

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene

## Versuchsbericht

Versuch L8

## Laserspektroskopie I:

## Optogalvanik

Christian Haake  
Ender Akcöltekin  
Sevilay Özdemir

Versuchstag: 29.01.2004

Betreuer: Herr Döbele

# Inhaltsverzeichnis

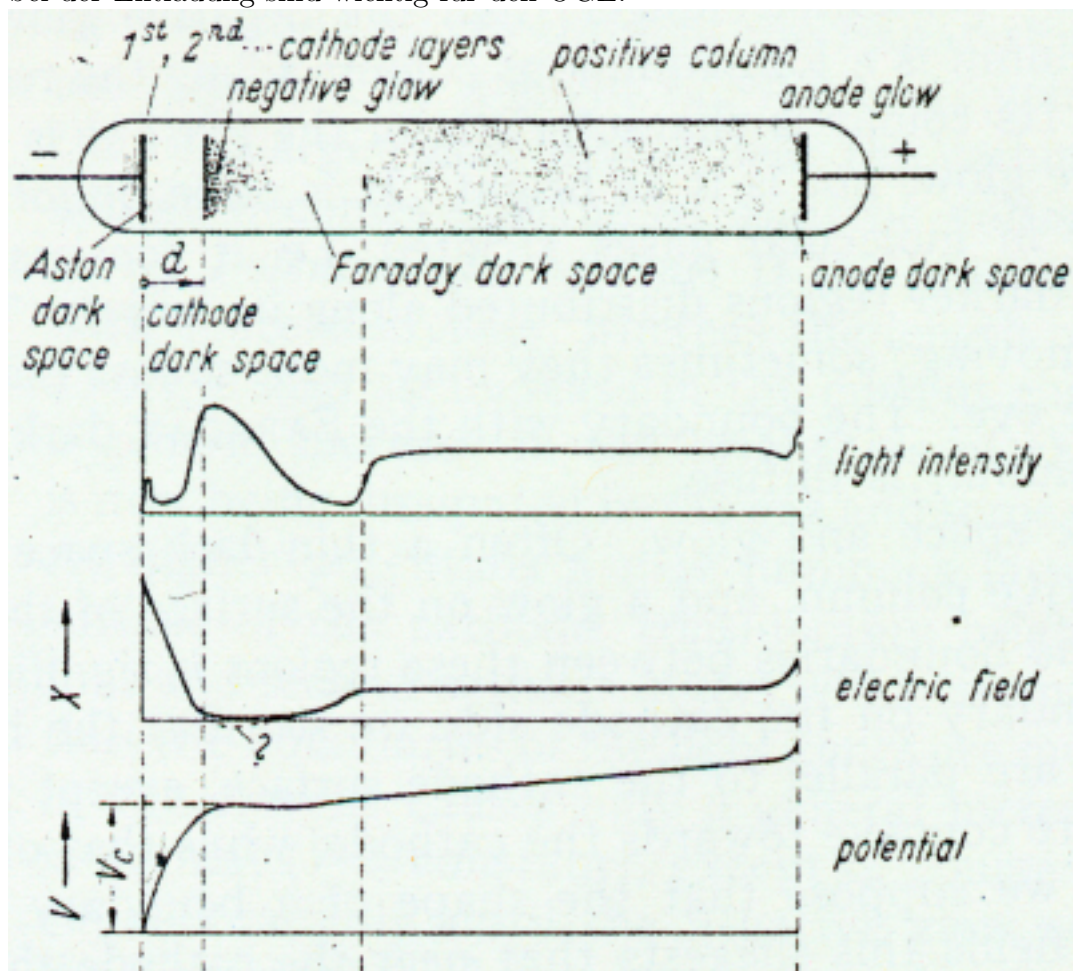
<b>1 Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Optogalvanischer Effekt . . . . .	3
1.1.1 Glimmentladung . . . . .	3
1.1.2 Funktionsweise des Optogalvanischen Effekts . . . . .	4
1.2 Ionisierung . . . . .	5
1.3 Linienprofil des Lasers . . . . .	6
<b>2 Versuchsdurchführung</b>	<b>8</b>
2.1 Versuchsaufbau . . . . .	8
2.2 Eigenschaften des Spektrographen . . . . .	8
2.3 Kalibrierung der Mikrometerschraube . . . . .	9
2.4 Optogalvanischer Effekt . . . . .	9
2.5 Laserprofil . . . . .	9

# 1 Grundlagen

## 1.1 Optogalvanischer Effekt

### 1.1.1 Glimmentladung

Da sich der Optogalvanische Effekt (OGE) in einer Glimmentladung abspielt, wird hier nun kurz der Aufbau einer solchen beschrieben. Die Glimmentladung besteht aus einem Kolben, in unserem Fall ein üblicher Glaskolben, in denen zwei Elektroden sowie ein Gas sind. Dieses Gas wird mit Hilfe der Elektroden (Kathode und Anode) zum Plasma entzündet. Die Verhältnisse und Vorgänge bei der Entladung sind wichtig für den OGE.



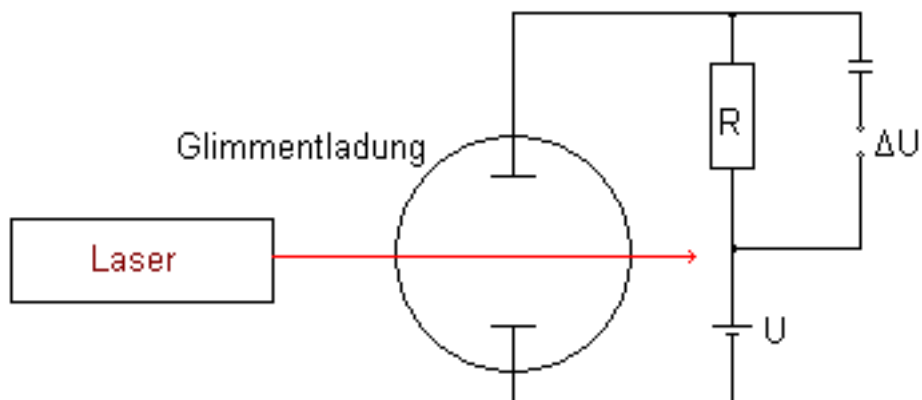
Aus der Kathode werden Elektronen beschleunigt, bis sie genügend Energie für Ionisierungen der Gas-Atome haben. Diese Beschleunigungszone heißt Astonscher Dunkelraum.

Nach kurzer Zeit kommt es dann zu Ionisierungen im sogenannten Kathoden-

bereich, und die entstehenden Ionen bilden eine positive Raumladungsschicht. Dadurch kommt es zum Kathodenfall, da die Ionen die negative Ladung der Kathode abschirmen und das Potential konstant bleibt. Man spricht hier vom Kathoden-Dunkelraum. Die Elektronen, die sich hier befinden, haben entweder bereits gestoßen und dadurch nicht genügend Energien für Reaktionen, oder sie sind noch schnell genug für Ionisierungen. Es treten jedoch quasi keine Zwischenanregungen mehr auf, so dass Leuchterscheinungen ausbleiben. Im anschließenden Bereich kommt es zu Rekombinationen, wodurch auch wieder Leuchterscheinungen auftreten. Man nennt diesen Bereich das Negative Glimmen.

Danach kommen noch der Faraday-Dunkelraum, da die Elektronen aufgrund des fast konstanten Potentials kaum Energie gewinnen können, und der große Bereich der positiven Säule, in dem Quasi-Neutralität herrscht.

### 1.1.2 Funktionsweise des Optogalvanischen Effekts



Wird ein Gas mit einem Laser bestrahlt können sich die Besetzungszahlen der elektronischen Zustände der Gasatome ändern, wenn die Laserstrahlung einer passenden Absorptionslinie eines besetzten Zustands entspricht. Wenn sich nun die Besetzungszahlen der Zustände ändern, so hat dies einen Einfluss auf die Zahl der Ionen und der freien Elektronen im Plasma. Durch die Laserstrahlung wird im Allgemeinen ein Elektron in einen Zustand höherer Energie angehoben. Dieser neue Zustand führt dies zu einer Verringerung der Energie, die notwendig ist, um das Elektron vom Atom zu trennen. Diese Energie kommt durch kinetische Stöße mit anderen Atomen und Ionen. Durch diesen kleineren Abstand zur Ionisierungsgrenze haben besitzen mehr Stöße genügend Energie, um das Atom zu ionisieren. Somit erhöht sich dann die Anzahl der Elektronen und der elektrische Widerstand sinkt. Man spricht dann vom positiven optogalvanischen Effekt.

Wenn der ursprüngliche Zustand aufgrund der Auswahlregeln metastabil ist, der neue jedoch nicht, so kann es passieren, dass das Elektron sofort in einen Zustand fällt, der eine geringere Energie als der ursprüngliche Zustand haben kann. Dadurch haben weniger Stoßprozesse genügend Energie, um das Atom zu ionisieren, und die Zahl der freien Elektronen verringert sich. Dadurch verringert sich die el. Leitfähigkeit und man spricht vom negativen optogalvanischen Effekt.

Dadurch kommt es zu einer Veränderung der Stromstärke im Stromkreis, der das Plasma heizt. Diese Veränderung kann man mit einer Spannungsänderung an einem Messwiderstand messen. Wenn man das Laserlicht gepulst in das Plasma einstrahlt, entsteht am Widerstand eine Wechselspannung. Wird diese mit einem Kondensator ausgekoppelt umgeht man die Heizspannung  $U$  und misst nur noch die Spannungsänderung  $\Delta U$  durch den Laser.

Um einen möglichst großen Effekt zu erzielen, sollte die Einstrahlung dort geschehen, wo sehr viele Ionisierungen passieren. Dies ist vor allem im Kathoden-Dunkelraum der Fall.

## 1.2 Ionisierung

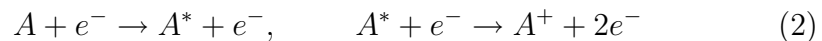
Da der OGE durch eine Änderung der Ionisierungswahrscheinlichkeit hervorgerufen wird, werden nun die unterschiedlichen vorkommenden Ionisierungsarten behandelt.

I Ein-Schritt-Ionisierung durch Ionenstoß



Hierbei wird ein Elektron direkt aus seinem Grundzustand ins Kontinuum angeregt.

II Zwei-Schritt-Ionisierung



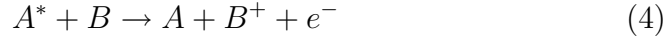
Zuerst wird ein Elektron durch einen Stoß in einen metastabilen Zustand angehoben und dann bei einem zweiten Stoß das Atom ionisiert.

III Anregungstransfer



Zwei Atome, davon eins angeregt, tauschen Energie aus, wobei das angeregte  $B$  abgeregt wird und das andere angeregt. Die Restenergie  $\Delta E$  wird als kinetische Energie freigesetzt.

#### IV Penning-Ionisation

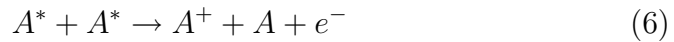


Diese Ionisationsart ist wichtig für Gase mit metastabilen angeregten Zuständen.

#### V Assoziative Ionisation



#### VI Stoß zweier metastabil angeregter Atome



Metastabile Zustände entstehen, wenn bei einer Anregung gegenüber dem Grundzustand ein Spinumklapp entsteht, die normalerweise nicht stattfinden würden entsprechend den Auswahlregeln. Ein solcher Zustand hat eine deutlich höhere Lebensdauer und ist daher für obige Prozesse interessant.

### 1.3 Linienprofil des Lasers

Das Linienprofil eines Lasers ist keine scharfe Linie sondern folgt einer Gaußfunktion mit einer Halbwertsbreite  $\Delta\omega_L$ . Um nun dieses Linienprofil eines abstimmbaren Farblasers zu messen wäre es am Einfachsten, sich eine scharfe Absorptionslinie zu suchen und die Laserwellenlänge entsprechend um die Linie zu variieren. Somit würde immer, entsprechend der aktuellen Intensität des Lasers bei der Absorptionswellenlänge, eine Änderung der Ionisierung entsprechend der Intensität stattfinden, sofern die angeregten Zustände eine kurze Lebensdauer haben im Vergleich zur Durchfahrzeit der Wellenlänge des Lasers. Nun ist jedoch das Absorptionsprofil keine scharfe Linie, sondern ebenfalls ein Gaußprofil, hervorgerufen durch die natürliche Linienbreite sowie die Doppolverbreiterung, die im thermischen Plasma überwiegt. Somit kann man die Absorptionsprofilbreite durch die Doppler-Breite  $\Delta\omega_A$  nähern:

$$\Delta\omega_A = \frac{\omega_A}{c} \sqrt{\frac{8 \ln 2 k_B T}{m}} \quad (7)$$

Hierbei ist  $m$  die Masse des Atoms (Neon) und  $T$  die Temperatur. Das aus beiden Profilen entstehenden gemessene Profil entspricht der Faltung von Laserintensitätsprofil und Absorptionsprofil. Daher gilt für die gemessene Halbwertsbreite  $\Delta\omega_M$ :

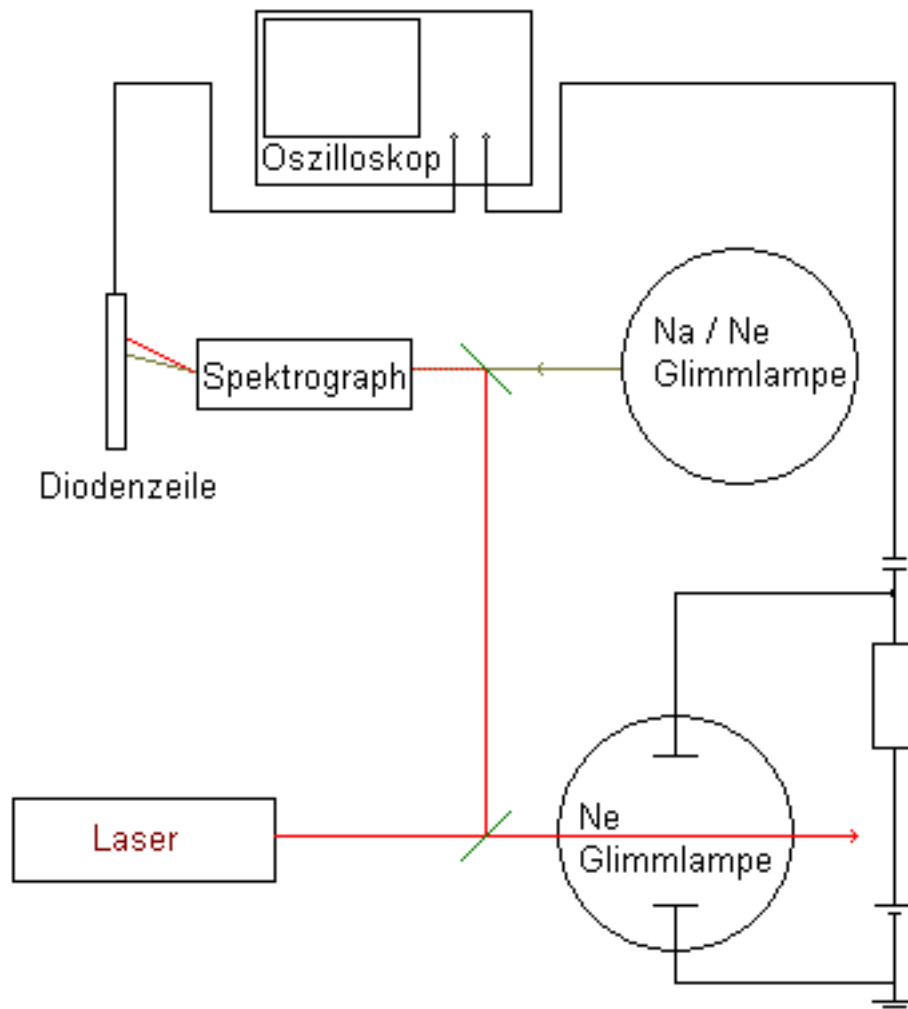
$$\Delta\omega_M^2 = \Delta\omega_L^2 + \Delta\omega_A^2 \quad (8)$$

Aus (7) und (8) kann man dann die Halbwertsbreite des Laserprofils bestimmen.

Wenn die Intensität des eingestrahnten Laserlichts steigt, erhöht sich auch die Anzahl der entsprechend angeregten Atome. Zusammen mit dieser Absorption erhöht sich jedoch auch der Anteil der induzierten Emission an der gesamten Emission und man spricht von Sättigung. Durch diese vermehrte induzierte Emission gegenüber der spontanen Emission verringert sich die Lebensdauer des angeregten Zustands und die Linienbreite vergrößert sich. Bei geringen Intensitäten ist dieser Effekt aufgrund des Überwiegens der spontanen Emission vernachlässigbar.

## 2 Versuchsdurchführung

### 2.1 Versuchsaufbau



### 2.2 Eigenschaften des Spektrographen

Der verwendete Spektrograph besteht im Wesentlichen aus einem Spalt und einem Transmissionsgitter, welches das Licht, entsprechend seiner Wellenlänge, durch Interferenz auf eine Diodenzeile abbildet. Diese Dioden werden zeitlich hintereinander abgefragt und deren Signal zum Oszilloskop gesendet (Zeitachse entspricht Wellenlänge). Die Umrechnung von Zeit und Wellenlänge wurde mit Hilfe der Vermessung der bekannten Na-Doppellinie des Na-Spektrums vorgenommen.



Anschließend wurde statt der Na-Dampfampe die Ne-Dampfampe eingesetzt und somit die Peaks des Ne-Spektrums identifiziert.

### **2.3 Kalibrierung der Mikrometerschraube**

Die Wellenlänge des verwendeten Farbstofflasers kann mit einer Mikrometerschraube eingestellt werden. Um nun die Einstellung der Mikrometereinstellung in eine Wellenlänge des Lasers umrechnen zu können, wurden nun Laserstrahl und Neonlampenlicht im Spektrographen überlagert und mit der gemessenen Intensitätskurve ausgewertet. Somit konnte man nun auch die Mikrometereinstellungen, mit denen die Laserstrahlung mit einer Absorptionslinie übereinstimmt.

### **2.4 Optogalvanischer Effekt**

Nun wurde die Neon Glimmlampe in den Strahlengang des Lasers gesetzt und die Spannungsänderung mit dem Oszilloskop gemessen. Der Laser wurde nun mit der Mikrometerschraube auf die bekannten Ne-Linien eingestellt und bei jeder Linie die Spannungsänderung überprüft. Mit Hilfe von Filtern wurde auch das Sättigungsverhalten untersucht.

### **2.5 Laserprofil**

Schließlich wurde mit einer bestimmten Neon-Linie das Intensitätsprofil des OGE vermessen, um so auf das Intensitätsprofil des Lasers rückschließen zu können. Hierbei wurden zwei Messungen durchgeführt, einmal im gesättigten und einmal im ungesättigten Bereich. Da hierzu der Frequenzbereich des Lasers in minimalen Schritten geändert werden musste, wurde nicht selbst an der Mikrometerschraube gedreht, sondern die Einstellung durch einen Piezo-Kristall vorgenommen, dessen Spannung man änderte.