

Praktikum Atome, Moleküle, kondensierte Materie

Versuch 442: Laser

Michael Vogt*¹

¹Uni Bonn

14. Dezember 2024

Inhaltsverzeichnis

1	Aufbau des Lasers	1
2	Wellenlänge und Polarisierung	2
2.1	Wellenlänge	2
2.2	Polarisation	2
3	Strahlprofil	4
4	Fazit	5
5	Anhang	6

*s65mvogt@uni-bonn.de

TODO

- („Aufgaben“ durchgehen und ins Protokoll aufnehmen)

Einleitung

Durch diesen Versuch soll die grundlegende Funktionsweise von Lasern anhand eines Helium-Neon-Lasers verstanden werden. Zunächst werden Wellenlänge und Polarisation des Lichts gemessen und anschließend die Aufspaltung in verschiedene Moden genauer untersucht. Zum stabilen Betrieb des Lasers wird eine optische Diode aufgebaut.

1 Aufbau des Lasers

Zunächst wird der Laser aufgebaut und justiert. Seine fundamentalen Bestandteile sind

1. das **Lasermedium**, ein mit HeNe gefülltes Volumen. Durch Anlegen einer hohen Spannung kann das Helium auf den 2^1S_0 -Zustand angeregt werden und seine Energie durch inelastische Stöße an Neon-Atome abgeben, welche dadurch auf den $3s$ -Zustand, der ein ähnliches Energieniveau hat, angeregt werden (siehe Abb. 1). Dieser Zustand ist metastabil bezüglich spontaner Emission, wodurch es zu einer *Besetzungsinversion* kommt: Es befinden sich mehr Atome im höheren $3s$ -Zustand als im Grundzustand. (**Laserübergang beschreiben**) Dieser Prozess wird als **optisches Pumpen** bezeichnet.
2. Ein **Resonator** aus zwei Spiegeln, der einen großen Teil des entstehenden Lichts vielfach durch das Lasermedium leitet. Dadurch können Photonen des $3s \rightarrow 2p$ -Übergangs, der sonst nur selten durch spontane Emission stattfinden würde, denselben Übergang wieder stimulieren und weitere Photonen freisetzen. Es findet also ein verstärkender Prozess statt, der dem Laser seinen Namen gibt: *Light Amplification Through Stimulated Emission of Radiation*.

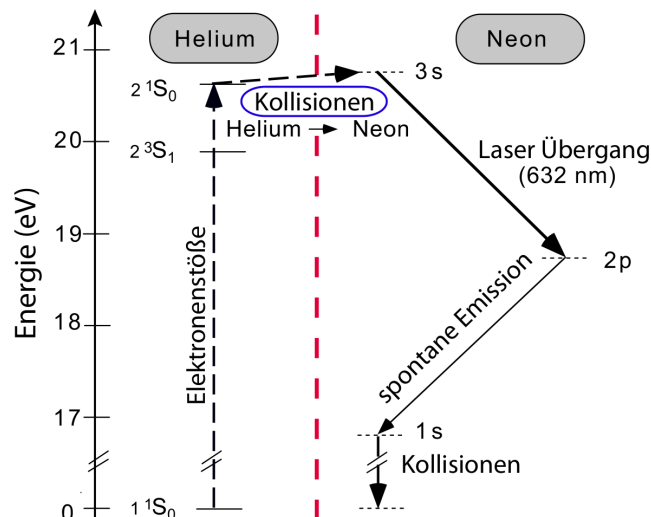


Abbildung 1: Für den Laserbetrieb relevant Energieniveaus von Helium und Neon. [1]

2 Wellenlänge und Polarisation

Zunächst werden Wellenlänge und Polarisation des Laserlichts gemessen. Es wurde ab hier ein anderer Aufbau als der zuvor beschriebene verwendet, da ich am zweiten Tag den Versuch als Teil einer Dreiergruppe fortführte. Die Aufbauten funktionieren grundlegend gleich und unterscheiden sich nur in den Details der Strahlführung.

2.1 Wellenlänge

Anhand der Ablenkung des Laserlichts an einem Transmissionsgitter, welches in den Strahlverlauf gestellt wird, kann dessen Wellenlänge bestimmt werden. Es gilt die Gittergleichung

$$|n|\lambda = g(\cos \alpha - \cos \beta_n) \quad (1)$$

wobei α der Winkel des Lasers und β_n der Winkel der n -ten Beugungsordnung zur Gitternormalen ist und $g = \frac{1}{600}$ mm für die Gitterkonstante steht. Daraus folgt die Geradengleichung

$$|n| = f(\cos \beta) = \frac{g}{\lambda}(\cos \alpha - \cos \beta) \quad (2)$$

also gilt für die Steigung m

$$m = -\frac{g}{\lambda} \iff \lambda = -\frac{g}{m}$$

(Winkel aus Abstand berechnung) Die gemessenen Ordnungen sind in Tab. ?? gezeigt.

(werte)

Tabelle 1: Gemessene Ordnungen der Beugung des Laserlichts am Gitter. Die Position $x = 0$ der 0-ten Ordnung folgt daraus, dass alle anderen x -Werte jeweils als Abstand zur 0-ten Ordnung gemessen wurden.

Eine Geradenanpassung von n in Abhängigkeit von $\cos \beta$ liefert die Gleichung

$$n = \textbf{(Werte)}$$

also $m = \textbf{(Wert)}$ und $\lambda = \textbf{(Wert)}$. **(Vergleich mit erwarteter Wellenlänge)**

2.2 Polarisation

Als nächstes soll die Polarisierung des Laserlichts gemessen werden. Im Lasermedium wird zunächst unpolarisiertes Licht erzeugt. Dieses verlässt das Medium jedoch durch Brewsterfenster, welche nur eine bestimmte Polarisationsrichtung durchlassen

Brewsterfenster sind Fenster, die in ihrem Brewsterwinkel zur optischen Achse stehen. Dies ist der Winkel, bei dem zur Einfallsebene parallel polarisiertes Licht vollständig transmittiert und nicht reflektiert wird. Dazu senkrecht polarisiertes Licht wird sowohl transmittiert als auch reflektiert. Der reflektierte Anteil verlässt die optische Achse und geht damit verloren. Ein Brewsterfenster an sich lässt also eine Polarisationsrichtung stärker hindurch. Wird die andere Polarisationsrichtung stark genug abgeschwächt (d.h. geht genug davon durch Reflexion verloren), reicht ihre Intensität im Resonator nicht mehr aus, um den Laser zu betreiben. So produziert der Laser im Idealfall nur Licht einer bestimmten Polarisationsrichtung.

Zur Messung der Polarisation wird das Licht durch einen Polarisator auf eine Photodiode geschickt und die zur Lichtintensität proportionale Spannung mithilfe eines Oszilloskops gemessen. Bei vollständig linear polarisiertem Licht und einem idealen Polarisator ist der Zusammenhang zwischen Intensität I und Winkel α des Polarisators zur Vertikalen durch das *Malus'sche Gesetz* gegeben: **(ZITIEREN!!! BEI ALLEN FORMELN SCHAUEN)**

$$I(\alpha) = U_{\min} + (U_{\max} - U_{\min}) \cos^2(\alpha - \alpha_0) \quad (3)$$

Hier wurde Spannung U anstatt Intensität I verwendet, da die Spannung hier die zur Intensität proportionale gemessene Größe ist.

Bei Sättigung der Diode würde der \cos^2 -Verlauf oberhalb der Maximalspannung der Diode „abgeschnitten“ werden und damit nicht mehr (3) entsprechen. Es wurde daher sichergestellt, dass keine Sättigung auftritt. Bei zu hoher Intensität kann die Diode mit einem BNC T-Stück mit einem $50\,\Omega$ -Abschlusswiderstand an einem Ausgang verbunden werden. Der Polarisator auf verschiedene Winkel in regelmäßigen Abständen eingestellt und jeweils die Spannung notiert. Diese Werte sind in Tab. 2 gezeigt und in Abb. 3 aufgetragen, zusammen mit einer χ^2 -Anpassung nach (3).

$\phi/^\circ$	U/mV
0	2.5
20	0.2
40	0.0
60	1.7
80	4.9
100	8.0
120	9.8
140	8.9
160	6.3
180	2.8
200	0.2
220	0.0
240	2.0
260	5.4
280	8.3
300	10.0
320	8.8
340	6.5

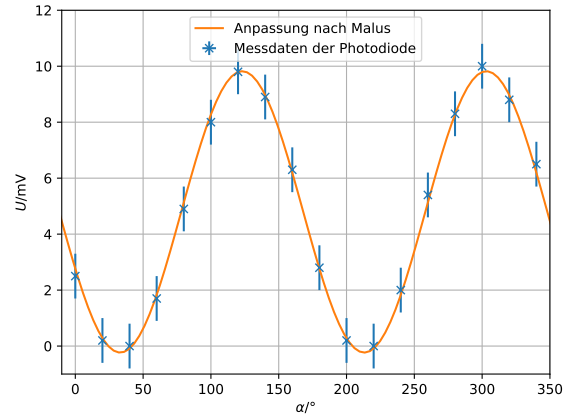


Abbildung 3: Spannung U der Photodiode aufgetragen gegen den Winkel α des Polarisators. Daran wurde der Zusammenhang (3) angepasst.

Abbildung 2: Spannung U der Photodiode in Abhängigkeit der Richtung α des Polarisators zur Vertikalen.

Diese liefert die Parameter $\alpha_0 = (123.09 \pm 0.36)^\circ$, $U_{\min} = (-0.233 \pm 0.076)\text{ mV}$ und $U_{\max} = (9.820 \pm 0.076)\text{ mV}$.

Der Winkel, in dem die Brewsterfenster stehen, wurde nicht exakt gemessen, aber der hier bestimmte Wert für α_0 scheint plausibel in Anbetracht der bei der Durchführung beobachteten Drehstellung der Fenster.

Eine negative Spannung wie der hier bestimmte Wert für U_{\min} entspricht einer negativen Lichtintensität und ist damit unphysikalisch. Dass der Wert negativ ist kann ein Artefakt des Fits sein, oder die Spannung wurde durch die Verbindung zwischen Diode und Oszilloskop verfälscht. Die gemessene Spannung war relativ empfindlich gegen äußere Einflüsse wie z.B. Berührung des Kabels oder der Oszilloskops. Das Signal war außerdem mit signifikanten Rauschen behaftet, was zu einem Oszilloskop-Bild mit einer relativ dicken Linie führte. Zum Ablesen wurde sich am unteren Rand dieser Linie orientiert, was eine systematische Verschiebung zu kleineren Werten mit sich brachte. Diese beträgt schätzungsweise bis zu 0.4 mV .

Für den Polarisationsgrad PG gilt

$$\text{PG} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}} = 1.049 \pm 0.016 \quad (4)$$

Dass der Polarisationsgrad größer als 1 ist, wird durch das negative U_{\min} verursacht. Auch mit Berücksichtigung der systematischen Verschiebung würde sich jedoch kein Wert ergeben, der weit unter 1 liegt. Damit ist das Laserlicht, wie erwartet, vollständig polarisiert. Abweichungen des gemessenen Polarisationsgrads von $PG = 1$ könnten dadurch auftreten, dass der Polarisator nicht ideal ist.

3 Strahlprofil

Als nächstes soll das Strahlprofil des Lasers, d.h. der Strahlradius w in Abhängigkeit der Position z entlang der optischen Achse, durchgemessen werden.

In Resonatoren mit sphärischen Spiegeln entstehen sog. Gauß-Strahlen. Dies sind Lichtsstrahlen, deren transversales (senkrecht zur optischen Achse) Intensitätsprofil die Form einer Gauß-Funktion hat. Gauß-Strahlen sind in der Mitte zwischen den sphärischen Spiegeln am dünnsten. In unserem Fall werden nicht zwei sphärische Spiegel, sondern ein sphärischer und ein planarer Spiegel verwendet. Dieser Aufbau („halbsymmetrischer Resonator“ [1]) ist äquivalent zu einem Resonator doppelter Länge mit zwei sphärischen Spiegeln.

Um die Breite eines Gauß-Strahls an einem bestimmten Punkt z zu charakterisieren, wird der Strahlradius w definiert als der Radius (Abstand zur optischen Achse), bei dem das elektrische Feld auf das e^{-1} -Fache seines Maximalwerts gefallen ist. Der Strahlradius verhält sich in Abhängigkeit von z nach dem Zusammenhang

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad [1] \quad (5)$$

Dabei ist z der Abstand zur Strahltaile, dem Ort minimaler Strahldicke, und w_0 der Strahlradius bei der Strahltaile. z_R ist die *Raileigh-Länge* $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$

Für einen halbsymmetrischen Resonator ergibt sich der minimale Strahlradius durch

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R-L)}} \quad (6)$$

mit λ der Wellenlänge, L dem Abstand der Spiegel und R dem Krümmungsradius des Hohlspiegels.

Die Messung der Breite des Strahls erfolgt, wie in der Versuchsanleitung beschrieben:

Für die Messung des Strahlradius $w(z)$ verwenden Sie einen Messschieber. Dieser wird auf ca. 1.5 mm eingestellt und in den Strahlengang gebracht. Beachten Sie dabei, dass Sie nur den unteren, keilförmig zulaufenden Bereich der Messschieberbacken verwenden, um Messfehler zu vermeiden. Durch eine Bewegung des Messschiebers senkrecht zum Strahl blockt man somit den Laser entweder komplett oder verursacht Verluste durch teilweises Abschneiden des Strahls an den Messbacken. Ist der Abstand der Messbacken hinreichend groß, wird der Laser somit durch eine periodische Bewegung senkrecht zum Strahl in einem gepulsten Modus betrieben: Der Laser erlischt, wenn der Strahl verdeckt wird und blitzt auf, sobald der Strahl zwischen den Messbacken passieren kann. Ist der Abstand der Messbacken andererseits hinreichend klein, so sind die verursachten Verluste für den Laserbetrieb immer so groß, dass der Laser nicht arbeitet und der Laser bleibt stets dunkel. Die kleinste Öffnung des Messschiebers, bei der noch Lasertätigkeit zu beobachten ist, ist demnach ein Maß für die Strahlgröße $w(z)$.

[...] Eine andere Messmethode – die von vielen Experimentatoren als simpler und robuster eingestuft wird – besteht darin, den Abstand der Messbacken zu fixieren um hierauf die axiale Position (entlang der Resonatorachse) des Messschiebers so lange zu verändern, bis das Aufblitzen des Lasers gerade nicht mehr zu beobachten ist. Die Messung wird mit verschiedenen sinnvollen Abständen der Messbacken wiederholt. [1]

(Anleitung korrekt zitieren?) In der Anleitung werden zwei verschiedene Messmethoden beschrieben, die jedoch auf dem gleichen Prinzip basieren, dass die Breite des Strahls gemessen werden kann durch die Breite einer Öffnung, ab der nicht mehr genug Licht hindurchgelassen wird, um den Laser zu „zünden“. In der Durchführung wurden beide Methoden eingesetzt, je nachdem, was im konkreten Fall einfacher erschien.

Die Breite, die man durch diese Messmethode erhält, entspricht nicht dem Strahlradius, ist aber proportional zu ihm. Zur Unterscheidung zum Strahlradius $w(z)$ werden die Messwerte im Folgenden mit $W(z)$ bezeichnet.

4 Fazit

5 Anhang

Literatur

- [1] *Physikalisches Praktikum Teil IV – Versuchsbeschreibungen*, Universität Bonn, 10.10.2024