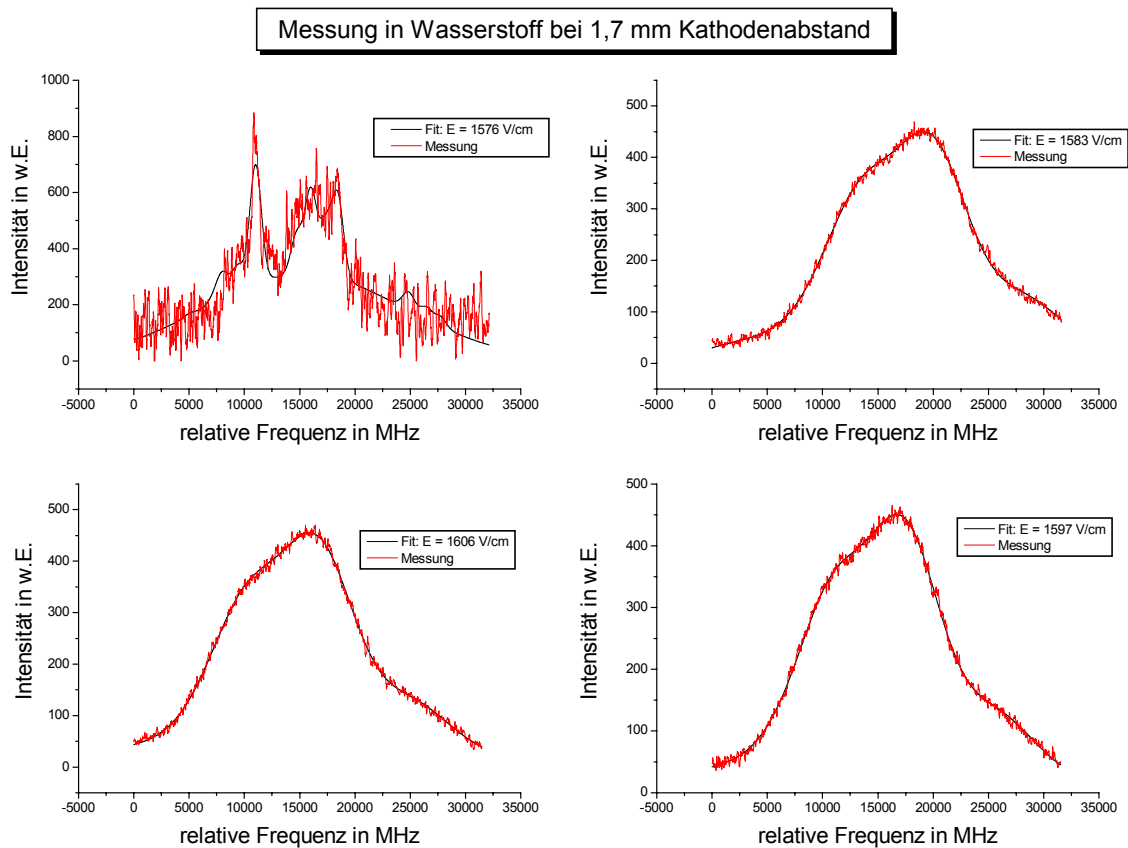


Abbildung 7.21: Messung bei 1,7 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.

Im Bereich von $E = 1600 \text{ V/cm}$ hatten die ausführliche Messungen der Reproduzierbarkeit (siehe Kapitel 7.5) eine geringere Schwankung der Ergebnisse aus den Doppler-freien IMOGS-Spektren ergeben. Aus diesem Grund scheint hier die Annahme gerechtfertigt, dass der mit diesem Verfahren ermittelte Wert für E näher an der tatsächlichen elektrischen Feldstärke liegt als der aus den Doppler-verbreiterten Spektren der OGS. Auch hier beträgt die Abweichung $E_{DF} = 1576 \text{ V/cm}$ vom Mittelwert $E_{DV} = 1595 \text{ V/cm}$ nur etwas mehr als zwei Prozent.

Ganz anders sieht es in den weiter von der Kathode entfernten Bereichen aus. Hier gibt es große Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Doppler-freien und der Doppler-verbreiterten Messungen.

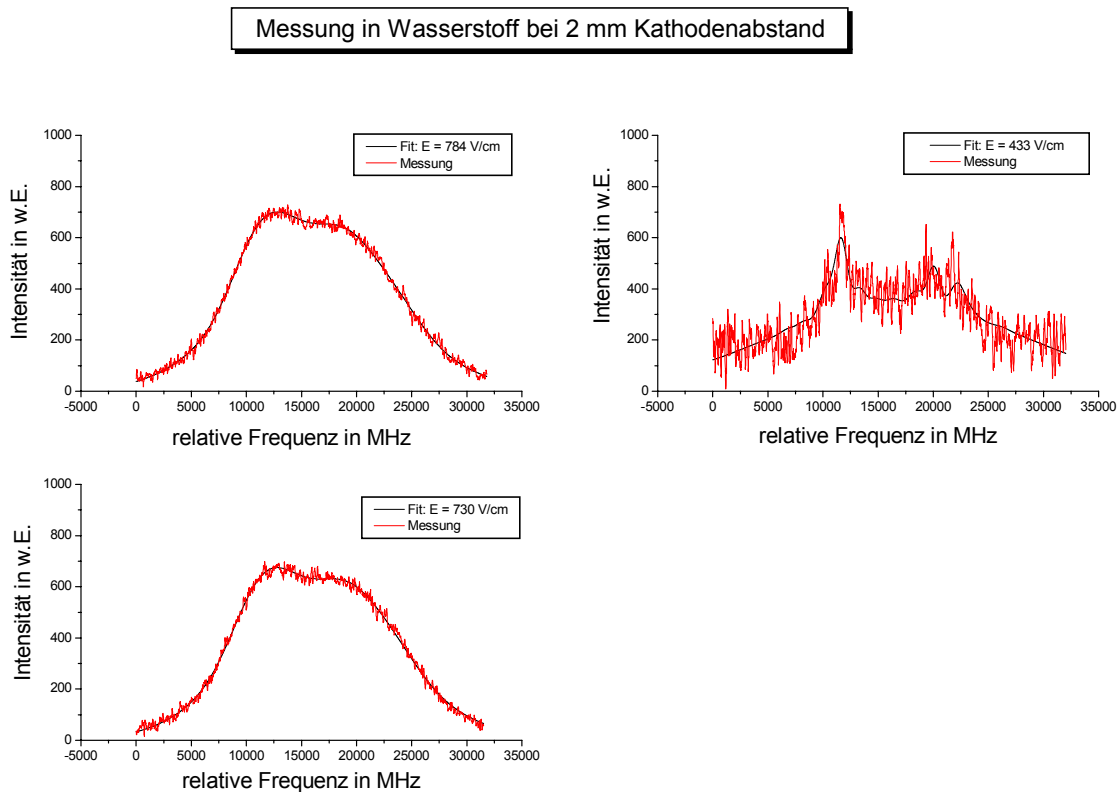


Abbildung 7.22: Messung bei 2 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.

Wie man in Abbildung 7.22 deutlich sehen kann, zeigen die Werte für die elektrische Feldstärke eine gewaltige Diskrepanz. Die Abweichung beträgt mit $E_{DF} = 433 \text{ V/cm}$ mehr als 50 % vom Mittelwert $E_{DV} = 757 \text{ V/cm}$ der OGS-Messung.

In größerer Entfernung zur Kathode wird das optogalvanische Signal in der Entladung immer schwächer. Dies wirkt sich natürlich auch auf das Doppler-freie IMOGS-Signal aus und erschwert so die die Anpassung des Fits an die gemessenen Spektren. Aus diesem Grund sind auch hier die Ergebnisse nur unter Vorbehalt zu verwenden.

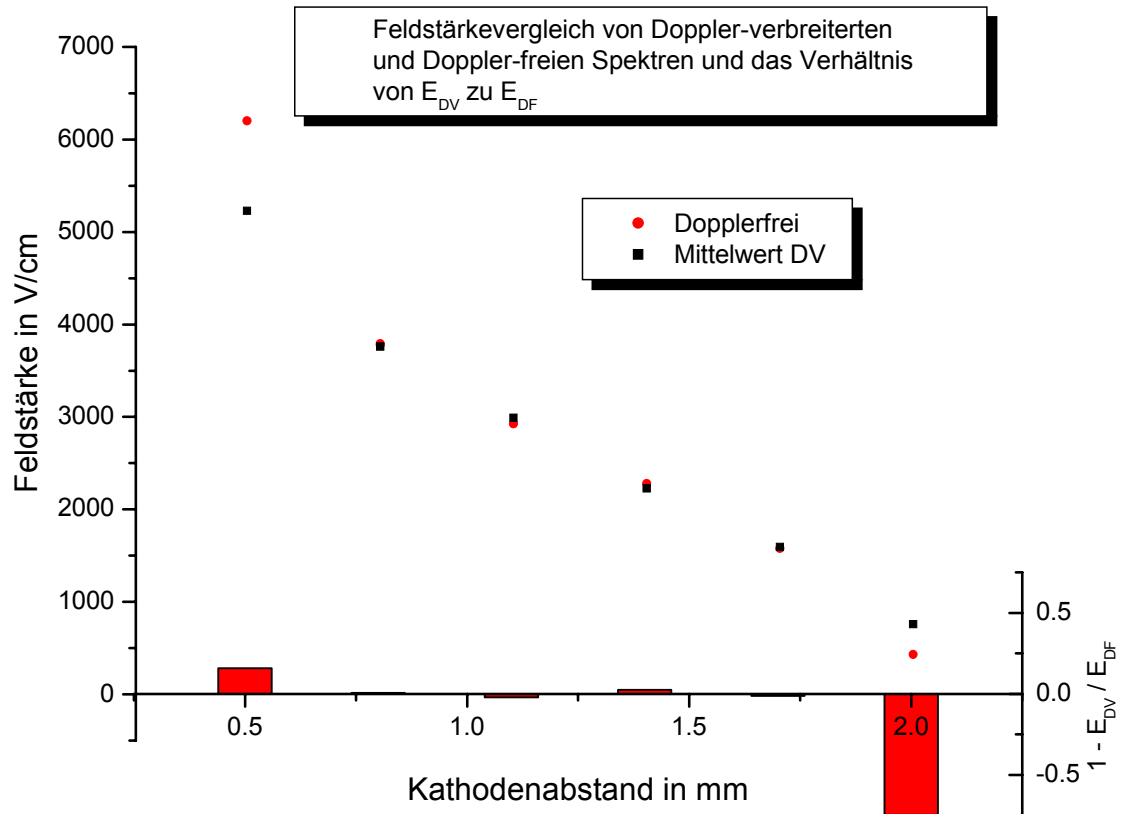


Abbildung 7.23: Vergleich der ermittelten Feldstärken. Für die Messung bei 0,5 mm Kathodenabstand können Fehler bei der Messung bzw. Auswertung der Daten nicht ausgeschlossen werden. Die Abweichung bei 2,0 mm Kathodenabstand erklärt sich aus dem generell schlechten Signal-Rausch-Verhältnis der Messungen bei großem Kathodenabstand. Prinzipiell ist mit der Doppler-freien IMOGS eine sehr genaue Bestimmung der elektrischen Feldstärke in diesem Bereich möglich.

Die durchgeführten Messungen zeigen, dass die Doppler-freie optogalvanische Spektroskopie IMOGS nicht nur geeignet ist, um die elektrische Feldstärke in einer Niederdruckgasentladung zu ermitteln, sondern dass sie Informationen über die einzelnen Komponenten des spektroskopierten atomaren Übergangs zugänglich macht, die bei der bisher angewandten OGS unter dem Gaußprofil der Doppler-verbreiterten Linien verborgen lagen. Gerade im Bereich mittlerer Feldstärken liefert sie daher genauere Ergebnisse als die Doppler-behaftete OGS-Methode. Der von T. Rieper für diese Methode ermittelte Fehler lag in mittleren Feldstärkebereich bei ca. 3 %, was sehr gut mit dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert von etwa 2,6 % für OGS-Messungen übereinstimmt. Für den Fehler der IMOGS-Methode wurde ein Wert von etwa 1 % ermittelt, was wohl hauptsächlich auf die extreme Feldempfindlichkeit der kleineren Komponenten des betrachteten Übergangs von H_α zurückzuführen ist, die durch diese Methode erst sichtbar gemacht wurden. Da diese bei der OGS aufgrund der Dopplerverbreiterung nicht direkt beobachtet werden können, sind dort die Ergebnisse mit einer größeren Ungenauigkeit behaftet. Die spektroskopische Auflösbarkeit der sensitiven Komponenten ist also ausschlaggebend, um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Aufgrund der Abschwächung des Signals in den äußeren Bereichen der Entladung, können kleine Feldstärken $E < 1000 \text{ V/cm}$ bis jetzt noch nicht oder nur ungenau bestimmt werden. Prinzipiell ist die Doppler-freie IMOGS jedoch dazu geeignet auch kleine elektrische Feldstärken mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.

7.5. Fehlerabschätzung für die IMOGS-Spektren in Wasserstoff

Um eine Abschätzung für den Fehler der Doppler-freien IMOGS Methode zu erhalten, wurden an einigen Kathodenpositionen möglichst viele Messungen durchgeführt werden. Bei der Aufnahme der Spektren stellte sich heraus, dass die Reproduzierbarkeit der elektrischen Feldstärke innerhalb einer Messreihe sehr zuverlässig war, die Werte jedoch von Tag zu Tag relativ großen Schwankungen unterlagen. Die abgebildeten Messungen wurden an zwei aufeinander folgenden Tagen durchgeführt und der Abstand des Laserstrahls von der Kathode wurde am zweiten Tag um $0,05 \text{ mm}$ vergrößert. Trotzdem wiesen die Messungen an diesem Tag einen etwa 250 V/cm größeren Wert für die elektrische Feldstärke auf. Bei der Kontrolle der Entladungsparameter Druck, Spannung und Strom wurde keine Veränderung zu den Werten des Vortages festgestellt. Die Auswertung weiterer Messungen zeigte, dass diese Schwankungen von Tag zu Tag häufig stattfanden und nicht beeinflussbar waren. Daraufhin wurden nur noch Messungen zur weiteren Auswertung herangezogen, die während eines Tages aufgenommen werden konnten.

In den Abbildung 7.24 und Abbildung 7.25 sind zwei durchgeführte Messreihen darstellt. Die dabei erhaltenen Werte für die elektrische Feldstärke E wurden gemittelt und ihre Standardabweichung berechnet. Es wurden jeweils drei Doppler-freie und fünf Doppler-verbreiterte Spektren aufgenommen. Eine größere Anzahl von Messungen war an einem Tag aufgrund der extrem langen Messdauer nicht möglich. Man kann deutlich sehen, dass die Abweichung bei den Doppler-freien IMOGS-Spektren wesentlich geringer ist als bei den herkömmlichen Doppler-verbreiterten OGS-Profilen von Wasserstoff.

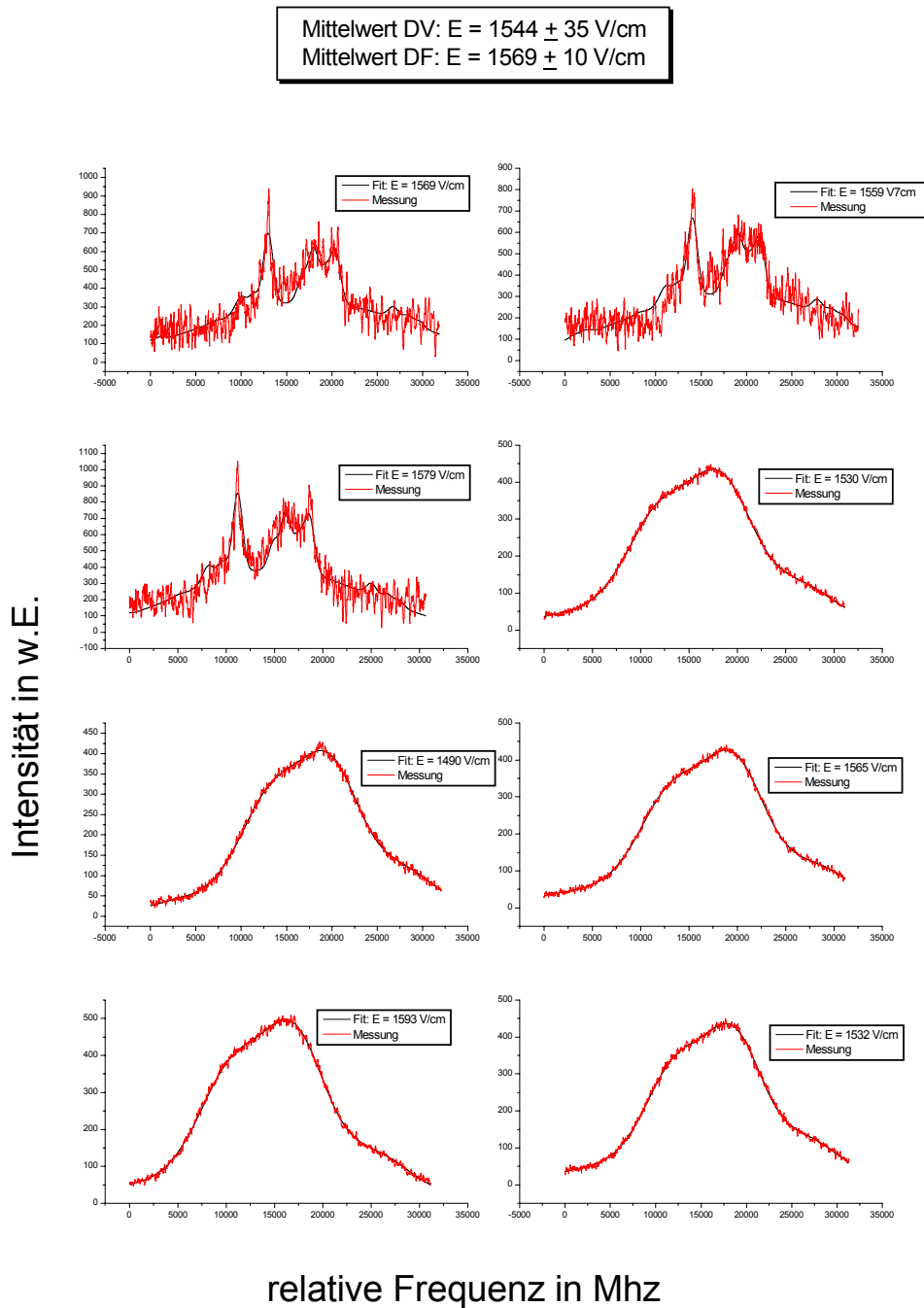


Abbildung 7.24: Messungen in Wasserstoff bei 1,7 mm Kathodenabstand. Die Spektren wurden mit Gfit ausgewertet und die erhaltenen Feldstärken gemittelt. Dabei ergaben die OGS-Messungen einen Mittelwert von $E_{DV} = 1544$ V/cm mit einer Standardabweichung von 35 V/cm. Der Mittelwert der IMOGS-Messung lag mit $E_{DF} = 1569$ V/cm etwas höher, sein Fehler ist mit 10 V/cm aber geringer.

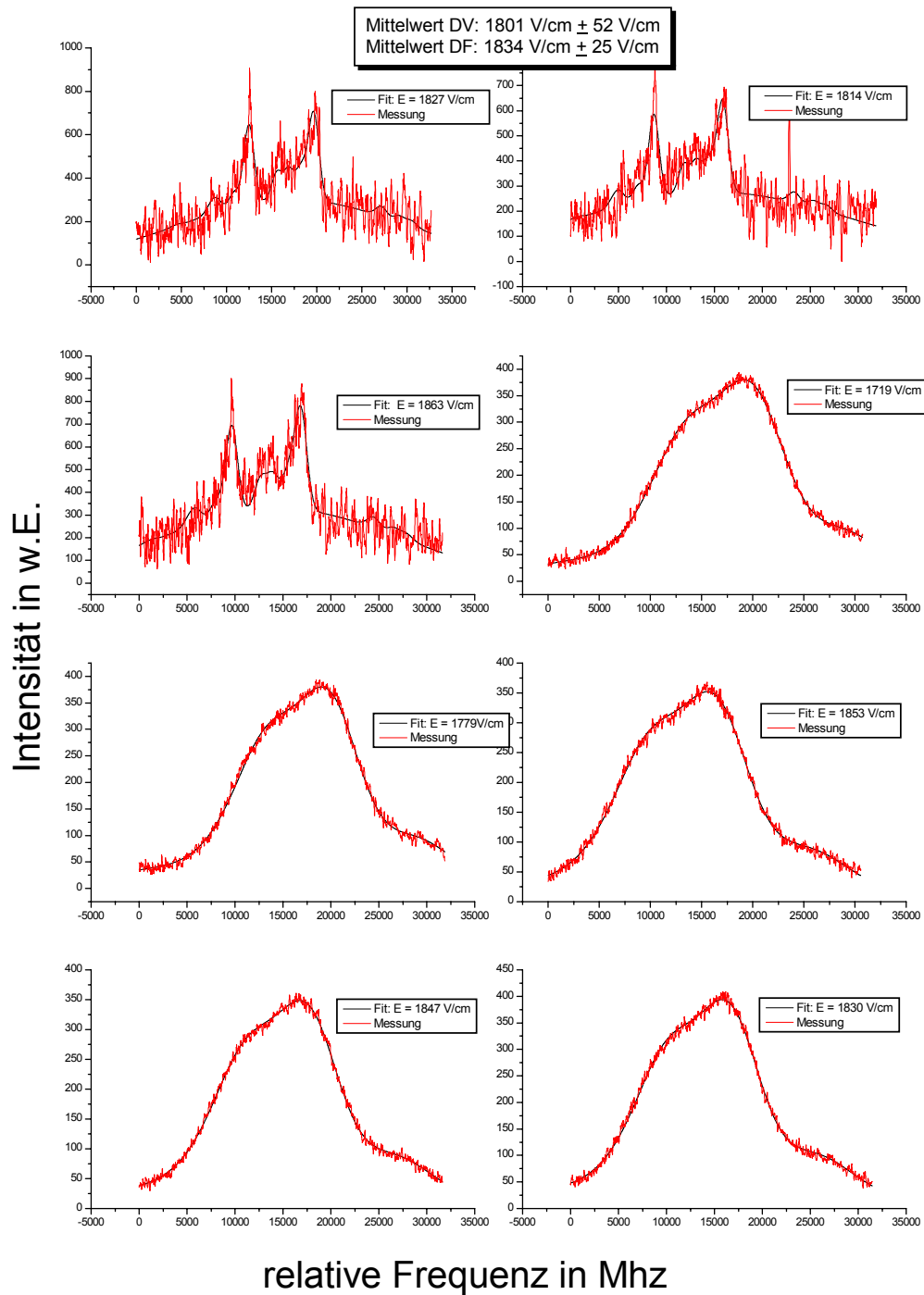


Abbildung 7.25: Messungen in Wasserstoff bei 1,75 mm Kathodenabstand. Die Spektren wurden mit Gfit ausgewertet und die erhaltenen Feldstärken gemittelt. Die Auswertung mit Gfit ergab für die OGS-Spektren einen Mittelwert von $E_{DV} = 1801 \text{ V/cm}$ mit einer Abweichung von 52 V/cm. Der Mittelwert der dopplerfreien Messung ist mit $E_{DF} = 1834 \text{ V/cm}$ wieder etwas größer und der Fehler mit 25 V/cm nur halb so groß.

In Tabelle 7.1 sind die Mittelwerte und Standardabweichung der durchgeführten OGS- und IMOGS-Messungen aufgetragen.

Kathodenabstand <i>mm</i>	Messverfahren	Mittelwert E <i>V/cm</i>	Standardabweichung <i>V/cm</i>	Abweichung <i>Prozent</i>
1,7	OGS	1544	35	2,27
1,7	IMOGS	1569	10	0,64
1,75	OGS	1801	52	2,89
1,75	IMOGS	1834	25	1,37

Tabelle 7.1: Mittelwerte und Standardabweichung für die mittels OGS bzw. IMOGS gemessene elektrische Feldstärke E bei verschiedenen Kathodenpositionen. Die Messungen wurden an zwei aufeinander folgenden Tagen durchgeführt. Die elektrische Feldstärke ist bei einem Abstand von 1,75 mm mit etwa 1800 V/cm deutlich größer als bei 1,7 mm mit etwa 1550 V/cm. Dieser Umstand wurde als Anlass genommen, nur noch Messreihen, die an einem Tag aufgenommen wurden, zur Auswertung zu verwenden.

Obwohl die Anzahl der durchgeführten Doppler-freien Messungen geringer ist als die der Doppler-verbreiterten Messungen, ist die Abweichung der Einzelwerte vom Mittelwert bei den ersteren deutlich geringer. Diese Ergebnisse unterstützen die Annahme, dass die IMOGS-Methode bei ausreichender Laserintensität der OGS-Methode überlegen ist.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Aufnahme von Doppler-freien Spektren im Kathodenfall einer Wasserstoffgasentladung zur Bestimmung der lokalen elektrischen Feldstärke. Die Methode basiert auf der Messung des optogalvanischen Signals von H_{α} im Kathodenfall der Entladung. An die so gewonnenen Linienprofile wird mit Hilfe des Computer-Fitprogramms Gfit ein durch quantenmechanische Rechnung ermitteltes Spektrum angepasst. Fitparameter sind die Frequenzen und Intensitäten der Feinstrukturkomponenten sowie die elektrische Feldstärke E . Da es sich bei der optogalvanischen Spektroskopie (OGS) um eine Doppler-behaftete Technik handelt, musste zur Weiterentwicklung der Methode ein geeigneter Versuchsaufbau für die Doppler-freie InterModulierte OptoGalvanische Spektroskopie (IMOGS) realisiert werden. Grundvoraussetzung für diese Art der Doppler-freien Spektroskopie war eine Optimierung des Messaufbaus zur Minimierung von Absorptionsverlusten.

Der Versuch die Leistung der verwendeten Laserdiode mittels eines cw-gepumpten Dye-Strahls zu verstärken, war trotz viel versprechender Vorversuche nur bedingt erfolgreich. Falls auch in Zukunft keine Dioden mit Leistung von mehr als 25 mW zu Verfügung stehen sollten, wäre eine erneute Untersuchung dieses Ansatzes erstrebenswert.

Die entspiegelte Laserdiode vom Typ SAL 655-30 lieferte eine Leistung von $P_0 = 21 \text{ mW}$, mit der nach der Optimierung des experimentellen Aufbaus die Aufnahme der ersten Doppler-freien Spektren mittels IMOGS im Kathodenfall der Niederdruckgasentladung gelang. Durch die Aufnahme der Doppler-freien Spektren wurden zum ersten Mal extrem feldempfindlichen Komponenten des Übergangs von H_{α} für die Auswertung mit unserem Fitprogramm zugänglich gemacht.

Dadurch wird es grundsätzlich möglich die elektrische Feldstärke auch in Bereichen unter 500 V/cm zu ermitteln in denen mit der herkömmlichen OGS Methode prinzipiell keine zuverlässigen Ergebnisse gewonnen werden, da in diesem Bereich die Doppler-Verbreiterung eine genaue Positionsbestimmung der einzelnen Stark-Komponenten nicht zulässt.

Wegen einer noch zu geringen Signalintensität liefert auch die IMOGS Methode unterhalb von 1000 V/cm keine zuverlässigen Werte für die Feldstärke E . Aus diesem Grund wäre für die Zukunft ein Lasersystem mit einer noch höheren Ausgangsleistung wünschenswert, um das Signal-Rausch-Verhältnis und damit die Auflösung der Spektren gerade im Bereich kleiner Feldstärken zu verbessern. Dadurch könnten in diesem Bereich - durch die Verwendung der IMOGS - zuverlässige Werte für die elektrische Feldstärke E zu erreicht werden. Da die Entwicklung auf dem Gebiet der Diodenlaser in den letzten Jahren gewaltige Fortschritte gemacht hat und der Trend zu Dioden mit immer höherer Leistung in allen Spektralbereichen geht, ist die Anschaffung einer entsprechenden Laserdiode mit Anti-Reflex-Beschichtung zum Einsatz in dem vorhandenen Lasersystem durchaus realistisch und wünschenswert.

Im Bereich von sehr großen Feldstärken ($E > 4000 \text{ V/cm}$) zeigen beide Verfahren Abweichungen vom Verlauf der berechneten Profile. Die Ursache dafür konnte jedoch nicht geklärt werden. Die Frage, ob die Vernachlässigung der Hyperfeinstrukturaufspaltung in der Rechnung einen Einfluss auf die Ergebnisse hat, kann erst nach der Implementierung der Theorie in die Fitroutine beantwortet werden. Bis dahin sind diese Ergebnisse nur sehr eingeschränkt brauchbar.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: <i>Prinzip eines einfachen Gaslasers.</i>	5
Abbildung 2.2: <i>Spektralbereiche verschiedener Lasertypen.</i>	7
Abbildung 2.3: <i>Aufbau einer handelsüblichen Laserdiode.</i>	7
Abbildung 2.4: <i>Vereinfachtes Termschema eines Farbstofflasers.</i>	9
Abbildung 2.5: <i>Aufbau eines einfachen Farbstofflasers nach HÄNSCH.</i>	9
Abbildung 2.6: <i>Kennlinie einer Laserdiode.</i>	11
Abbildung 2.7: <i>Durchstimmbereich einer nicht entspiegelten Laserdiode.</i>	12
Abbildung 2.8: <i>Laser in Littrow-Anordnung.</i>	14
Abbildung 3.1: <i>Spannungscharakteristik von selbstständigen Gasentladungen.</i>	16
Abbildung 3.2: <i>Glimmzonen und Dunkelräume einer Glimmentladung.</i>	17
Abbildung 3.3: <i>Vergleich der verschiedenen behandelten Profilformen.</i>	22
Abbildung 4.1: <i>Schematischer Aufbau zur optogalvanischen Spektroskopie</i>	25
Abbildung 4.2: <i>Vergleich der mit OGS, bzw. mit IMOGS gemessenen Spektren.</i>	28
Abbildung 4.3: <i>Einfluss von Sättigungs- und Pumpstrahl.</i>	29
Abbildung 4.4: <i>Experimenteller Aufbau zur Sättigungsspektroskopie.</i>	30
Abbildung 4.5: <i>Experimenteller Aufbau zur Doppler-freien Optogalvanischen Spektroskopie.</i>	32
Abbildung 4.6: <i>Schema eines Lock-In Verstärkers</i>	34
Abbildung 5.1: <i>Abhängigkeit des Lock-in Signals von der Laserleistung.</i>	36
Abbildung 5.2: <i>Reflektivität verschiedener Metallfilme.</i>	37
Abbildung 5.3: <i>Die Reflektivität eines Mehrfachschichtenspiegels.</i>	39
Abbildung 5.4: <i>Schematischer Aufbau des Vorversuchs zur Dye-Verstärkung.</i>	40
Abbildung 5.5: <i>Vorversuch zur Dye-Verstärkung.</i>	41
Abbildung 5.6: <i>Schematischer Aufbau zur Dye-Verstärkung.</i>	42
Abbildung 5.7: <i>Laserverstärkung mittels eines gepumpten Dye-Strahls.</i>	43
Abbildung 5.8: <i>Messung von T. Rieper mit Tantal-Kathode bei 6258 V/cm.</i>	47
Abbildung 5.9: <i>Die von Altug entwickelter geteilte Kathode.</i>	48
Abbildung 5.10: <i>Messung von Z. Altug mit einer gesplitteten Kathode aus Eisen.</i>	49

Abbildung 5.11: Vergleich der Signalintensität für verschiedene Chopperfrequenzen.....	50
Abbildung 5.12: Vergleich der Signalintensität für verschiedene Mischungsverhältnisse.	53
Abbildung 6.1: Die von H. Bäcker entwickelte Referenzentladung aus Duran.. ..	55
Abbildung 6.2: Messaufbau zur Doppler-freien optogalvanischen Spektroskopie.	57
Abbildung 6.3: Konstruktionszeichnung des Entladungstopfes.	58
Abbildung 6.4: Die zu Feldstärkemessung verwendete Kathode aus Eisen.. ..	59
Abbildung 6.5: Messaufbau zur dopplerfreien optogalvanischen Spektroskopie IMOGS.	60
Abbildung 6.6: Der Laserstrahl vor der Kathode aus Eisen.	61
Abbildung 6.7: Kennlinie der Laserdiode SAL-655-30.	62
Abbildung 7.1: Doppler-freies Signal mittels IMOGS in der positiven Säule.	66
Abbildung 7.2: Erstes Doppler-freies Signal im Kathodenfall.	67
Abbildung 7.3: Vergleich des ersten Doppler-freien IMOGS- mit dem Doppler-verbreiterten OGS-Signal in reinem Wasserstoff 5.0, aufgenommen bei gleicher Feldstärke.	68
Abbildung 7.4: Reproduzierbarkeit des IMOGS Signals.. ..	70
Abbildung 7.5: Optimierung des IMOGS Signals.....	71
Abbildung 7.6: Messung von Doppler-freien Spektren bei verschiedenen Kathodenabständen..	73
Abbildung 7.7: Verschiebung der beiden dominierenden Komponenten.	74
Abbildung 7.8: Hyperfeinstrukturaufspaltung bei Wasserstoff und Deuterium.	75
Abbildung 7.9: Messung von σ -Spektren in reinem Wasserstoff.	76
Abbildung 7.10: Messung von σ -Spektren in reinem Deuterium.....	77
Abbildung 7.11: Messung von π -und σ -Spektren.	79
Abbildung 7.12: Doppler-verbreiterte OGS-Messungen in Wasserstoff und Deuterium.	81
Abbildung 7.13: Doppler-freie IMOGS-Spektren von Deuterium und Wasserstoff.. ..	82
Abbildung 7.14: Direkter Vergleich der gemessenen IMOGS-Spektren.	83
Abbildung 7.15: Auswertung der Doppler-freien IMOGS-Spektren.	84
Abbildung 7.16: Vergleich von gemessenen und berechneten Spektren.....	85
Abbildung 7.17: Messung in Wasserstoff bei einem Kathodenabstand von 0,5 mm.. ..	88
Abbildung 7.18: Messung bei 0,8 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.....	89
Abbildung 7.19: Messung bei 1,1 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.....	90
Abbildung 7.20: Messung bei 1,4 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.....	91
Abbildung 7.21: Messung bei 1,7 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.....	92
Abbildung 7.22: Messung bei 2 mm Kathodenabstand in reinem Wasserstoff.....	93

Abbildung 7.23: <i>Vergleich der ermittelten Feldstärken..</i>	94
Abbildung 7.24: <i>Messungen in Wasserstoff bei 1,7 mm Kathodenabstand..</i>	97
Abbildung 7.25: <i>Messungen in Wasserstoff bei 1,75 mm Kathodenabstand..</i>	98

Literaturverzeichnis

ALTUG, Z.: *Messung der elektrischen Feldstärke im homogenen Feldbereich einer Niederdruckgasentladung mittels optogalvanischer Laserspektroskopie*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 2001.

AMIN, M.: *Doppler-freie spektroskopische Messungen in einer Gasentladung unter Verwendung von Laserdioden*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 2004.

BÄCKER, H.: *Optogalvanische Laserspektroskopie an einer Niederdruckgasentladung*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1998.

BERGMANN/SCHÄFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 3, Optik*. Walter de Gruyter-Verlag, Berlin, 8. Auflage, 1987.

BERGMANN/SCHÄFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 5, Vielteilchensysteme*. Walter de Gruyter-Verlag, Berlin, 1992.

BETHE, H. A. und E. E. Salpeter: *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*. Springer Verlag, 1957.

BRUNNER, W. und K. Junge: *Lasertechnik. Eine Einführung*. Hüthik Verlag, Heidelberg, 1982.

CSAMBAL, C.: *Spektroskopische Untersuchung an einer zylindrischen Magnetronentladung mit Hilfe von Halbleiterlasern*. Dissertation, Universität Kiel, 1996.

CZEKALA, H.: *Einsatz von gitterstabilisierten Diodenlasern in der Spektroskopie*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1995.

DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. 4. Auflage, Springer Verlag Berlin, 1999.

DOUGHTY, D. K. und J. E. Lawler: *Optogalvanic Effects in the Obstructed Glow Discharge*. Appl. Phys. Lett., **42**(3), 234-236 (1983)

EG&G PRINCETON APPLIED RESEARCH: *Model 5302. Lock-In Amplifier*. Instruction Manual, © 1990-1993 EG&G INSTRUMENTS CORPORATION.

ENGEL, A. von und M. Steenbeck: *Elektrische Gasentladungen*. Band 2 Springer-Verlag, Berlin, 1934.

- ESCH, D., M. Amin, G. Pfister und V. Helbig: *Ein Dye-Verstärker für Diodenlaser*. Poster, Norddeutscher Lasertag, Hamburg, 2004.
- GREEN, R. B., R. A. Keller, G. C. Luther, P. K. Schenck und J. C. Travis: *Galvanic detection of optical absorptions in a gas discharge*. Appl. Phys. Lett., 29, 727, 1976.
- HAKEN, H. und H. C. Wolf: *Atom – und Quantenphysik*. 7 Auflage, Springer Verlag Berlin, 2000.
- HALL, R. N., G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, und R. O. Carlson: *Coherent Light Emission From GaAs Junction*. Phys. Rev. Lett. 9, 366, 1962.
- HÄNSCH, T. W. und C. Wieman: *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. 36, 20, 1976.
- HERZOG, S.: *Elektrische Feldstärkemessung mittels optogalvanischer Laserspektroskopie in Wasserstoff und Deuterium*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 2003.
- HITACHI: HL6501MG. *Visible High Power Laser Diode for DVD-RAM*. Datenblatt. 7. Auflage. 1998.
- HOMANN, A.: *Polarisationsspektroskopie an einer Balmer- α -Linie des Wasserstoffs in einer Niederdruckgasentladung*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1994.
- JÜRGENS, D.: *Untersuchung der Verbreiterung der Spektrallinien Ha, Da und He 667,8 nm in einem Helium-Kaskadenbogen*. Dissertation, Universität Kiel, 1993.
- KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Springer Verlag, 1996.
- KRACHT, D.: *Aufbau und Charakterisierung eines Short-Cavity-Lasers zur Differenzfrequenz-erzeugung in Silbergalliumsulfid*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1998.
- KRETSCHMER, U.: *Untersuchung der spektralen Eigenschaften einer Halbleiterlaserdiode mit externem Resonator*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1990.
- LAWLER, J. E. und D. A. Doughty: *Doppler-Free Intermodulated Optogalvanic Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., 42, 16, 1979.
- LAWLER, J. E., D. A. Doughty und A. Den Hartog: *Laser Optogalvanic and Fluorescence Studies of the Cathode Region of a Glow Discharge*. Phys. Rev., 38(5), 2471-2491, 1988.
- LAWLER, J. E., D. A. Doughty und A. Den Hartog: *Optogalvanic measurements of gas temperature in the cathode fall*. Appl. Phys. Lett. 46 (4), 1985.
- MEADE, M. L.: *Lock-in amplifiers: principles and applications*. Neudruck. Peter Peregrinus, 1989.

- MKS Instruments: *Multi Gas Controller 147 B*. Instruction Manual, Revision 7, 1990.
- MKS Instruments: *Massendurchflussregler Typ 1259C*. Handbuch, Datum unbekannt.
- NEUMANN, J.: *Bestimmung der elektrischen Feldstärke im Kathodenfall einer Niederdruck-Gasentladung über den STARK-Effekt der Wasserstoff-Linie H_{α} mittels optogalvanischer Laserspektroskopie*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 2000.
- PENNING, F.M.: *Elektrische Gasentladungen*. Philips' Technische Bibliothek, 1957.
- PERKIN ELMER: *What is a Lock-in Amplifier?* Technical Note TN 1000, 2000.
- RIEPER, T.: *Ein neues Verfahren zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke in Niederdruckgasentladungen*. Dissertation, Universität Kiel, 2000.
- ROSE, T.: *Dopplerfreie Spektroskopie an der Rubidium D_2 -Linie unter Verwendung von Halbleiterlasern*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1996.
- SASSO, A., B. Barbieri und N. Beverini: *Optogalvanic Spectroscopy*. Rev. of Mod. Phys., 62(3), 1990.
- SATO, A. H.: *Electron-beam probe measurement of electric fields in rf discharges*. J. Appl. Phys. 68 (12), 1990.
- SCHAEL, F., L. Hildebrandt, R. Knispel, S. Stry und J. R. Sacher: *Antireflection-coated blue GaN laser diodes in an external cavity and Doppler-free indium absorption spectroscopy*. Appl. Optics, 42 (12), 2003.
- SCHEEL, D.: *Aufbau eines injektionsstabilisierten Diodenlasersystems*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1998.
- SCHPOLSKI, E. W.: *Atomphysik Teil I*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1967.
- SCHULZ, P.: *Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1974.
- SEELIGER, R.: *Physik der Gasentladungen*. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig (1934).
- SPECTRA-PHYSICS: *Model 2030 High Power Ion Laser*. Instruction Manual, Datum unbekannt.
- SPECTRA-PHYSICS: *Model 450 Interferometer*. Instruction Manual, Datum unbekannt.

STAEGE, C.: *Auswirkung der Modulation des Pumpprozesses auf den Stoßuntergrund bei Doppler-freier Laserspektroskopie am Beispiel eines Neonüberganges*. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1999.

UNSÖLD, A.: *Physik der Sternatmosphären*. Springer-Verlag, Berlin, 1968.

VOGEL, H.: *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag, Berlin, 18. Auflage, 1995.

WIESEMANN, K.: *Einführung in die Gaselektronik*. Teubner Verlag Stuttgart, 1976.

Danksagung

Besonders herzlich bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Volkmar Helbig, der mir das äußerst interessante Thema gab und immer ein offenes Ohr für Probleme hatte.

Mein Dank gilt den Diplom Physikern Ingo Grotkopp, Patrick Schmidt und Michael Siems, die immer bereit waren wissenschaftliche Fragestellungen mit mir zu erörtern und die außerdem zu der äußerst angenehmen Atmosphäre der Kaffeerunde beitrugen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Plasmaspektroskopie - besonders den Diplom Physikern Munib Amin, Marco Bläsing, Sandra Herzog und Gert Roschinski - danke ich für die gute Zusammenarbeit und das stets angenehme Arbeitsklima.

Prof. Dr. Gerd Pfister danke ich für die fachliche und technologische Unterstützung bei den Versuchen zur Dye-Verstärkung.

Unser Optiker und Glasbläser Wilfried Krüger war stets bereit zu helfen und die von ihm hergestellten Entladungsgefäße und optischen Elemente waren stets von exzellenter Qualität.

Der Werkstattleiter Michael Brix sorgte dafür, dass dringend benötigte Komponenten in der Zentralen Werkstatt des Physikzentrums so schnell wie möglich fertig gestellt wurden.

Frau Monika Seeger und Frau Stefanie Thiedemann brachten etwas Ordnung in das alltägliche Chaos des Instituts für Experimentelle und Angewandte Physik.

Bei meinen Eltern möchte ich mich für so vieles bedanken, dass eine Aufzählung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Ganz besonders danke ich meiner Lebensgefährtin Stephanie Breher, die immer an mich geglaubt hat und besonders in schwierigen Phasen eine unersetzliche Stütze für mich war.

Lebenslauf

Zur Person:

Name: Daniel Peter Esch
Diplom-Physiker
Geboren: 11.05.1974 in Trier
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch
Wohnort: Lutherstrasse 6, 24114 Kiel
Telefon privat: 0431-678626
Telefon mobil: 0179-7364528
Email: daniel.esch@addcom.de

Schulbildung und Studium:

1981 – 1994 Besuch der Freien Waldorfschule Trier, Abiturnote 2,4
1994 – 1995 Zivildienst im Wohnheim der Lebenshilfe e.V. Trier
Okt. 1995 - Jan. 2001 Physikstudium an der Universität Kiel, Diplomnote 1,26
Dez. 1999 - Dez. 2000 Diplomarbeit auf dem Gebiet des Nachweises ionisierender Strahlung, Bereich Kernphysik an der Universität Kiel, Betreuer: Prof. Dr. W. Enge, Note der Arbeit 1,0
Seit Feb. 2001 Promotion auf dem Gebiet der Plasmaspektroskopie, Fachbereich Atom – und Plasmaphysik der Universität Kiel, Betreuer: Prof. Dr. V. Helbig.

Berufstätigkeiten:

04/1999 - 02/2001 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel.
02/2001- 06/2005 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel.

Berufliche und Forschungserfahrung:

- Forschungsgebiete:** Experimentelle und angewandte Kernphysik, Atomphysik, Plasmaphysik, Laserspektroskopie
- Analytik:** Kernspurdetektoren, Nachweis ionisierender Strahlung, Fluoreszenzspektroskopie, Laserspektroskopie (Absorptions-, Sättigungs-, Optogalvanische- und Dopplerfreie Optogalvanische Spektroskopie), Vakuumtechnik, Lasersysteme (Halbleiter- und Farbstofflaser)
- Lehrtätigkeit:** Betreuung mehrerer physikalischer Praktika für Physiker und Studenten anderer Fachrichtungen, Physik- und Radiologieunterricht für Schüler einer Krankenschwesternschule
- EDV-Kenntnisse:** Windows, Linux-Grundkenntnisse, Pascal, C, LabView, Origin, MS-Office
- Fremdsprachen:** Englisch (sehr gut), Französisch (gut)
- Hobbys:** Sport (Basketball, Klettern, Laufen, Aikido), Tanzen, Radfahren