



## Experimenterset He-Ne-Laser, Basic Set

08656.93

PHYWE Systeme GmbH & Co. KG  
Robert-Bosch-Breite 10  
D-37079 Göttingen

Telefon +49 (0) 551 604-0  
Fax +49 (0) 551 604-107  
E-mail info@phywe.de  
Internet www.phywe.de

### Betriebsanleitung

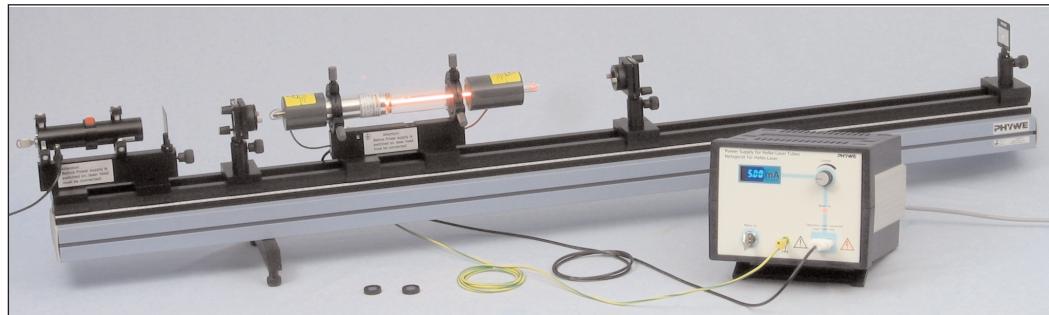


Abb. 1: He-Ne-Laser, Basic Set 08656.93.

### INHALTSVERZEICHNIS

1. SICHERHEITSHINWEISE
2. HINWEISE ZUR BEDIENUNG
3. AUFBAUEN DES HE-NE LASERS
  - 3.1. Einstellung des Justierlasers
  - 3.2. Einstellung der Laserröhre
  - 3.3. Einstellung des rechten Resonatorspiegels
  - 3.4. Einstellung des linken Resonatorspiegels
  - 3.5. Zünden des Lasers
4. REINIGUNG DER OPTISCHEN KOMPONENTEN
5. FUNKTIONSPRINZIP DES HE-NE-LASERS
  - 5.1. Einleitung
  - 5.2. Lichtverstärkung
  - 5.3. He-Ne Energieniveaudiagramm
  - 5.4. Lichtverstärkungsprofil der Neonatome
  - 5.5. Resonatoren
  - 5.6. Laserröhren und Brewster-Fenster
6. TECHNISCHE DATEN
7. LIEFERUMFANG
8. ZUBEHÖR
9. HINWEISE ZUR KONFORMITÄT
10. GARANTIE
11. ENTSORGUNG

### 1 SICHERHEITSHINWEISE



Klasse 3B

**Laserstrahlung**  
**Nicht dem Strahl aussetzen**  
**Laser der Klasse 3B**  
gemäß DIN EN 60825-1 (VDE 0837-1)



**Vorsicht!**  
Gemäß DIN EN 60825-1

- Vor der Benutzung dieses Experimentersetts die Bedienungsanleitung sorgfältig und vollständig lesen. Dies ist notwendig, um Schäden am Set zu vermeiden und die Sicherheit für den Benutzer zu gewährleisten.
- Das Gerät nur in trockenen Räumen ohne Explosionsgefahr verwenden.
- Das Gerät bei sichtbaren Zeichen von Beschädigungen nicht verwenden.
- Das Gerät nur für seinen bestimmungsgemäßen Zweck verwenden.



Lasergerät der Klasse 3B gemäß  
DIN EN 60825-1!  
He-Ne Laserleistung  $\leq 8 \text{ mW}$   
 $\lambda = 611 \dots 640 \text{ nm}$ .  
**Nicht dem Strahl aussetzen!**  
**Nicht in den Laserstrahl blicken!**

Die Resonatorspiegel und Brewster-Fenster (Reflektionen!) sind Laserstrahlöffnungen! Komponenten auf der optischen Bank können ebenfalls Laserstrahlöffnungen sein!  
Bedienungshinweise beachten.  
Grüner Justierlaser:  
 $\lambda = 532 \text{ nm}$  0,2 / 1 mW



Gefährliche elektrische Spannung!  
Plasmaröhre mit Hochspannungsstromkreisen. Die Spannungen können tödlich sein.  
Gefährliche Netzspannung.  
Wartungsarbeiten dürfen nur von qualifiziertem Wartungspersonal durchgeführt werden.  
Betriebshinweise beachten.

## 2. HINWEISE ZUR BEDIENUNG

Die Hinweise zur Bedienung des Justierlasers, des He-Ne-Lasers und des Netzgeräts für die He-Ne-Laserröhren lesen und beachten.

Die Geräte dürfen nur unter Aufsicht von Fachleuten oder Personen, die eine spezielle Schulung hinsichtlich der Gefahren der Laserstrahlung absolviert haben, in Betrieb genommen werden. Die Geräte dürfen nur unter Einhaltung der Vorschriften für Laser der Klasse 3B verwendet werden:



- Niemals direkt in den Laserstrahl blicken!
- Hautkontakt mit dem Laserstrahl vermeiden!
- Angemessenen Augenschutz tragen!
- Den Zugang zum Betriebsbereich des Lasers kontrollieren. Den Zugang zu diesem Bereich auf Personen beschränken, die zwingend dort anwesend sein müssen und die über die sichere Bedienung von Lasern informiert wurden.
- Warnhinweisschilder an gut sichtbaren Stellen in der Nähe des Laserbetriebsbereichs anbringen.
- Experimentieraufbauten nicht auf Augenhöhe aufbauen.
- Falls möglich, geschlossene Strahlenwege für die Laserstrahlen einrichten.
- Den Strahlenweg so kurz wie möglich halten.
- Die Anzahl der Richtungsänderungen des Strahls so gering wie möglich halten.
- Der Laserstrahl sollte nicht in Bereiche, in denen sich Personen aufhalten oder bewegen gelangen.
- Strahlziele (z.B. schwarzes, V-förmiges Material) aufstellen.
- Reflektionen, die über das Experimentierfeld hin ausgehen, abschirmen.

## 3. AUFBAUEN DES HE-NE-LASERS

### 3.1. Einstellung des Justierlasers

Die optische Bank auf einer ebenen und stabilen Oberfläche aufstellen.

Die Nivellierschrauben so einstellen, dass die optische Bank fest und stabil steht (Abb. 2).

Den Justierlaser auf das linke Ende der optischen Bank montieren und die Blende so vor den Laser setzen, dass die Beschriftung „left diaphragm“ zum Laser zeigt. Den Justierlaser einschalten. Die Gewindestifte an den Einstellschrauben des

Justierlasers lösen und den Laser so positionieren, dass der grüne Laserstrahl durch die Öffnung der linken Blende tritt (Abb. 3, 4).

Die Blende mit der Beschriftung „right diaphragm“ auf einem Reiter am rechten Ende der optischen Bank montieren.

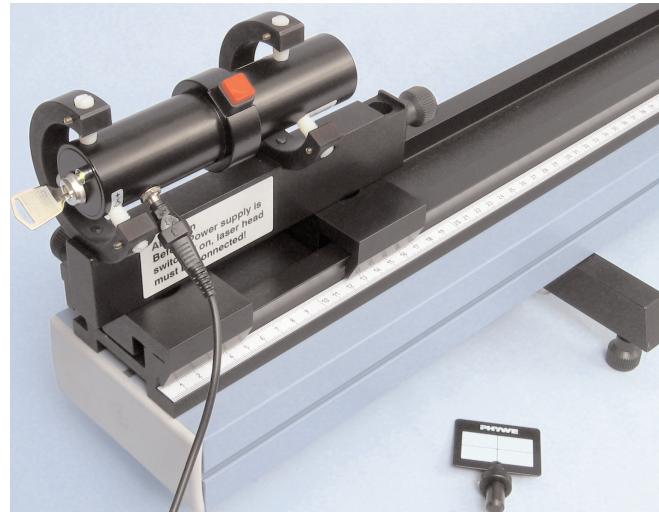


Abb. 3: Justierlaser.

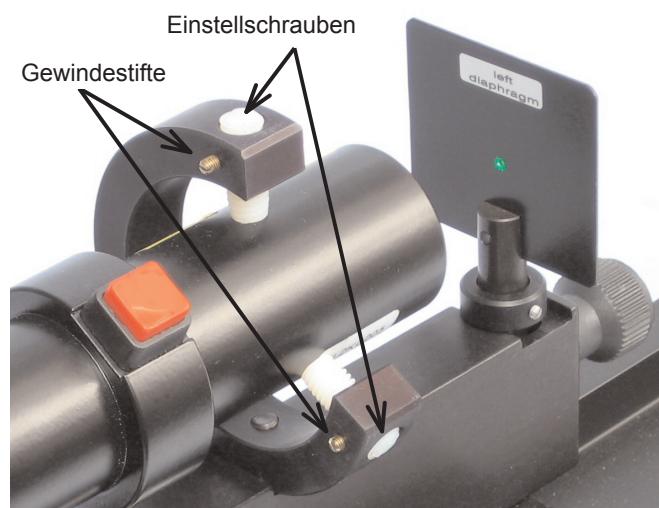


Abb. 4: Einstellschrauben.

Die Position des grünen Lasers so einstellen, dass der Strahl exakt durch die Mitte der rechten Blende verläuft. Das Loch der Blende sollte dabei in der Mitte des Strahls liegen (Abb. 5, 6).

Die Ringe an den Blenden nicht lösen. Sie sind vom Hersteller so eingestellt, dass die Löcher in den Blenden exakt auf gleicher Höhe liegen.

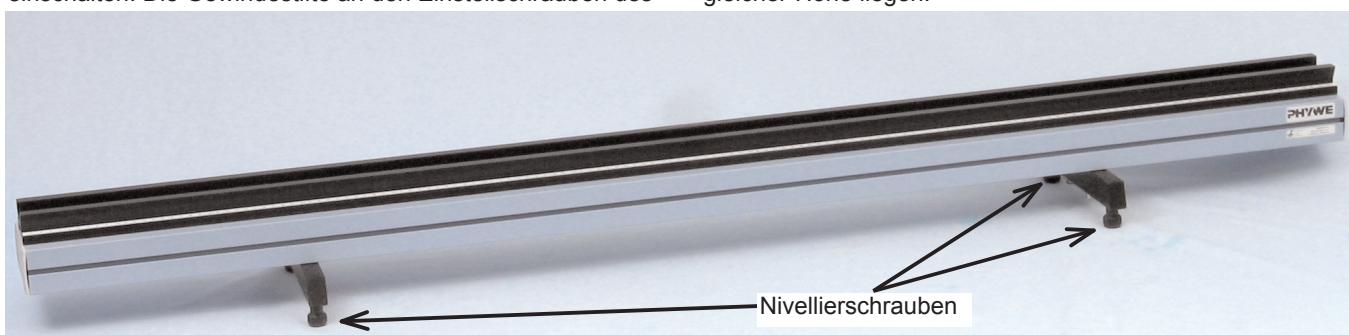


Abb. 2: Justierschrauben der optischen Bank.

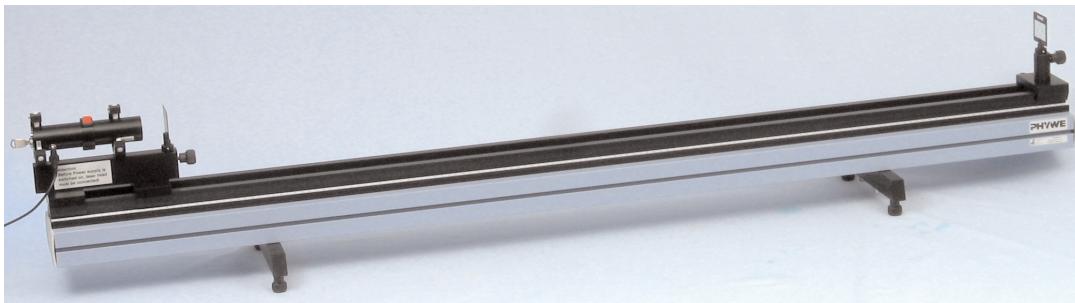


Abb. 5: Ausrichtung des Justierlasers.



Abb. 6: Korrekte Ausrichtung.

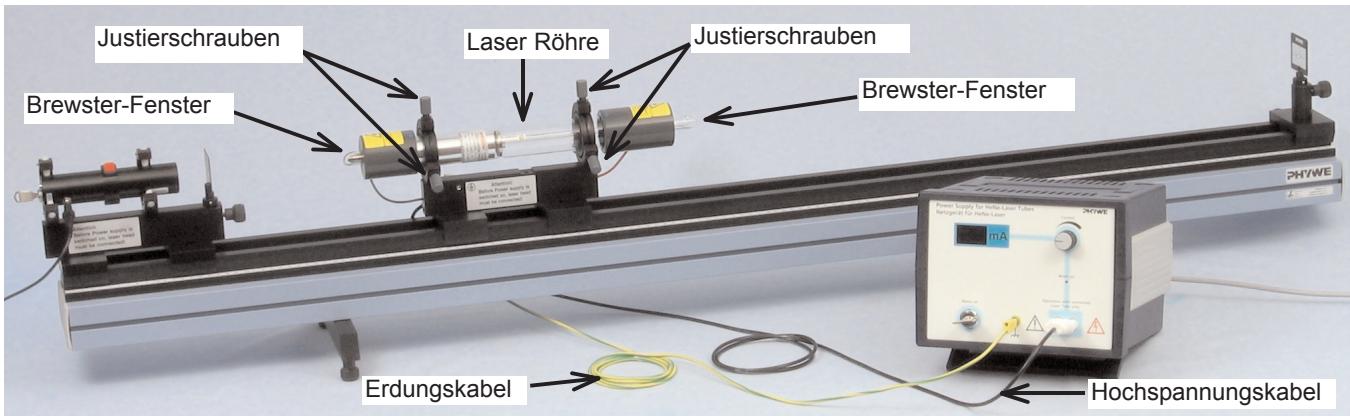


Abb. 7: Montage der Laserröhre.

### 3.2. Einstellung der Laserröhre

Die Laserröhre mit ihrem Halter auf der optischen Bank montieren und das Erdungskabel sowie das Hochspannungskabel an das Netzgerät anschließen (Abb. 7).

Die Röhre mit den Justierschrauben so positionieren, dass der Justierstrahl durch die Mitte der beiden Brewster-Fenster verläuft, ohne die innere Röhre zu berühren. Der Lichtfleck auf der rechten Blende muss unverzerrt und frei von Reflexionen sein (Abb. 8). Auf der linken Blende darf keine Reflexion sichtbar sein.

Es kann sein, dass die Laserröhre den Lichtfleck auf der rechten Blende leicht verschiebt (siehe Abb. 8).

Falls für nachfolgende Experimente eine präzise Ausrichtung des Laserstrahls notwendig ist, kann der He-Ne-Laserstrahl später durch schrittweises Verschieben des Strahls nachjustiert werden, so dass der Strahl wieder genau auf die Mitte der rechten Blende fällt.

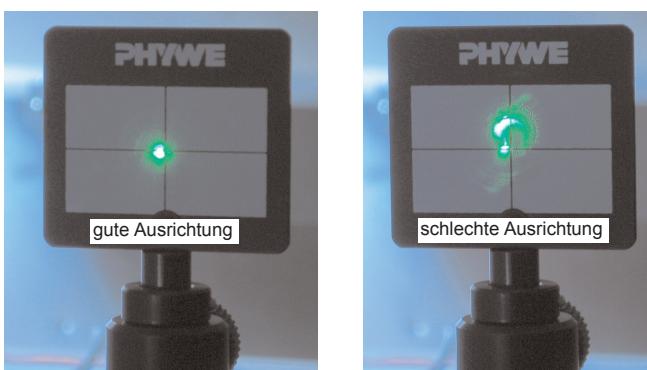


Abb. 8: Ausrichtung der Laserröhre.

### 3.3. Einstellung des rechten Resonatorspiegels

Den konkaven, hochreflektierenden Spiegel (high reflective, hochreflektierend = HR, out-coupling, Auskopplung = OC) mit einem Radius von 1000 mm (HR flach/1000 mm) in eine xy-Verstelleinrichtung einsetzen und auf einem Reiter montieren.

Die gekennzeichnete Seite des Spiegels ist die hochreflektierende, konkave Seite, die zur Laserröhre zeigen muss (Abb. 9, 10).

Den Spiegel so einstellen, dass sich der Lichtfleck der Reflexion des Justierlasers auf der linken Blende unverzerrt präzise in der Mitte befindet.

Möglicherweise sind zwei Reflexionsflecken sichtbar – einer von der konkaven Vorderseite und einer von der Rückseite des Spiegels. Sie lassen sich anhand ihrer Größe unterscheiden. Welcher von ihnen größer ist, hängt vom Abstand zwischen dem Spiegel und der Blende ab. Die Brennweite eines Spiegels mit einem Radius von 1000 mm beträgt 500 mm. Durch Verschieben des Spiegels entlang der optischen Bank wird der richtige Fleck erkennbar. Der Lichtreflex von der konkaven Vorderseite des Spiegels ist derjenige, der präzise zentriert werden muss. Wenn der Laser in einem hemisphärischen Resonator gezündet werden soll, empfiehlt sich ein Spiegelabstand von unter 70% des Radius des Konkavspiegels und eine Positionierung der Laserröhre in der Nähe des flachen Spiegels.

### 3.4. Einstellung des linken Resonatorspiegels

Den flachen, hochreflektierenden Spiegel (HR flach/flach) in eine xy-Verstelleinrichtung einsetzen und auf einem Reiter montieren. Die beschriftete Seite des Spiegels ist die hochreflektierende Seite, die zur Laserröhre zeigen muss.

Den Spiegel so einstellen, dass sich der Lichtreflex des Justierlasers auf der linken Blende unverzerrt präzise in der Mitte befindet (Abb. 11).



Abb. 9: Montage des Resonatorspiegels.

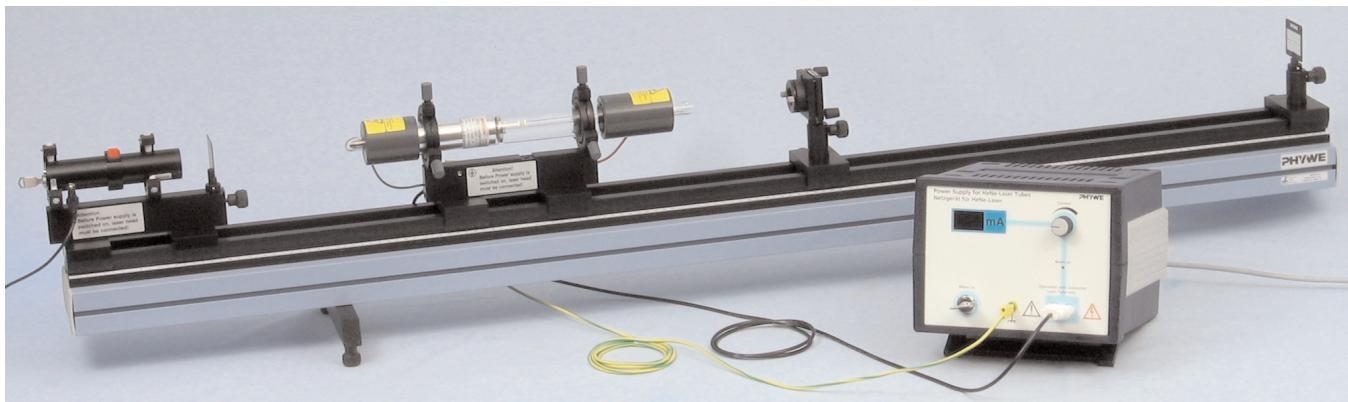


Abb. 10: Rechter Resonatorspiegel.

### 3.5. Zünden des Lasers.

Das Netzteil des He-Ne-Lasers mit dem Schlüsselschalter einschalten und einen Röhrenstrom von 6,5 mA einstellen. Eine der Einstellschrauben am rechten Resonatorspiegel langsam, die andere schnell verstehen und so den xy-Bereich scannen. Beispiel: Die Reflektion des Justierstrahls auf der linken Blende im Auge behalten und die Schraube zur Horizontaleinstellung des rechten Spiegels ausgehend von der angenommenen Mittelstellung langsam erst nach rechts und dann nach links drehen. Gleichzeitig den Spiegel über die Schraube zur Vertikaleinstellung, ausgehend von der angenommenen Mittelstellung, schnell nach oben und unten verkippen. Wenn ein roter Laserblitz erscheint, die Laserleistung durch Einstellung beider Spiegel und der Röhrenposition optimieren. Den Optimierungsvorgang durch Einstellung aller Komponenten wiederholen.

Wenn es nicht möglich ist, die richtige Position für den Start des Laserprozesses zu finden, noch einmal alle vorher vorgenommenen Einstellungen überprüfen. Prüfen, ob die optischen Komponenten sauber sind. Wenn der Laser immer noch nicht zündet, den Experimentieraufbau auseinandernehmen und mit der Einstellung noch einmal von vorn begin-

nen.

Wenn der Aufbau des Lasers verändert wird, d.h. wenn der Laser z.B. entlang der optischen Bank verschoben wird, müssen sämtliche Änderungen schrittweise durchgeführt werden. Zunächst nur an einer einzigen optischen Komponente eine Änderung vornehmen, den Laserprozess ggf. erneut starten und die Ausgangsleistung des Lasers optimieren, bevor mit der Änderung einer weiteren Komponente fortgefahrene wird. Andernfalls ist der Punkt, an dem der Laser startet, nur schwer zu finden, wenn mehr als eine Komponente verstellt wird.

Eine Veränderung der Ausrichtung des Laserstrahls erfolgt durch das zuvor erwähnte schrittweise Verschieben des Strahls. Wenn die Ausgangsleistung bereits optimiert wurde, den linken Resonatorspiegel in die Richtung drehen, in die sich der Lichtfleck so weit wie möglich in die gewünschte Richtung bewegt, ohne den Laser zum Erlöschen zu bringen. Dann die Ausgangsleistung durch Einstellen des linken Spiegels und der Position der Laserröhre wieder erhöhen. Diesen Vorgang so lange wiederholen, bis die gewünschte Position erreicht ist.

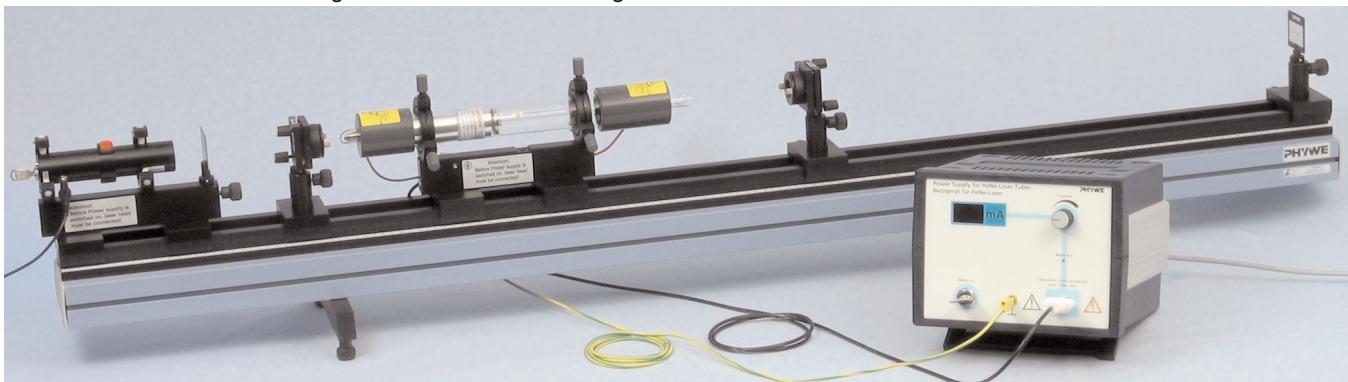


Abb. 11: Linker Resonatorspiegel.

#### 4. REINIGUNG DER OPTISCHEN KOMPONENTEN

Die Sauberkeit der Brewster-Fenster und Resonatorspiegel ist eine Grundvoraussetzung für eine optimale Ausgangsleistung und einen stabilen Dauerbetrieb des He-Ne-Lasers und somit auch für korrekte Messergebnisse. Die hohe elektrische Feldstärke im Innern des Resonators kann die Ablagerung von Staub begünstigen.

Die optischen Oberflächen sind beschichtet. Diese Beschichtungen sind empfindlich gegenüber Berührung und Verkratzen und sind leicht zu beschädigen. Kontakt mit harten Gegenständen und das direkte Berühren mit den Fingern vermeiden. Optische Instrumente sind zerbrechlich und daher mit großer Sorgfalt zu behandeln.

Die Reinigung hat vorsichtig zu erfolgen. Dabei kann wie folgt vorgegangen werden:

Dem PHYWE Reinigungsset für Laser (08582.00) Aceton, eine Spritze, eine Kunststoffpinzette und ein Linsenreinigungstuch entnehmen.

Die Spritze mit Aceton füllen.

Das Linsenreinigungstuch in der Mitte durchschneiden (Abb. 12). Vor dem Berühren des Tuchs die Hände waschen und das Tuch so wenig wie möglich berühren. Dies gilt besonders für den Bereich, der mit den optischen Oberflächen in Kontakt kommen wird.



Abb. 12: Reinigungstuch.

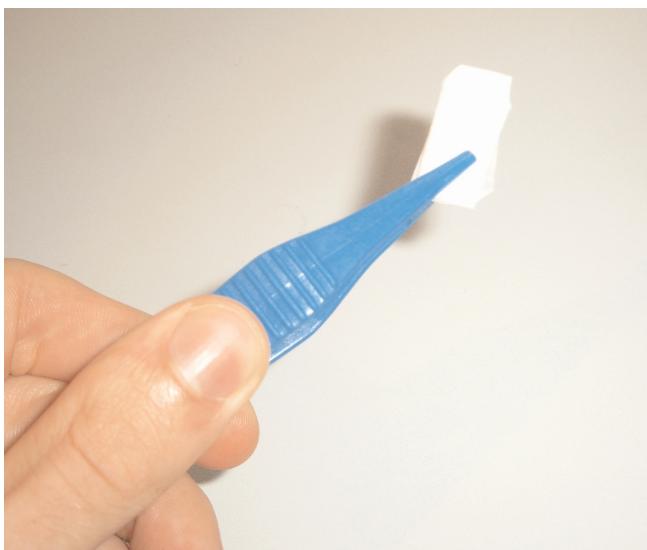


Abb. 13: Halten des Reinigungstuchs.

Das halbierte Reinigungstuch falten, bis es eine Größe von ca. 1 cm x 3 cm hat.

Das gefaltete Tuch mit der Kunststoffpinzette festhalten (Abb. 13).

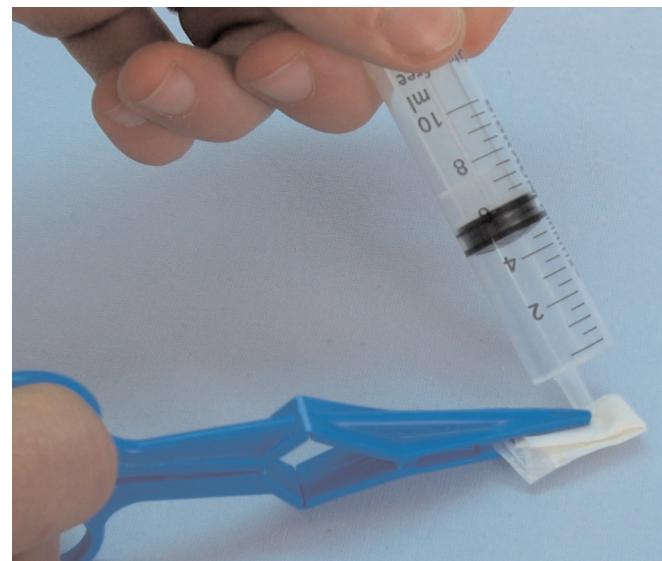


Abb. 14: Auftragen des Acetons.

Mit der Spritze einige Tropfen Aceton auf das Tuch geben (Abb. 14). Überschüssiges Aceton durch Schütteln des Tuchs entfernen.

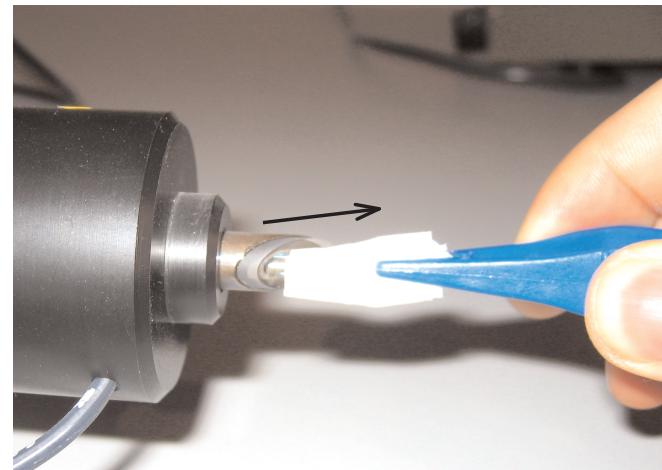


Abb. 15: Reinigung des Brewster-Fensters.

Die optischen Oberflächen mit dem Tuch abwischen. Dabei darauf achten, dass die Pinzette die Oberflächen nicht berührt.

Die Oberflächen nur in der angezeigten Richtung abwischen (Abb. 15).

Aceton kann Kunststoff, Lack, synthetische Materialien und Klebstoffe lösen. Daher darauf achten, dass nur die zu reinigenden optischen Oberflächen Kontakt mit dem Aceton bekommen!

#### 5. FUNKTIONSPRINZIP DES HE-NE-LASERS

##### 5.1. Einleitung

Der Helium-Neon-Laser war der erste kontinuierliche Laser. Er wurde 1961 von Javan et. al erfunden und ist auch heute noch weit verbreitet. Javans erster He-Ne-Laser oszillierte mit einer Wellenlänge von 1,5 m, da die V Erstärkung bei dieser Wellenlänge bedeutend höher ist als bei der roten Linie mit 632,8 nm, die heute im Allgemeinen verwendet wird. Der erste rote He-Ne-Laser wurde ein Jahr später von White und Ridgen gebaut.

Da sich die Herstellungsverfahren von He-Ne-Lasern und Elektronenröhren stark ähneln, kam es schnell zu einer

Massenproduktion und dem weitläufigen Einsatz von He-Ne-Lasern.

In Zukunft werden He-Ne-Laser immer stärker mit Laserdioden konkurrieren müssen. Was die Strahlgeometrie und die Reinheit der Moden anbelangt, bleiben He-Ne-Laser nach wie vor unerreicht. Laserdioden werden sich noch stark verbessern müssen, bevor sie eine ernsthafte Bedrohung für die He-Ne-Laser darstellen.

## 5.2. Lichtverstärkung

Lichtverstärkung wird durch stimuliertes Strahlungsemission möglich. Um eine Verstärkung von Licht zu ermöglichen, ist eine Besetzungsinvolution zweier Energieniveaus mit einem optischen Übergang notwendig, d.h. es müssen mehr Zustände im höheren Energieniveau besetzt sein als im niedrigeren Energieniveau. Daher können nur Systeme, die weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt sind, Verstärker sein. Bei kontinuierlichen Lasern sind mindestens drei Zustände am Prozess beteiligt.

Durch Rückkopplung wird ein Verstärker zu einem Oszillator. Ein Verstärker zusammen mit einem Resonator mit einer Resonanzfrequenz innerhalb des Frequenzbereichs, in dem der Verstärkungsgrad den Verstärkungsfaktor eins überschreitet, ist ein stabilisierter Oszillator. Im Fall von Gaslasern ist das Verstärkungsprofil des Verstärkers das Doppler-verbreiterte Linienprofil des optischen Übergangs. Die optischen Resonatormoden sind stehende Wellen, die in einem optischen Hohlraum bestehend aus Spiegeln möglich sind.

Das Prinzip, das hinter der stimulierten Emission von Photonen steht, ist die Bose-Einstein-Statistik. Während Fermionen auf keinen Fall denselben Quantenzustand einnehmen dürfen (der Austausch zweier Fermionen in einem Vielteilchenzustand führt zu einer Umkehrung des Vorzeichens der Wellenfunktion), findet man Bosonen desto eher in einem Zustand je stärker der Zustand bereits bevölkert ist. Ein System mit einer Besetzungsinvolution gibt seine Photonen also in eine bereits stark bevölkerte Resonatormode ab und die Resonatormode beschreibt vollständig den Photonenzustand (Quantenzahlen, z.B. die  $TEM_{ijk}$ -Zahlen).

## 5.3. He-Ne-Energieniveaudiagramm

Die Faszination für Edelgase und ihre klare atomare Struktur bildete die Grundlage für zahlreiche spektroskopische Untersuchungen. Die Kenntnis der spektroskopischen Daten war extrem hilfreich bei der Entscheidung, Helium und Neon für die ersten Laser einzusetzen. Genutzt wurde dabei das Kriterium von Schawlow und Towne aus dem Jahr 1958 zur Beurteilung der Frage, ob eine Besetzungsinvolution für den Laserbetrieb erreichbar war. Die Lebensdauer der s- und p-Zustände war bereits gut bekannt. Die Lebensdauer der s-Zustände ist bei beiden Atomsorten etwa 10 Mal höher als die der p-Zustände. Die Inversionsbedingung ist daher erfüllbar. Abbildung 16 zeigt das reduzierte Energieniveaudiagramm für Helium und Neon. Dargestellt sind nur die Niveaus, die für die Diskussion der Anregung und der Laserprozesse bei einer Wellenlänge von 632 nm wichtig sind.

Auf der linken Seite der Darstellung sieht man die niedrigeren Niveaus der Heliumatome. Dabei fällt auf, dass die Energieskala unterbrochen ist und dass es bei der Rekombination eine größere Energiedifferenz gibt, als im Diagramm erkennbar ist. Es werden die Paschenschen Namen für die Energieniveaus des Neons verwendet (auch Racahs Termbeschreibungen sind häufig anzutreffen). Die Terme werden einfach fortlaufend, von unten nach oben durchnummieriert. Ein typisches Merkmal von Helium ist, dass seine Anregungszustände mit geringster Energie,  $2^3S_1$  und  $2^1S_0$ , metastabil

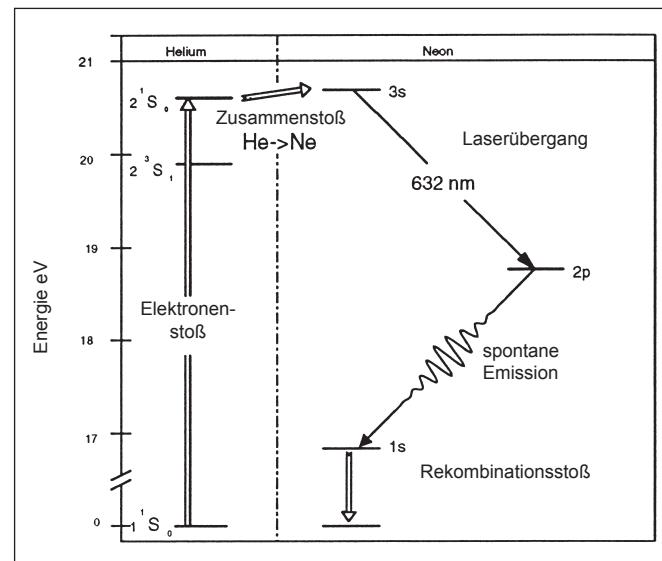


Abb. 16: Anregung und Laserprozess für die sichtbare Laseremission

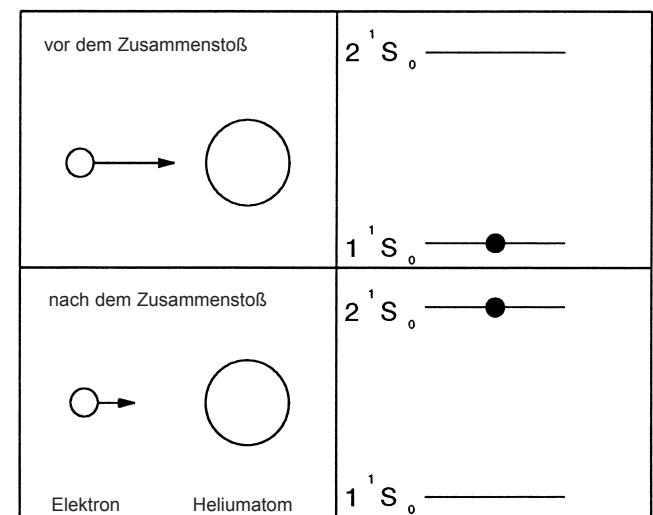


Abb. 17: Elektronenstoß zweiter Art.

sind. Das bedeutet, dass optische Übergänge zum Grundzustand  $1^1S_0$  aufgrund der Auswahlregeln für optische Übergänge nicht zulässig sind. Diese Anregungszustände werden über Elektronenstöße in einer Gasentladung besetzt (Stoß zweiter Art, Abb. 17).

Ein Stoß ist dann ein Stoß zweiter Art, wenn sich die innere Energie der zusammenprallenden Teilchen bei der Reaktion verändert, z.B. wenn bei einem oder beiden Teilchen ein Übergang von einem Energieniveau zu einem anderen stattfindet. Neben dem Elektronenstoß zweiter Art gibt es auch noch den Atomstoß zweiter Art. Bei Letzterem zerfällt der Zustand eines angeregten Heliumatoms ohne Photonenemission. Die Energie wird dabei auf ein Neonatom übertragen, dass dann seinerseits angeregt wird. Diese beiden Prozesse bilden Grundlage für die Besetzungsinvolution im Neonsystem.

Wenn man sich Abbildung 16 ansieht, kann man erkennen, dass das  $2^1S_0$  Niveau knapp unter dem  $3s$ -Niveau von Neon liegt. Die zusätzliche vorhandene Wärmeenergie  $kT$  ist allerdings ausreichend, um diese Differenz zu überwinden.

Wie bereits erwähnt ist die Lebensdauer der s-Zustände von Neon ca. 10 Mal höher als die der p-Zustände. Es wird daher sofort zu einer Besetzungsumkehr zwischen dem  $3s$ -Niveau

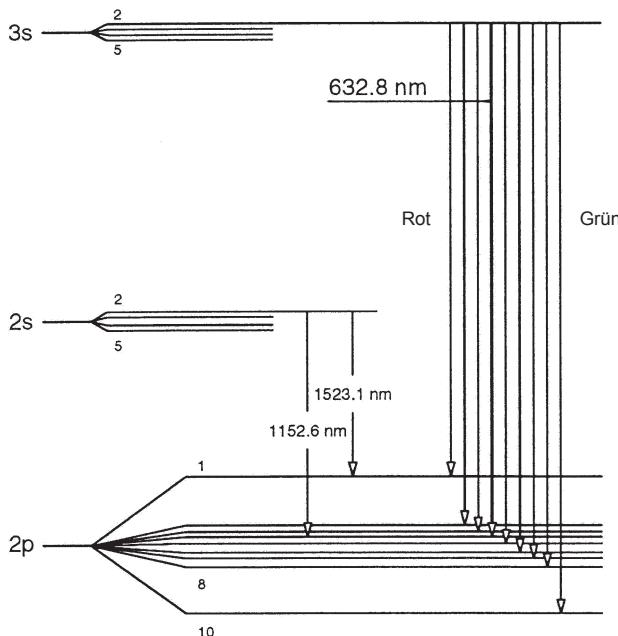


Abb. 18: Die wichtigsten Laserübergänge im Neonsystem.

und dem 2p-Niveau generiert. Das 2s-Niveau wird aufgrund einer spontanen Emission in das 1s-Niveau entleert. Dieser Zustand wiederum zerfällt hauptsächlich durch den Zusammenprall mit der Röhrenwand (Kapillare) in den Grundzustand, da ein optischer Übergang nicht zulässig ist. Dieser Prozess ist der Engpass im Laserzyklus. Es empfiehlt sich daher, einen möglichst kleinen Kapillardurchmesser zu wählen. Andererseits ist ein möglichst großes aktives Volumen im Sinne einer hohen Ausgangsleistung wünschenswert. Moderne He-Ne-Laser arbeiten mit einem Optimum dieser gegensätzlichen Bedingungen. Dieser Gegensatz ist auch der Hauptgrund für die vergleichsweise geringe Ausgangsleistung von He-Ne-Lasern. Bis zu diesem Punkt wurde der Laserzyklus der allgemein bekannten roten Linie bei 632 nm besprochen. Neon hat allerdings noch mehrere andere Übergänge, die genutzt werden, um unter Laborbedingungen ca. 200 Laserlinien zu erzeugen. Die folgende Erklärung beschreibt das Energieniveaudiagramm für weitere sichtbare Linien. Anschließend werden Infrarot-Laserübergänge besprochen.

Der 3s-Zustand von Neon wird durch Stöße von Heliumatomen im  $2^1S_0$ -Zustand mit Neonatomen im Grundzustand bevölkert. Der 3s-Zustand besteht aus 4 Unterzuständen. Von diesen wird vor allem der  $3s_2$ -Zustand durch die Stöße bevölkert. Die Besetzungsichte der anderen 3s-Unterzustände ist ca. 400 Mal niedriger als die des  $3s_2$ -Zustands. Der 2s-Zustand wird durch Stöße mit Heliumatomen des  $2^3S_1$ -Zustands besetzt.

Die vier Unterzustände der 2s-Gruppe sind alle ähnlich besetzt. Sichtbare optische Übergänge (VIS) und Laserprozesse finden zwischen den Energieniveaus  $3s_2 \rightarrow 2p_1$  und Infrarotübergänge (IR) zwischen den Energieniveaus  $2s_i \rightarrow 2p_i$  statt.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten Laserübergänge aufgeführt. Für die sichtbaren Linien sind die Einstein-Koeffizienten  $A_{ik}$  angegeben. Die Verstärkung ist in Prozent pro Meter angegeben.

Es sind noch weitere Laserübergänge bekannt, die auf dem  $3s_2$ -Niveau beginnen und auf dem 3p-Niveau von Neon enden. Diese Laserübergänge liegen allerdings noch weiter im infraroten Spektralbereich. Dielektrische Resonatorspiegel für sichtbares Licht sind für Infrarotlicht aber ungeeignet.

Diese Übergänge sind für Experimente nicht besonders gut geeignet. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Linien aus demselben Niveau wie die sichtbaren Linien entstammen und daher mit ihnen konkurrieren. Da sich der Querschnitt der stimulierten Emission mit  $\lambda^3$  erhöht, ist die Verstärkung dieser Linien sehr hoch. Das gilt besonders für die 3,39m Linie, die im Falle einer ausreichend langen Kapillare auch ohne optischen Resonator Laseraktivität (so genannte Superfluoreszenz) aufweisen kann.

#### 5.4. Lichtverstärkungsprofil der Neonatome

Die Neonatome bewegen sich mehr oder weniger frei, aber mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in der Laserröhre. Die Anzahl  $N$  der Neonatome mit der Masse  $m$  innerhalb eines Geschwindigkeitsintervalls von  $v$  bis  $v+dv$  wird mithilfe der Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben (Abb. 19).

$$\frac{n(v_x)}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{2kT/m} \cdot e^{-\frac{mv^2}{kT}} dv_x$$

$T$  ist die absolute Temperatur und  $k$  die Boltzmann-Konstante. Die obige Gleichung ist für alle Richtungen im Raum anwendbar. Wir interessieren uns allerdings nur für die Geschwindigkeitsverteilung in Richtung der Kapillare. Mit  $v^2 = vx^2 + vy^2 + vz^2$  erhalten wir die folgende Gleichung für die Richtung  $x$ :

$$\frac{n(v)}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{\sqrt[3]{(2kT/m)^2}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{kT}} dv \quad (1)$$

Ein ruhender Beobachter sieht nun aufgrund des Dopplereffekts eine Verschiebung der Absorptions- oder Emissionsfrequenz. Der Wert der Verschiebung beträgt:

$$f = \frac{f_0}{1 \pm v/c} \quad \text{wenn angenommen wird, dass } v \ll c \quad (2)$$

$f_0$  ist die Absorptions- oder Emissionsfrequenz des ruhenden Neonatoms und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Wenn die Doppellegleichung (2) verwendet wird, um die Geschwindigkeit  $v$  in der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung (1) zu ersetzen, wird die Linienverbreiterung durch die Bewegung der Neonatome deutlich. Da die Intensität proportional zur Anzahl der absorbierenden oder emittierenden Neonatome ist, gilt für die Intensitätsverteilung:

$$I(f) = I(f_0) \cdot e^{-(c \cdot \frac{f-f_0}{f_0 \cdot v_w})} \quad (3)$$

$$\text{mit } v_w \text{ als der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit} \quad v_w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Die Halbwertsbreite wird errechnet, indem man  $(v) = 1/2 I(v_0)$  setzt. Das Ergebnis lautet:

$$\Delta f_{\text{Doppler}} = \sqrt{4 \cdot \ln 2} \cdot \frac{v_w}{c} \cdot f_0 \quad (4)$$

Aus Gleichung (4) lässt sich ableiten, dass die Linienverbreiterung durch den Dopplereffekt in den folgenden Fällen größer ist:

höhere Resonanzfrequenzen  $f_0$   
oder kleinere Wellenlängen ( $f_0 = c / \lambda_0$ , UV-Linien)  
höhere wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_w$ , d.h.  
höhere Temperatur T

In den folgenden Fällen ist sie kleiner:  
größere Teilchenmasse.

Das Linienprofil entspricht außerdem einer Gaußschen Verteilungskurve (3). Diese Art Profil ist in Abbildung 20 dargestellt. Das Histogramm nähert sich nur dann der Verteilungskurve, wenn die Geschwindigkeitsintervalle  $dv$  klein sind.

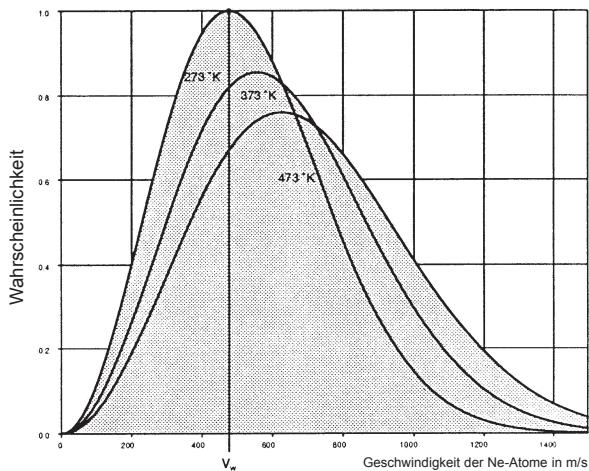


Abb. 19: Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung.

Tabelle 1: Übergänge und Laserlinien

Übergang	Wellenlänge [nm]	$A_{ik}$ [ $10^8 \text{ s}^{-1}$ ]	Verstärkungsfaktor [%/m]
3s2→2p1	730.5 ③	0.00255	1.2
3s2→2p2	640.1 ①	0.0139	4.3
3s2→2p3	635.2 ①	0.00345	1.0
3s2→2p4	632.8 ①	0.0339	10.0
3s2→2p5	629.4 ①	0.00639	1.9
3s2→2p6	611.8 ①	0.00226	1.7
3s2→2p7	604.6	0.00200	0.6
3s2→2p8	593.9	0.00255	0.5
3s2→2p9	★		
3s2→2p10	543.3	0.00283	0.52
2s2→2p1	1523.1 ②		
2s2→2p2	1177.0 ③		
2s2→2p3	1160.5		
2s2→2p4	1152.6 ③		
2s2→2p5	1141.2 ③		
2s2→2p6	1084.7 ③		
2s2→2p7	1062.3		
2s2→2p8	1029.8		
2s2→2p9	★		
2s2→2p10	886.5		
2s3→2p2	1198.8 ③		
2s3→2p5	1161.7 ③		
2s3→2p7	1080.1 ③		

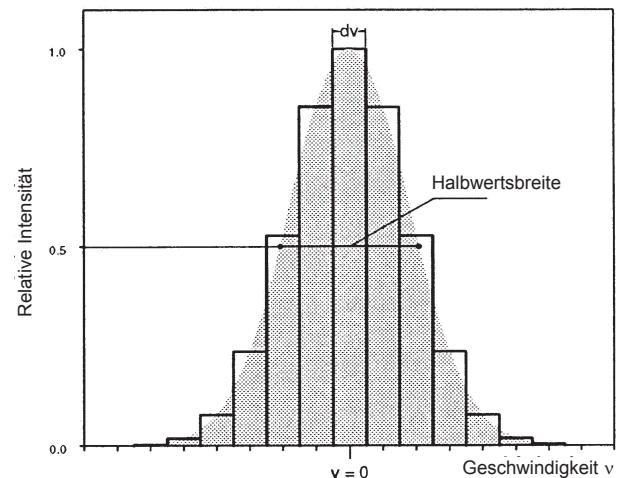


Abb. 20: Inhomogenes Linienprofil, Geschwindigkeitsintervale  $dv$ .

- (1) Mögliche Laserübergänge, wenn die Laserröhre über senkrechte Fenster oder Brewster-Fenster verfügt.
  - (2) Mögliche Laserübergänge, wenn die Laserröhre über Brewster-Fenster und spezielle Spiegelsätze verfügt
  - (3) Mögliche Laserübergänge, wenn die Laserröhre über Brewster-Fenster und einen IR-Spiegelsatz verfügt.
- ★ Übergang verboten

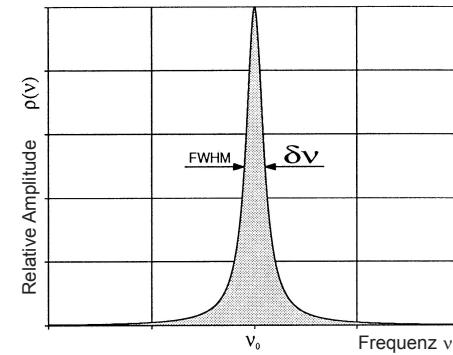
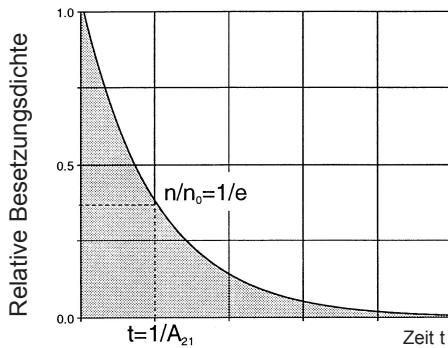


Abb. 21: Zerfall der Besetzung von Zustand 2 in Zustand 1 und die natürliche Linienbreite.

Bei genauerer Beobachtung wird erkennbar, dass eine durch den Dopplereffekt verbreiterte Linie keine reine Gaußsche Verteilung besitzt. Die natürliche Linienbreite aufgrund der Lebensdauer des Zustandes muss mit in Betracht gezogen werden. Man stelle sich eine Ensemble von Ne-Atomen mit einer Geschwindigkeitskomponente des Werts  $v$  in Blickrichtung vor. All diese Atome geben nicht nur mit derselben Frequenz  $f$  und Wellenlänge  $\lambda$  Licht ab, sondern ihre Emission liegt auch noch im Bereich der natürlichen Linienbreite des Übergangs. Je kürzer die Lebensdauer, umso breiter das Emissionslinienprofil (Energie-Zeit-Umschärfe). Die Besetzung  $n_2$  eines Zustands 2 zerfällt gemäß der folgenden Gleichung spontan in einen Zustand 1 mit niedrigerer Energie mit einer Zeitkonstante  $T_s$ :

$$n_2(t) = n(t=0) \cdot e^{-A_{21} \cdot t} \quad \text{mit} \quad T_s = 1/A_{21} \quad \text{und} \quad A_{21}$$

Dies ist der Einsteinsche Koeffizient für die spontane Emission.

Die Ansammlung von Ne-Atomen emittiert dann ein Frequenzspektrum, das mit einem Lorentz-Profil dargestellt werden kann (Abb. 18).

$$\delta(f) = \frac{1}{4\pi \cdot (f - f_0)^2 + (1/2 \cdot \tau_s)^2}, \quad f_0 \equiv f_{21}$$

Das genaue Profil kann durch die Faltung des Gaußschen Profils mit den einzelnen Lorentz-Profilen bestimmt werden. Das so erzeugte Ergebnis ist ein so genanntes Voigt-Profil. Da eine Gruppe von Teilchen in einem Ensemble einer gegebenen Geschwindigkeit  $\lambda$  zugeordnet werden kann, haben diese Gruppen Merkmale, anhand derer man sie unterscheiden kann. Jede Gruppe hat ihre eigene Resonanzfrequenz. Mit welcher Gruppe ein Photon interagiert, hängt von der Energie (Frequenz) des Photons ab. Andere Gruppen, die bei dieser Interaktion nicht resonanzaktiv sind, bleiben davon unberührt. Ein solches Verstärkungsprofil wird daher als inhomogen bezeichnet.

In einem Medium kommt es zur Verstärkung, wenn es eine Inversion aufweist. Das bedeutet, dass die Besetzungsdichte des oberen Niveaus  $n_2$  (3s in Ne-System) größer ist als die Besetzungsdichte des unteren Zustands  $n_1$  (2p). Ein Übergang kann nur zwischen Unterensembles mit derselben Geschwindigkeit  $v$  stattfinden, da der optische Übergang die Geschwindigkeit des Ne-Atoms nicht verändert. Neben einigen anderen spezifischen Konstanten ist die Verstärkung proportional zur Differenz  $n_2 - n_1$ . Jetzt bringen wir dies invertierte Ensemble von Ne-Atomen in einen optischen

Hohlraum, der aus zwei Spiegeln im Abstand  $L$  gebildet wird. Aufgrund der spontanen Emission werden Photonen erzeugt, die durch das Medium verstärkt und von den Spiegeln reflektiert werden, wobei sie das verstärkende Medium sehr häufig durchlaufen. Wenn die Verstärkung die Verluste kompensiert, bildet sich im Innern des optischen Resonators eine stehende Laserwelle. Eine solche stehende Welle wird auch als oszillierende Mode, Eigenmode oder einfach Mode bezeichnet. Jede Mode muss aufgrund von Feldbeschränkungen auf den Oberflächen der Spiegel die folgende Bedingung erfüllen:

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{or} \quad L = n \cdot \frac{c}{2f}$$

$L$  ist die Länge des Resonators,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $f$  die Frequenz des erzeugten Lichts und  $n$  eine ganze Zahl. Jede Mode hat daher ihre Frequenz.

$$f(n) = n \cdot \frac{c}{2L}$$

Beispiel: Bei einem He-Ne-Laser mit einer Resonatorlänge von 30 cm bei einer Emissionswellenlänge  $\lambda$  von 632,8 nm hat  $n$  den folgenden Wert:

$$n = \frac{f}{c} \cdot 2 \cdot L = 2 \cdot \frac{L}{\lambda} = 2 \cdot \frac{0.3}{632.8 \cdot 10^{-9}} \approx 950000$$

Die Frequenzdifferenz zweier benachbarter Moden ist:

$$\Delta f = f(n+1) - f(n) = (n+1) \cdot \frac{c}{2L} - n \cdot \frac{c}{2L} = \frac{c}{2L}$$

Im obigen Beispiel ist die Frequenzdifferenz zwischen den Moden

$$\Delta f = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot 0.3 \text{ m}} = 5 \cdot 10^8 \text{ Hz} = 500 \text{ MHz}$$

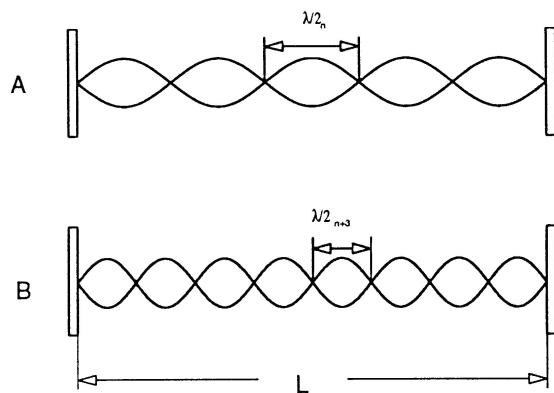


Abb. 22: Stehende Longitudinalwellen in einem optischen Resonator. A mit  $n$  Knoten und B mit  $n+3$  Knoten.

Wenn das aktive Lasermaterial nun in den Resonator gebracht wird, bilden sich stehende Wellen und dem Material wird Energie entzogen. Der Resonator kann allerdings nur die Energie entziehen, für die er resonanzaktiv ist. Der Resonator hat eine unbegrenzte Anzahl von Moden, während das aktive Material nur in einem Frequenzbereich emittiert, der durch die Emissionslinienbreite bestimmt wird. In Abbildung 23 ist die Situation im Fall eines Materials mit einer Linie mit inhomogener Verbreiterung dargestellt.

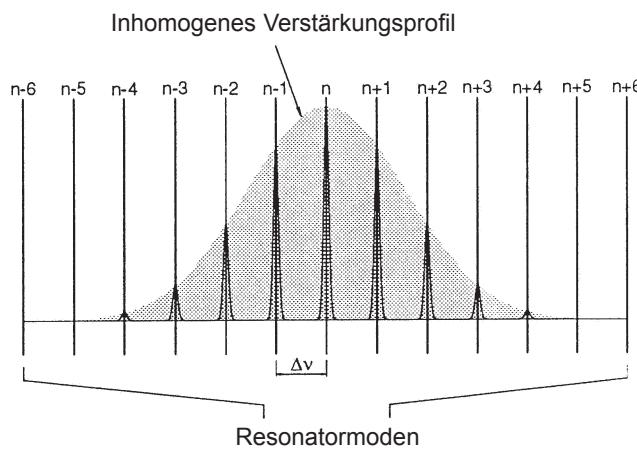


Abb. 23: Inhomogenes Verstärkungsprofil (Gaußsches Profil) im Zusammenspiel mit einem optischen Resonator.

Wenn der Laser in einem Gleichgewichtszustand betrieben wird, kann er mehrere Longitudinalmoden gleichzeitig emittieren. Da nur Moden innerhalb des Emissionsprofils verstärkt werden können und die Frequenzdifferenz der Moden von der Resonatorlänge abhängt, steigt die Anzahl der oszillierenden Moden mit der Resonatorlänge. Einmoden-He-Ne-Laser haben für gewöhnlich eine Resonatorlänge von nur 12,7 cm (5 Zoll).

### 5.5. Resonatoren

Im folgenden Abschnitt werden bei der Beschreibung und Berechnung der optischen Resonatoren verschiedene Grundlagen eingeführt. Stabilitätsdiagramme, der Strahlradius und die Strahlgrößen für die in späteren Experimenten verwendeten Resonatortypen werden berechnet und diskutiert. Die Untersuchungen und Berechnungen werden für einen leeren Resonator durchgeführt, wobei bestimmte Einflüsse auf die Merkmale des Resonators (z.B. thermische

Linsen etc.) ignoriert werden. Das ABCD-Gesetz wird eingeführt und in diesem Kontext angewendet. Wie der Jones-Matrix-Formalismus ist diese Art der optischen Berechnung eine elegante Methode zur Strahlverfolgung (ray tracing) in einem komplexen optischen System. In Abbildung 24 ist dargestellt, dass für jeden optischen Resonator ein äquivalentes Linsensystem konstruiert werden kann. Der Strahlengang des Resonators kann mithilfe des ABCD-Gesetzes und unter Zuhilfenahme eines äquivalenten Linsensystems verfolgt werden. Wie also funktioniert das ABCD-Gesetz? Zunächst müssen wir voraussetzen, dass die folgenden Berechnungen im Rahmen der geometrischen Optik gültig sind, d.h. Beugungseffekte können vernachlässigt werden. Zweitens soll der Strahlwinkel  $< 15^\circ$  zur optischen Achse sein und deshalb soll sein  $\alpha \approx \alpha$  gelten. Laserresonatoren erfüllen diese Bedingung. Ein Lichtstrahl ist eindeutig durch seinen Abstand  $X$  von der optischen Achse und der Steigung in diesem Punkt definiert (Abb. 25).

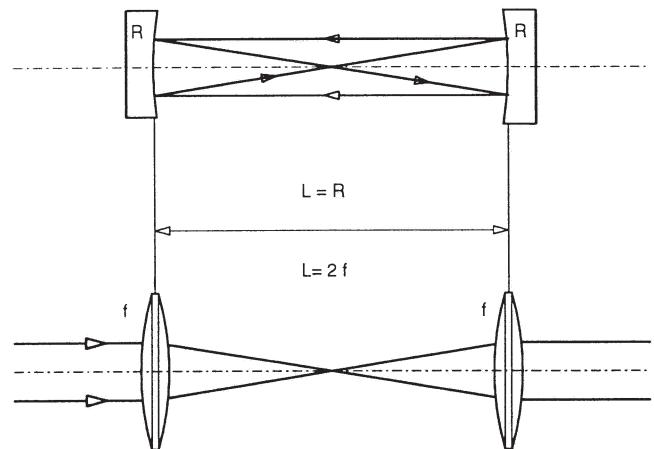


Abb. 24: Sphärischer Resonator mit äquivalentem Linsensystem.

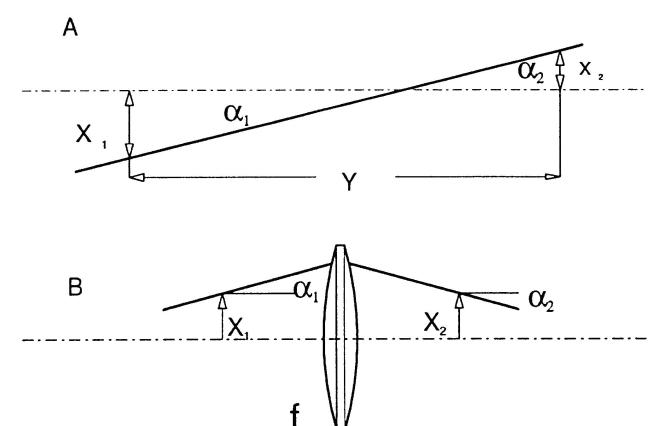


Abb. 25: A: Lichtstrahl mit den charakteristischen Größen, B: Durchgang durch eine Linse.

Die einzuführende Matrix wird als Transformationsmatrix oder ABCD-Matrix bezeichnet. Wenn diese Matrix auf die Eingangsgrößen  $X_1$  und  $\alpha_1$  angewendet wird, ergeben sich die Ausgangsgrößen  $X_2$  und  $\alpha_2$ :

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$$

Beispiel A in Abbildung 24 zeigt die freie Strahlausbreitung, aus der wir ableiten können, dass  $\alpha_1 = \alpha_2$  und  $X_2 = X_1 + \alpha_1 Y$ . Die ABCD-Matrix lautet in diesem Fall also:

$$\bar{\bar{A}} = \begin{pmatrix} 1 & Y \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Im Beispiel B für eine dünne Linse ist die Matrix:

$$\bar{\bar{B}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$$

Die Kombination von Beispiel A und Beispiel B ist das Ergebnis einer freien Strahlausbreitung und einer anschließenden Fokussierung mit einer dünnen Linse

$$\bar{\bar{X}}_2 = \bar{\bar{B}} \cdot \bar{\bar{A}} \cdot \bar{\bar{X}}_1$$

Mithilfe dieses Verfahrens kann eine ganze Reihe von ABCD-Matrizen für unterschiedliche optische Elemente entwickelt werden. Sie wurden von Kogelnik und Li [H. Kogelnik and T. Li, Laser Beams and Resonators, Appl. Optics 5, 1550. (1966)] zusammengetragen. Die obigen Beispiele sind für die Berechnung eines Resonators ausreichend. Strahlen müssen in einem optischen Resonator mehrmals durch dieselbe optische Struktur laufen. Nach dem  $n$ -ten Durchlauf wäre das ABCD-Gesetz für einen bestimmten Ort Z der Linsenführung (Abb. 22):

$$\begin{pmatrix} X_f \\ \alpha_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n \cdot \begin{pmatrix} X_i \\ \alpha_i \end{pmatrix}$$

In diesem Fall gehört die ABCD-Matrix zu der dem Resonator äquivalenten Linsensystem. Die  $n$ -te Potenz einer  $2 \times 2$  Matrix wird wie folgt berechnet:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n = \frac{1}{\sin \theta} \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad \text{mit}$$

$$\theta = \arccos((A + D)/2) \quad \text{und}$$

$$a = A \sin(n\theta) - \sin((n-1)\theta)$$

$$b = B \sin(n\theta)$$

$$c = C \sin(n\theta)$$

$$d = D \sin(n\theta) - \sin((n-1)\theta)$$

Die Spur der obigen ABCD-Matrix  $|A+D|$  muss kleiner oder gleich eins sein, wenn die Strahlen innerhalb des Linsensystems bleiben sollen. Das Stabilitätskriterium für dieses Linsensystem und daher auch für den Resonator ist also

$$|A + D| \leq 1$$

(5)

Schlussfolgerung: Ein äquivalentes Linsensystem kann zu jedem Resonator gefunden werden. Die ABCD-Matrix kann für diese optische Struktur (mehrere einfache Linsen) bestimmt werden. Das Stabilitätsdiagramm für die unterschiedlichen Spiegelintervalle mit gegebenen Spiegelradien kann aus Gleichung (5) hergeleitet werden.

Für einen Resonator mit

einem Krümmungsradius des linken Spiegels von:  $b_1$

einem Krümmungsradius des rechten Spiegels von:  $b_2$

einer Resonatorlänge von:  $d$

definieren wir

$$g_i = 1 - \frac{d}{b_i}$$

Das Stabilitätskriterium ist dann

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1$$

Tabelle 2: Einige spezielle Resonatortypen

Typ	Spiegelradius	Stabilitätsparameter
Konfokal	$b_1 + b_2 = 2d$	$g_1 + g_2 = 2g_1g_2$
Konzentrisch	$b_1 + b_2 = d$	$g_1g_2 = 1$
Symmetrisch	$b_1 = b_2$	$g_1 = g_2 = g$
Sym. konfokal	$b_1 = b_2 = d$	$g_1 = g_2 = 0$
Sym. konzentrisch	$b_1 = b_2 = \frac{1}{2}d$	$g_1 = g_2 = -1$
Semi-konfokal	$b_1 = \infty, b_2 = 2d$	$g_1 = 1, g_2 = \frac{1}{2}$
plan	$b_1 = b_2 = \infty$	$g_1 = g_2 = 1$

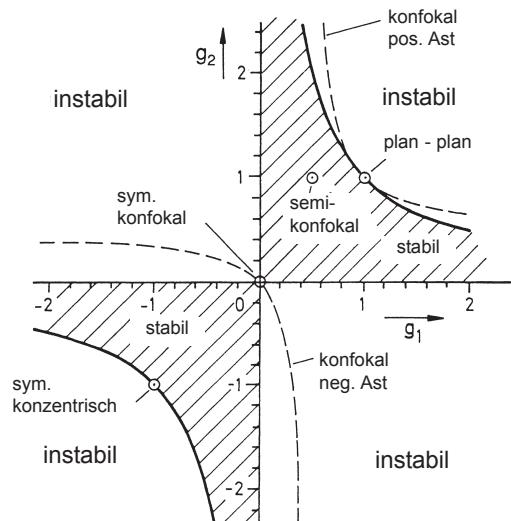


Abb. 26: Stabilitätsbereich von Resonatoren.

## 5.6. Laserröhren und Brewster-Fenster

Brewster-Fenster haben zwei Funktionen. Sie verschließen die Röhre hermetisch und gewährleisten eine definierte lineare Polarisation der Laseroszillation ohne zusätzliche Verluste.

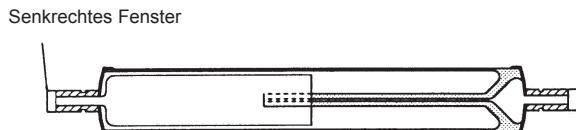
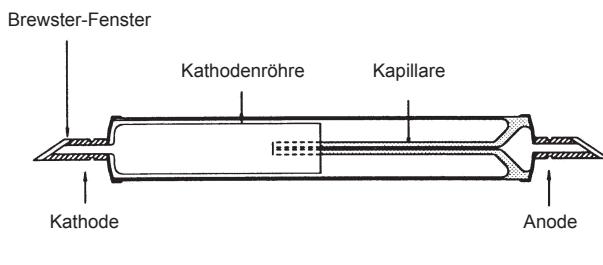
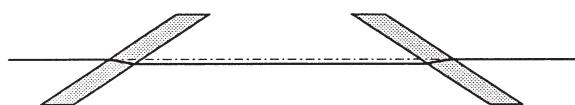


Abb. 27: Laserröhre mit Brewster-Fenstern und senkrechten Fenster mit Antireflexbeschichtung.

Brewster-Fenster werden auf ein spezielles Metall (Vacon) gelötet. Die verwendete Röhre hat eine Zündspannung von ca. 8 kV und eine Betriebsspannung von ca. 2 kV. Die optimale Stromstärke für die 632 nm Linie ist ca. 5 mA.

Die Brewster-Fenster der Laserröhre sind so angeordnet, dass sie die Strahlverschiebung durch die Fenster kompensieren.



Kompensation der Strahlabweichung



Erhöhung der Strahlabweichung

Abb. 28: Zwei mögliche Anordnungen von Brewster-Fenstern. Die obere Anordnung kompensiert Strahlverschiebungen.

## 6. TECHNISCHE DATEN

### Justierlaser:

Wellenlänge 532 nm	linear polarisiert
Reduzierte Ausgangsleistung	0,2 mW
Maximale Ausgangsleistung	1,0 mW
Strahldivergenz	< 2 mrad
Sicherheitsklasse gem. IEC 60825-1	Laser Klasse 2
Eingangsspannung des Lasermoduls	max. 3 VDC
Stromaufnahme	ca. 50 mA
Gehäusemaße (mm)	ca. 45 x 155 (Ø, l)
Masse	ca. 0,610 kg

### Netzgerät für den Justierlaser:

Netzspannung	100...240 VAC
Versorgungsfrequenz	50/60 Hz
Ausgangsspannung	max. 3 VDC
Leistungsaufnahme	ca. 5 VA

### Laserröhre

Brewster-Fenster	an beiden Enden
Größe der Kapillare	Ø 1,1 mm
Länge	408 mm
Nennstrom	6,5 mA DC
Halter	zwei xy-Verstelleinrichtungen

### Netzgerät der Laserröhre:

Betriebstemperaturbereich	5...40°C
Relative Luftfeuchte	< 80%
Netzanschlussspannung	110...240 V
Netzfrequenz	50/60 Hz
Leistungsaufnahme	95 VA
Netzsicherung	siehe Typenschild
(5 mm x 20 mm)	
Ausgang	spezielle Hochspannungsbuchse
Triggerspannung	> 10 KVDC
Ausgangsspannung	2000 - 2700 VDC
Ausgangsstrom	4 - 10 mA
Max. Ausgangsleistung	20 W
Gehäusemaße (mm)	230 x 170 x 240 (B, H, T)
Masse	ca. 3,2 kg

### Resonatorspiegel:

Größe	12,7 mm (1/2")
Oberflächengüte	< Lambda / 10
Spiegelbeschichtung	bei 632,8 nm
Flachspiegel	dielektrisch
HR (hochreflektierend)	flach / flach
R > 99%	
Konkav- spiegel	HR (hochreflektierend) r = 1000 mm / flach
R > 99%	
Konkav- spiegel	HR (hochreflektierend) r = 1400 mm / flach
R > 99%	
Konkav- spiegel	OC (Auskopplung) r = 1400 mm / flach
T 1,5...1,8%	

## 7. LIEFERUMFANG

Justierlaser mit Halterung	
- frequenzverdoppelter grüner Justierlaser	
0,2 / 1 mW	1
Optische Bank auf Tragschiene, 1500 mm	1
Blenden zur Laserjustierung	2
Reiter für optische Bank	3
Halter für D = 25,4 mm mit xy-Feineinstellung	2
Dielektrischer Laserspiegel für rotes Licht, HR flach / flach	1
Dielektrischer Laserspiegel für rotes Licht HR R = 1400 mm / flach	1
Dielektrischer Laserspiegel für rotes Licht OC R = 1400 mm / flach	1
Dielektrischer Laserspiegel für rotes Licht HR R = 1000 mm / flach	1
He-Ne-Laserröhre in verstellbarer Halterung	1
Netzgerät für He-Ne-Laser, 4 kV kontinuierlich / 12 kV Zündung, 4...10 mA	1
Anschlusskabel, 4 mm-Stecker, 32 A, grün-gelb, 2000 mm	1

## 8. ZUBEHÖR

Allgemein empfohlenes Zubehör:

Schutzbrille für He-Ne-Laser	08581.10
Gefahrenschild –LASER	06542.00
Schirm, 150 mm x 150 mm	09826.00
Reinigungsset für Laser	08582.00

Zubehör für Laserleistungsmessungen:

Photoelement, Silizium	08734.00
Digitalmultimeter	07128.00

Zubehör für fortgeschrittene Versuche:

Lyot-Platte mit Halter und Reiter	08656.10
Littrow-Prisma mit Halter und Reiter	08656.20
Fabry-Perot-Etalon mit Halter und Reiter	08656.30
He-Ne-Laser Experimentierset, Advanced Set bestehend aus Lyot-Platte, Littrow-Prisma und Fabry-Perot-Etalon	08656.02

## 9. HINWEISE ZUR KONFORMITÄT

Dieses Lasersystem besteht aus Elementarkomponenten. Diese Elementarkomponenten sind einzelne, passive oder aktive, elektrische oder elektronische Elemente und fallen nicht unter die EMV-Richtlinie. Sie sind nicht geprüft, verfügen über keine EU-Konformitätserklärung und auch nicht über ein CE-Zeichen.

Systemaufbauten und Aufbauten aus Experimentiersets müssen den Vorschriften der EMV-Richtlinie entsprechen. Eine Ausnahme besteht allerdings für solche **Systeme**, die - als reine Kombination mehrerer Komponenten - nur einzelne Komponenten enthalten, die nicht separat betrieben werden können, solange diese ausschließlich an **Forschungs- und Lehreinrichtungen** (Institute, Schulen, Universitäten) geliefert werden, da hier davon ausgegangen werden kann, dass die Experimente unter Aufsicht **qualifizierter (EMV-geschulter)** Personen und in entsprechenden technischen Räumen durchgeführt werden und dass alle notwendigen Maßnahmen (z.B. Abschirmung, kurze Verbindungskabel, kurze Betriebszeiten) ergriffen werden, damit die Funktion anderer Geräte, die sich außerhalb des technischen Raums oder in der unmittelbaren elektromagnetischen Nähe befinden, nicht beeinträchtigt wird.

## 10. GARANTIE

Wir gewähren für das von uns gelieferte Gerät innerhalb der EU eine Garantiezeit von 24 Monaten bzw. 12 Monate außerhalb der EU. Unter diese Garantie fallen weder normale Verschleißerscheinungen noch Schäden durch unsachgemäße Handhabung. Der Hersteller kann nur dann für die Funktion und die technischen Sicherheitsmerkmale des Geräts verantwortlich gemacht werden, wenn Wartungs- und Reparaturarbeiten sowie Veränderungen am Gerät ausschließlich vom Hersteller oder von Personen, die ausdrücklich vom Hersteller dafür autorisiert wurden, durchgeführt werden.

## 11. ENTSORGUNG

Die Verpackung besteht größtenteils aus umweltverträglichen Materialien, die zur Entsorgung einem örtlichen Recyclingunternehmen übergeben werden können.



Wenn Sie dieses Produkt nicht länger benötigen, entsorgen Sie es nicht über den Hausmüll. Bitte schicken Sie es für eine sachgerechte Entsorgung an die unten angegebene Adresse.

PHYWE Systeme GmbH & Co. KG  
Abteilung Kundendienst  
Robert-Bosch-Breite 10  
D-37079 Göttingen

Telefon +49 (0) 551 604-274  
Fax +49 (0) 551 604-246