

# **Praktikumsanleitung**

## **Versuch K2**

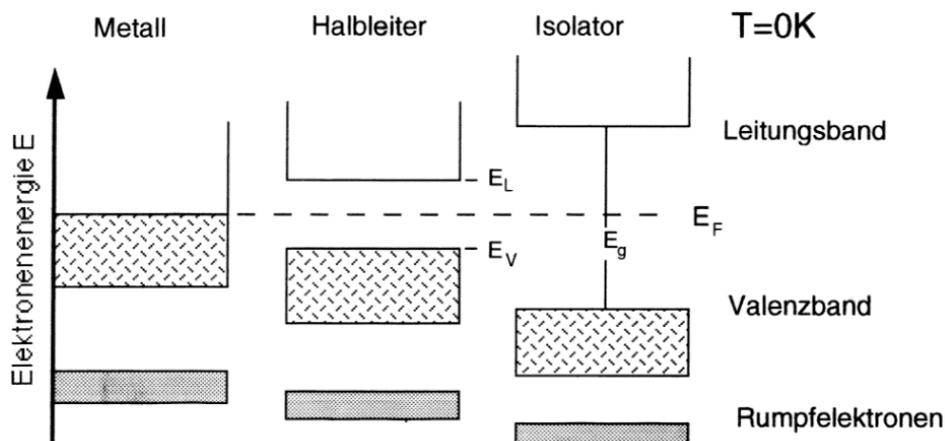
# **Lumineszenz**

**an**

# **Quantenpunkten**

# 1. Grundlagen

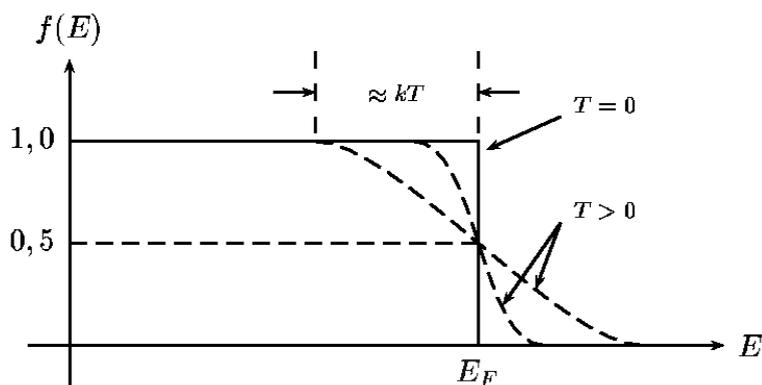
In dem folgenden Bild sind die typischen Bandstrukturen für Metalle, Halbleiter und Isolatoren bei der Temperatur  $T = 0\text{K}$  dargestellt.



Die **Fermi-Energie**  $E_F$  gibt hierbei den Energiewert an, bis zu dem bei  $T = 0\text{K}$  die erlaubten Zustände mit Elektronen besetzt sind. Sind die Bänder vollständig gefüllt, dann tragen die darin befindlichen Elektronen ebenso wenig zur elektrischen Leitfähigkeit bei wie ganz leere. Ein solches Material wäre demnach ein Isolator. Ist der Abstand zwischen der Oberkante des höchsten gefüllten Bandes (**Valenzbandkante**  $E_V$ ) und der Unterkante des niedrigsten Bandes (**Leitungsbandkante**  $E_L$ ) nicht zu groß, d.h. die Energielücke  $E_g < 5\text{eV}$ , so macht sich bei endlichen Temperaturen eine Temperaturverbreiterung bemerkbar und führt zu einer Aufweitung der **Fermi-Verteilung**  $f(E, T)$

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left\{\frac{E - \mu}{k \cdot T}\right\} + 1}$$

wobei  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die absolute Temperatur und  $\mu$  das chemische Potential (die Energie, bei der  $f(E, T)$  den Wert  $\frac{1}{2}$  annimmt) bezeichnen.



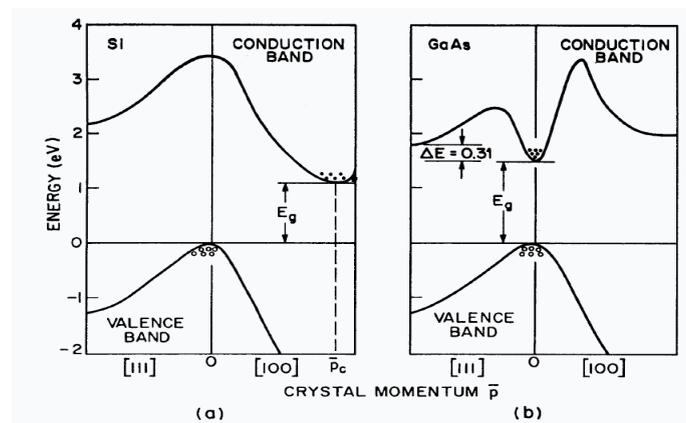
Damit befindet sich statistisch immer ein kleiner Bruchteil der Elektronen vom Valenzband im Leitungsband, d.h. bei endlichen Temperaturen sind Zustände im Leitungsband thermisch besetzt. Sowohl diese Elektronen als auch die im Valenzband entstandenen Löcher können nun zum elektrischen Strom beitragen. In diesem Falle spricht man von einem Halbleiter, dessen elektrischer Widerstand mit zunehmender Temperatur sinkt (im Gegensatz zu Metallen).

Optische Übergänge sind in der Regel **Interband-Übergänge**, oder **Band-Band-Übergänge**. Diese Übergänge führen dabei von einem besetzten zu einem unbesetzten Niveau. Bei optischer Absorption handelt es sich meist um Übergänge von einem Zustand aus dem Valenzband zu einem im Leitungsband. Bei der **Emission** von Photonen (man spricht von dem Prozess der **Rekombination**) finden wir zumeist Übergänge von Zuständen aus dem Leitungsband zu denen im Valenzband. Diese Emission von Licht nennt man **Photolumineszenz**.

Bei Halbleitern und Isolatoren setzt diese Emission bzw. Absorption erst bei einer bestimmten Energie ein, da ja mindestens die Energie der Bandlücke  $E_g$  aufgebracht werden muss. Dies führt dazu, dass der Kristall unterhalb dieser Energie durchsichtig ist (man spricht von einer **Absorptionskante**).

**Intrabandübergänge** (das sind Übergänge innerhalb eines Energiebandes) sind mit Beteiligung von **Phononen** (die Quasiteilchen der Gitterschwingungen) meist strahlungslos möglich, d.h. diese Übergänge lassen sich nicht bei der **Photolumineszenzspektroskopie** beobachten.

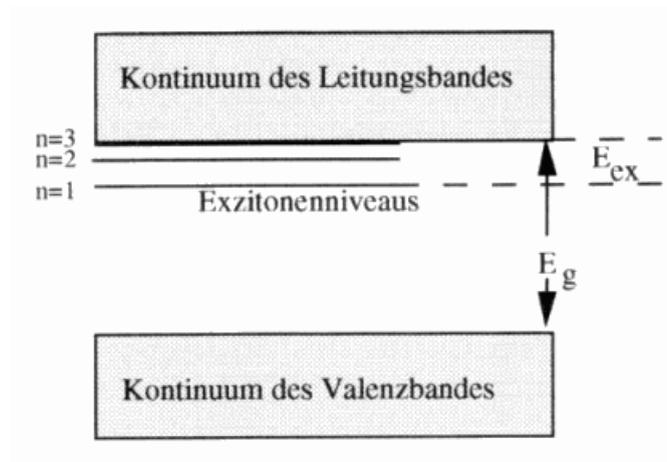
Dabei handelt es sich im Prinzip um die Umkehrung eines optischen Absorptionsexperiments: Der Halbleiterkristall wird mit monochromatischem Licht einer Photonenenergie oberhalb der Bandkante ( $\hbar\omega > E_g$ ) bestrahlt. Durch die Absorption in dem Material werden heiße Elektronen und Löcher erzeugt, die durch Phononenwechselwirkung und Elektron-Elektron-Wechselwirkung sehr schnell auf die niedrigsten Zustände innerhalb des Bandes relaxieren (also Elektronen auf die untere Bandkante des Leitungsbandes, Löcher auf die obersten Zustände des Valenzbandes). Nun kann infolge der anziehenden, elektrostatischen Wechselwirkung ein gebundener Zustand eines Elektrons mit einem Loch entstehen: Ein **Exziton**, d.h. ein **Elektron-Loch-Paar**. Die Lebensdauer dieses Komplexes beträgt angesichts der schnellen Relaxationszeiten (wenige ps) fast eine Ewigkeit (ca. 1ns). Im Falle von **direkten Halbleitern** (Bei einem direkten Halbleiter wird der minimale Abstand von Valenzbandkante und Leitungsbandkante an der gleichen Stelle der Brillouin Zone eingenommen, bei **indirekten Halbleitern** an verschiedenen Stellen - siehe Bild) ist die Rekombination der Exzitonen mit einer starken Lumineszenzstrahlung verbunden.



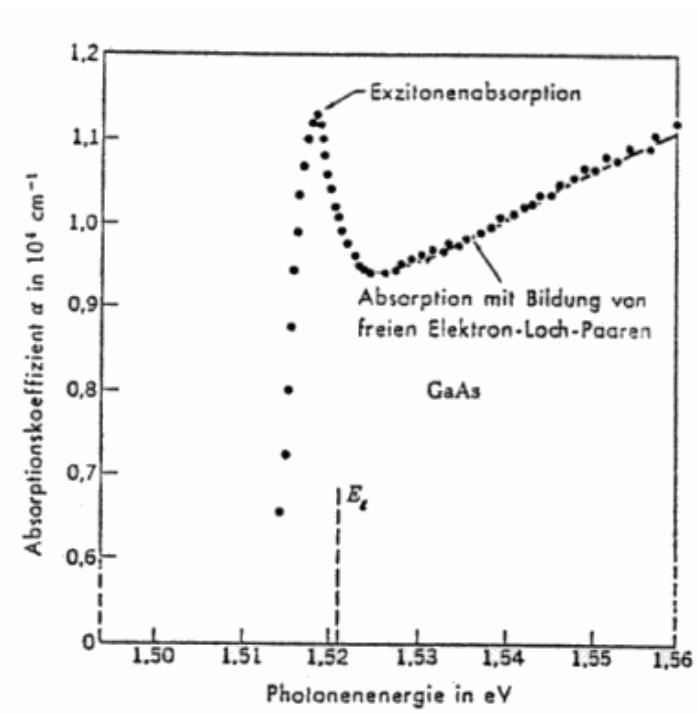
Die Energie dieser Strahlung entspricht genau der Energielücke des Halbleiters minus der Bindungsenergie des Exzitons. Diese **Exzitonенbindungсnergie** ist der Bindung eines Elektrons an ein Proton im Wasserstoffatom ähnlich. Allerdings muss man berücksichtigen, dass die Wechselwirkung der beiden geladenen Teilchen durch den Kristall mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  abgeschirmt wird; man muss im Kristall die Massen der Bindungspartner entsprechend korrigieren. Diese **Effektive Masse** enthält die Korrekturen für die Bewegung eines Elektrons oder Loches im Halbleiterkristall. Die Rechnungen können nun wie für freie Teilchen durchgeführt werden. Somit ergibt sich für einen dreidimensionalen unendlich ausgedehnten Kristall als Exzitonенbindungсnergie im Grundzustand (also  $n = 1$ ):

$$E_{\text{Exziton}} = \frac{m^* \cdot e^4}{8 \cdot \epsilon^2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot h^2}$$

In der nachfolgenden Abbildung sieht man schematisch die Exzitonenniveaus.



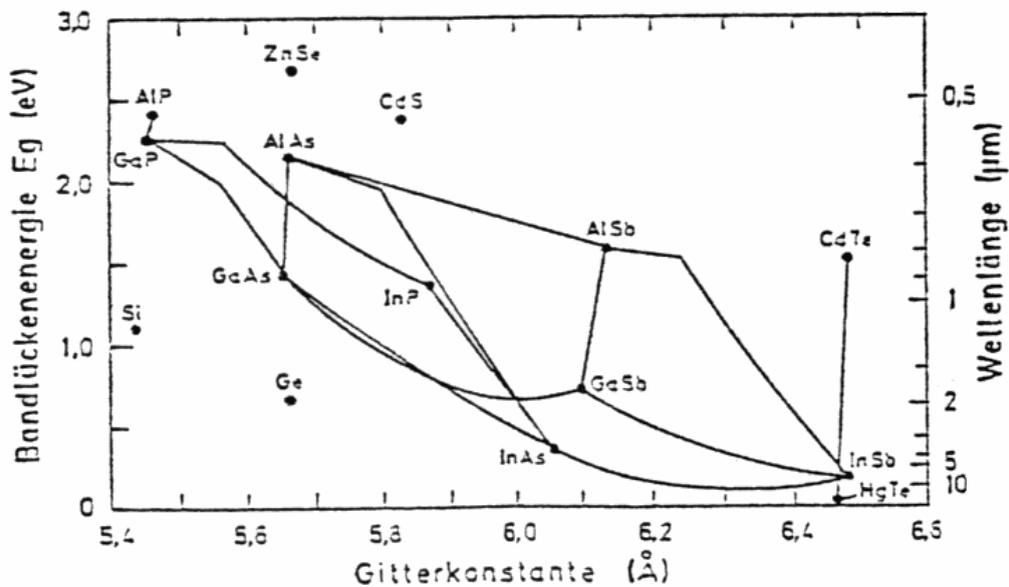
Exzitonenniveaus



Auswirkung eines Exzitonenniveaus auf die optische Absorption des Halbleiters GaAs bei 21K (Kittel, 1980).

## 2. Halbleiterheterostrukturen

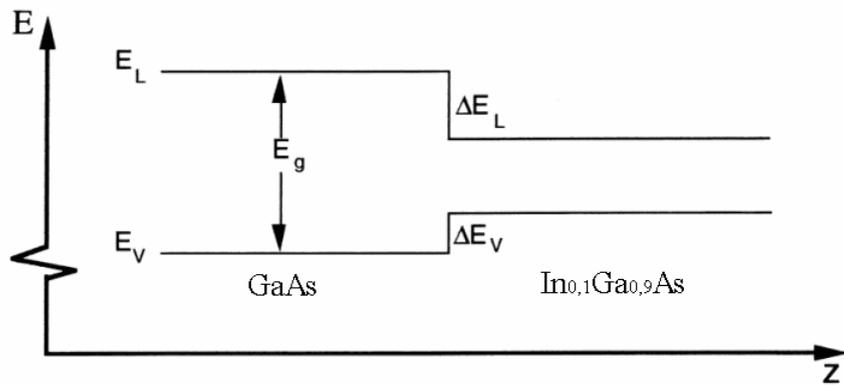
Mittels moderner **Epitaxiemethoden** für Halbleiterschichten wie Molekularstrahlepitaxie (MBE) oder metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOCVD) ist es heute möglich, verschiedene Halbleiter mit unterschiedlichen elektronischen Eigenschaften, insbesondere unterschiedlicher Bandlücke, aufeinander monokristallin abzuscheiden. Besonders für Bauelemente aus III-V Halbleitern (III-V-Halbleiter bestehen aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems) wie GaAs, InAs, InP u.ä. spielen solche Schichtstrukturen heute eine große Rolle (z.B. als Halbleiterlaser für CD-Spieler, Telekommunikation, usw.). Hierbei ist weiterhin von Bedeutung, dass mit diesem Epitaxieverfahren auch ternäre Legierungen des Typs  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  erzeugt werden können, deren Bandlücke dann zwischen denen der entsprechenden binären Verbindungen liegen. Für die wichtigsten binären Halbleiter und Elementhalbleiter sind in folgender Abbildung die Bandlückenenergien bei 300K gegen den Gitterabstand aufgetragen.



(Ibach Lüth, 1988)

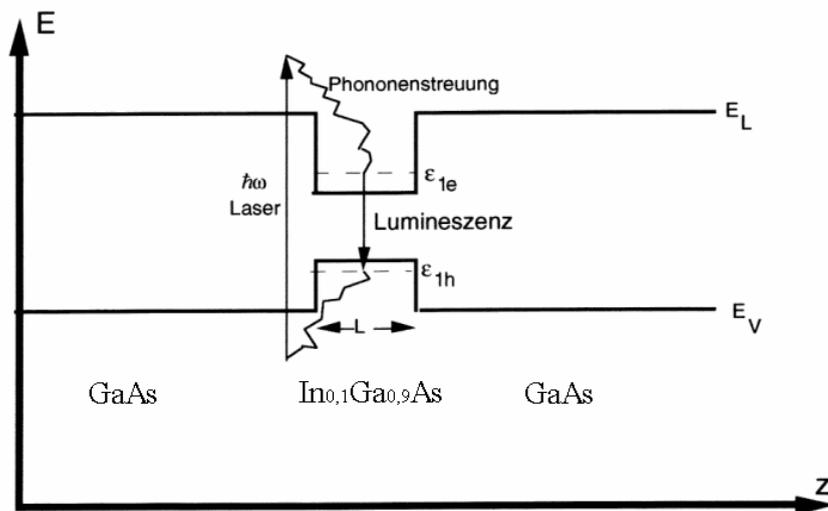
Diese Auftragung ist deshalb von besonderem Interesse, weil erwartungsgemäß solche Halbleiter besonders gut und störungsfrei epitaktisch aufeinander aufwachsen, bei denen der Gitterabstand gut übereinstimmt. Bei großen Unterschieden in der Gitterkonstante können große Gitterspannungen auftreten, so dass es zu Versetzungen bzw. Kristallfehlern kommt. Aber auch geringe Unterschiede in der Gitterkonstante können zu Verspannungen und damit zu Potentialveränderungen führen. Aus obiger Abbildung lässt sich auch entnehmen, wie sich sowohl Bandlücke als auch Gitterabstand ändern, wenn man bei der Epitaxie eine ternäre Komposition zwischen je zwei binären Halbleitern einstellt.

Die Kombination verschiedener epitaktisch aufgewachsener Halbleiter nennt man eine **Halbleiterheterostruktur**. Die Schärfe des Übergangs kann bei geeignetem Epitaxieverfahren (MBE, MOVPE) im Bereich von einer Atomlage liegen. Dies bedeutet, dass sich die Bandlücke innerhalb von wenigen Å, also über Distanzen von atomaren Dimensionen ändert. Man erhält somit folgende Situation:



Dabei ist die wichtigste materialabhängige Kenngröße einer Heterostruktur die **Leitungsband- bzw. Valenzbanddiskontinuität**  $\Delta E_L$  bzw.  $\Delta E_V$ . Im (verspannt gewachsenen) Materialsystem GaAs/ $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  beträgt das Verhältnis  $\Delta E_L/\Delta E_V \approx 60/40$ .

Wächst man nun verschiedene Materialien wie in untenstehender Abbildung aufeinander auf, so ergibt sich die Bandstruktur eines sogenannten „Quantentopfes“ (**Quantum Well**):



Erzeugt man nun z.B. durch geeignete Lichtanregung freie Elektronen (bzw. Löcher), so relaxieren die Ladungsträger mit Hilfe von Phononenstreuung nichtstrahlend sehr schnell (typisch  $10^{-11}$  s) in den energetisch günstigsten, erlaubten Zustand, der sich im Quantum Well befindet. Aus diesem Zustand rekombinieren die Elektronen und Löcher, indem sie die dabei freiwerdende Energie als Photon abgeben.

Für Elektronen, die sich in Zuständen in einem solchen Quantentopf befinden, werden quantenmechanische Effekte relevant, wenn die Breite  $L$  des Quantentopfs klein genug ist. Es lässt sich recht leicht zeigen, dass  $L$  etwa die Größe der de-Broglie-Wellenlänge besitzen muss, um quantisierte Zustände einzunehmen (analoge Betrachtungen kann man für die Löcher im Valenzband anstellen). Diese sogenannte  $z$ -Quantisierung wird unmittelbar klar, wenn man die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung für ein Kristallelektron betrachtet, das wie in folgender Abbildung in einer Richtung ( $z$ -Achse) regelrecht „eingesperrt“ ist, während senkrecht dazu fast freie Beweglichkeit gegeben ist.

### 3. Halbleiterepitaxie

Heutzutage benötigt man häufig, besonders in der modernen Halbleiterphysik und in der Bauelementtechnologie, dünne einkristalline Schichten. Um Phänomene wie z.B. den Quanten-Hall-Effekt zu untersuchen, sind Mehrschichtsysteme wie die Vielfachsysteme von AlGaAs-Schichten auf GaAs von besonderem Interesse. Damit lassen sich inzwischen Halbleiterlaser (z.B. Quantum Well Laser) und schnelle Transistoren wie die High Electron Mobility Transistoren (HEMT) herstellen. Um derartige Halbleiterschichtstrukturen zu erzeugen, verwendet man

Epitaxieverfahren. Diese Verfahren ermöglichen eine sehr genaue Abscheidung bis hin zu atomaren Bereichen. Heute werden vor allem drei Verfahren zum einkristallinen Aufbringen von Kristallschichten auf einen Träger (=Substrat) verwendet:

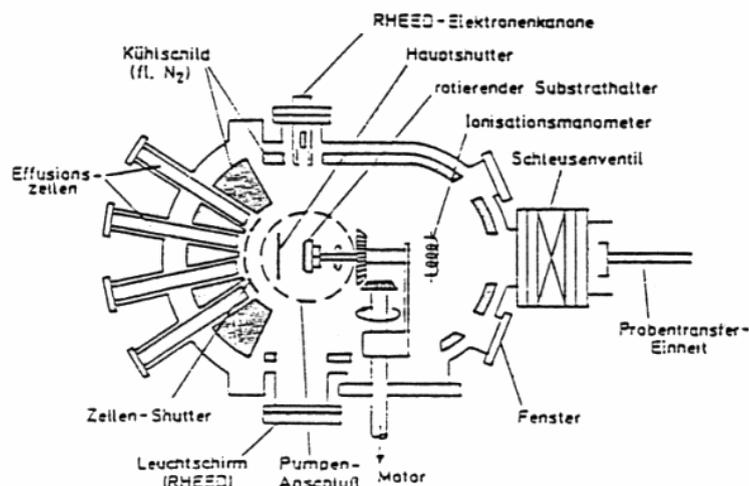
die **Molekularstrahlepitaxie** (molecular beam epitaxy = MBE)

die **metallorganische Gasphasenepitaxie** (metalorganic chemical vapour deposition = MOCVD).

die **metallorganische Molekularstrahlepitaxie** (MOMBE) bzw. CBE (chemical beam epitaxy)

Die MBE besteht prinzipiell im Verdampfen von Materialien wie Indium, Gallium und Arsen und deren Aufbringen auf Substrate, z.B. GaAs. Damit man keine ungewollten Störstellen mit einbringt, befindet sich die ganze Anlage im Ultrahochvakuum (UHV) mit Ausgangsdrücken im Bereich von  $10^{-8}$  Pa. Solche UHV-Kammern sind Edelstahlgefäße, in denen diese extrem niedrigen Drücke mit freien Weglängen der Gasmoleküle in der Größenordnung von Metern durch Ionen-Getterpumpen oder Turbomolekularpumpen erzeugt und aufrechterhalten werden. Die Ionen-Getterpumpe ionisiert die Restgasatome durch hohe elektrische Felder und chemisorbiert („gettert“) diese an die entsprechenden elektrisch geladenen Elektroden durch aktive Metallfilme wie Titan. Bei Turbomolekularpumpen erreicht man die Pumpwirkung durch den Impulsaustausch von Restgasmolekülen mit schnell rotierenden Turbinenrädern. Um den Restgasanteil noch weiter herabzusetzen, ist die UHV-Kammer im Innern mit einem Stickstoff gekühlten Kryoschild ausgestattet, so dass die Fremdatome und Moleküle „ausfrieren“.

Etwa in der Mitte der UHV-Kammer befindet sich das Substratmaterial, z.B. ein GaAs-Wafer, der auf einem rotierenden Substrathalter aufgeklemt ist, um ein homogeneres Wachsen zu ermöglichen. Damit die ankommenden Atome bzw. Moleküle nicht dort, wo sie auf das Substrat treffen, sofort haften bleiben, wird das Substrat während des Wachstumsvorgangs auf Temperaturen zwischen 500 bis 600 °C geheizt. Damit wird auf der Substratoberfläche eine genügend große Oberflächenbeweglichkeit für die auftreffenden Atome bzw. Moleküle erzielt, so dass sie sich homogen über die ganze Substratfläche hin anordnen und einkristallin aufwachsen. Diese Atome und Moleküle für den wachsenden Kristall werden aus sogenannten Effusionszellen geliefert. In diesen werden die Ausgangsmaterialien, z.B. festes Ga und As bei der GaAs-Epitaxie, durch elektrisches Heizen aus Bornitrid-Tiegeln verdampft, wobei die Wachstumsgeschwindigkeit der Epitaxieschicht vom Teilchenfluss aus der Effusionszelle, d.h. von der Tiegeltemperatur abhängt. Die so entstandenen Atom- bzw. Molekularstrahlen werden durch das Schließen und Öffnen mechanisch betriebener Klappen, den sogenannten Shuttern, aus- und eingeschaltet. Die diffizile Steuerung dieser Shutter-Öffnungs- und Schließungszeiten sowie die der Tiegeltemperaturen wird oft von einem externen Rechner geleistet. Nur so ist eine wohldefinierte Schichtenfolge wie bei einem Kompensationsübergitter und Dotierungsübergitter mit atomarer Schärfe gewährleistet. Diese Kontrolle durch Rechnerprogramme ist insbesondere dann erforderlich, wenn man eine ternäre oder quaternäre Legierung mit fester Zusammensetzung aufwachsen lassen will.



Schema einer UHV-Kammer für Molekularstrahlepitaxie (MBE) von III-V Halbleiterschichten (Ibach Luth, 1988)

Die Homoepitaxie von GaAs-Schichten auf GaAs erfordert dagegen keine besonders genaue Steuerung der Molekularstrahlflüsse, da hier die Natur zu Hilfe kommt. Das Wachstum von GaAs wird durch die Ga-Auftreffrate begrenzt, denn bei einer entsprechenden Wachstumstemperatur ist der Haftkoeffizient für As bei Ga-Überschuss nahe eins und bei Ga-Mangel nahe null. Also erreicht man GaAs-Epitaxie optimal bei As-Überschuss. Weiter ist von Bedeutung, dass der As-Molekularstrahl beim Verdampfen von festem As im Wesentlichen aus As<sub>4</sub>-Molekülen besteht, die erst vor dem Einbau in die wachsende Schicht durch die thermische Energie der heißen Sub-

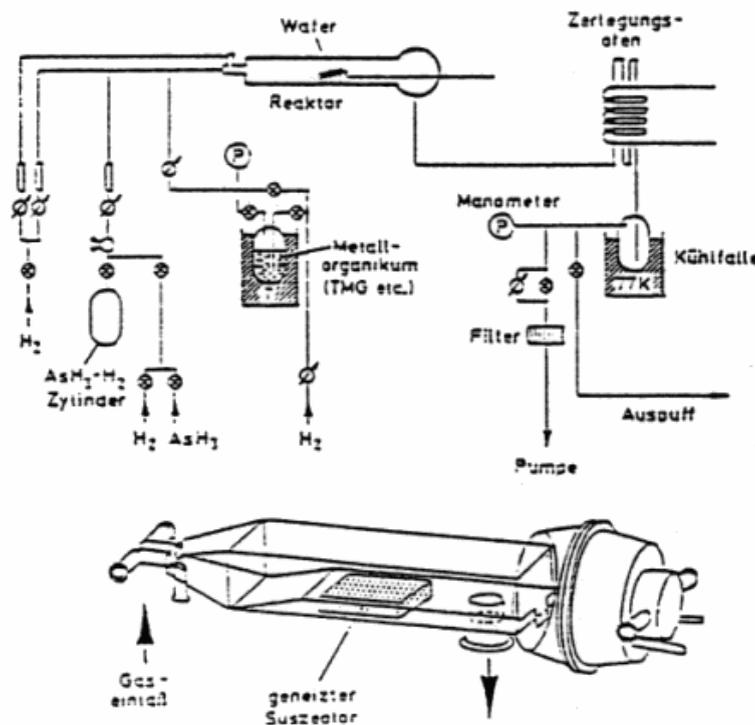
stratoberfläche in atomares As aufgespaltet werden müssen.

Will man den wachsenden Kristall dotieren, so wird in der III-V-MBE meist Si für n- und Be für p-Dotierung ebenfalls aus Effusionszellen verdampft. Das Öffnen und Schließen der dazugehörigen Shutter ermöglicht das gezielte Einbauen dieser Störstellen.

In der MBE-Anlage ist üblicherweise eine Elektronenkanone und ein Fluoreszenzschirm zur Beobachtung von Elektronenbeugungsbildern (Reflection High Energy Electron Diffraction, RHEED) eingebaut. Diese Beugungsbilder geben über die kristallographische Struktur der gewachsenen Oberfläche Auskunft. Außerdem befindet sich eine Ionisationsmanometerröhre in der UHV-Kammer, so dass man zum einen den Kammerdruck und zum anderen auch den jeweiligen Fluss der Molekularstrahlen messen kann.

Die MBE hat als entscheidenden Vorteil gegenüber den Epitaxieverfahren, die bei höheren Drücken arbeiten, dass die Umschaltzeiten zwischen den verschiedenen Quellen aus den Effusionszellen schnell sind und somit die Möglichkeit besteht, atomar scharfe Dotierungs- und Kompositionsübergitter auf einfache Weise zu erzeugen. Eine typische Wachstumsrate ist 0,3 nm/s, das entspricht dem Wachstum etwa einer Monolage in einer Sekunde. Darum sollten die Schaltzeiten zwischen den verschiedenen Quellen deutlich unter einer Sekunde liegen. Ein Nachteil der MBE liegt darin, dass man diese niedrigen Drücke benötigt, die die Anlage teuer und eventuell stör-anfällig machen.

Ein weiteres wichtiges Epitaxieverfahren ist die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOCVD). Das Prinzip des MOCVD Prozesses besteht darin, dass man die gasförmigen Materialien (bei der Epitaxie von GaAs verwendet man in der Regel  $\text{AsH}_3$  und das metallorganische Gas Trimethylgallium = TMG) über Gasflussregler in den aus Quarz bestehenden Reaktor leitet. Außer den eigentlichen Quellen für das Wachstum des Grundmaterials werden natürlich Gaszuführleitungen benötigt, um ternäre Legierungen zu wachsen und zu dotieren. Dabei wird Wasserstoff oft als Trägergas für z.B. TMG verwendet und zum Spülen der gesamten Anlage benutzt. Im Reaktor befindet sich der zu beschichtende Wafer, der auf dem Quarzsuszeptor sitzt. Beim Vorbeiströmen der Gase diffundieren die Reaktionskomponenten zur geheizten Oberfläche. Sowohl durch Stöße in der Gasphase als auch an der Oberfläche geschehen die Zersetzungsreaktionen. Nachdem die gewünschten Oberflächenreaktionen erfolgt sind, werden die unerwünschten Reaktionsprodukte wieder durch Diffusion von der Oberfläche weg in den abfließenden Gasstrom transportiert. Die bei der Reaktion nicht verbrauchten Komponenten, bzw. die Reaktionsprodukte, werden am Ende des Reaktors abgepumpt, wobei ein Zerlegungssofen die gefährlichen überschüssigen Gase zerlegt.



Schema einer Epitaxie-Apparatur zur metallorganischen Abscheidung (MOCVD) von III-V Halbleiterschichten. Oben die Gesamtübersicht, unten der Reaktor aus Quarzglas (Ibach Lüth, 1988)

Die Vorteile der MOCVD liegen darin, dass man bei Normaldrücken arbeiten kann und die Wachstumsrate um 10 höher liegt als bei der MBE. Jedoch kann man keine so scharfen Heteroübergänge wachsen lassen.

Durch das Betreiben des Reaktors mit niedrigen Drücken (Niedrigdruck MOCVD) und durch besondere Ventilkonstruktionen, so dass man zu kurzen Umschaltzeiten kommt, kann man heute atomar scharfe Heterostrukturen wachsen lassen.

Die dritte moderne Epitaxiemethode ist die metallorganische MBE (MOMBE) oder auch manchmal CBE (chemical beam epitaxy) genannt. Wie in der MBE befindet sich die Anlage im UHV. Als Quellenmaterialien werden hier Gase verwendet, die über Leitungen und gesteuerte Ventile von außen in den Reaktor geführt werden, wobei speziell konstruierte Einlasssysteme (Kapillaren) den Molekularstrahl formen und diesen auf die zu beschichtende Substratfläche richten. Hierbei muss das Gas in der Einlasskapillare thermisch vorzerlegt werden, da dies oberhalb der heißen Substratoberfläche nicht durch Stöße im Gasraum wegen des verschwindend kleinen Hintergrunddruckes geschieht.

## 4. Quantenpunkte

Halbleiterheterostrukturen ziehen seit einiger Zeit große Aufmerksamkeit auf sich, da sie das Studium von Quanteneffekten in niedrigdimensionalen Systemen erlauben. Insbesondere nulldimensionale Systeme ermöglichen das Lokalisieren von Elektronen und Löchern an definierten Orten. Mit sog. Quantenpunkten (Quantendots, QDs) werden diese nulldimensionalen Systeme verwirklicht. Durch eingestrahlte Energie werden Exzitonen im HL erzeugt, die sich energetisch bedingt in den QDs sammeln. Sie rekombinieren unter Aussendung von Photolumineszenzlicht definierter Wellenlänge und geben dabei Informationen über die diskrete Struktur der Energieniveaus der QDs frei.

### 4.1. Herstellung der Quantenpunkte

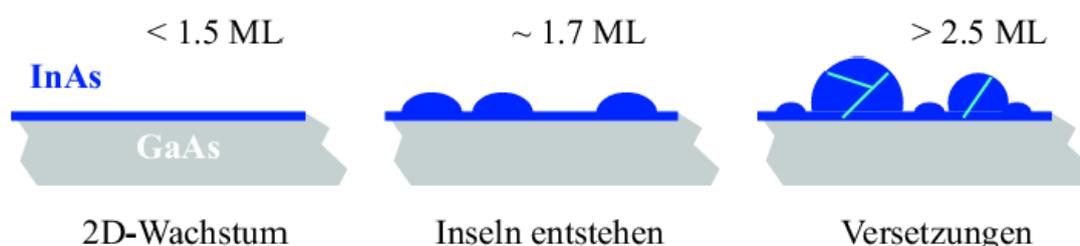
Wächst man auf eine einkristalline Schicht eine zweite mit gering verschiedener Gitterkonstante auf, so treten Verspannungen auf. Je nach Materialsystem sind dabei unterschiedliche Wachstumsmodi möglich.

Bei der Heteroepitaxie unterschiedlicher Materialien aufeinander bestimmt die Relation der verschiedenen Grenzflächen- und Oberflächenenthalpien zueinander, wie das Wachstum verläuft:

$$\Delta \sigma = \sigma_E + \sigma_G - \sigma_U$$

Hierbei stehen die  $\sigma_E$ ,  $\sigma_G$  und  $\sigma_U$  für die spezifischen freien Oberflächenenthalpien der Epitaxieschicht (E) und der Unterlage (U) sowie der Grenzflächenenthalpie (G) für den Übergang der Unterlage zur Schicht.  $\sigma_G$  beinhaltet im wesentlichen die Verspannungsenergie. Je nach Vorzeichen von  $\Delta \sigma$  kann zwischen drei Wachstumsmodi unterschieden werden:

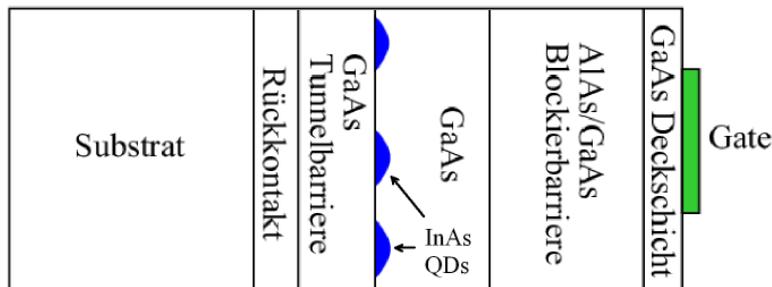
- Der **Frank-van-der-Merwe-Modus**, der pseudomorphem Schichtwachstum entspricht. Hier dominiert  $\sigma_U$  und die neue Schicht wächst ideal benetzend auf. Bei unterschiedlicher Gitterkonstante tritt pseudomorphe Verspannung auf.
- Der **Volmer-Weber-Modus**: Bei Dominanz der Oberflächenenthalpie der Epitaxieschicht  $\sigma_E$  und/oder der Grenzflächenenthalpie  $\sigma_G$  findet praktisch keine Benetzung statt, sondern es setzt sofort dreidimensionales Wachstum an vielen Keimen ein.
- Der **Stranski-Krastanow-Modus**: Das Wachstum beginnt zunächst wie beim Frank-van-der-Merwe-Modus vollständig benetzend, da  $\sigma_U$  dominiert. Mit zunehmender Dicke der verspannten Epitaxieschicht wächst allerdings die Grenzflächenenthalpie  $\sigma_G$  an. Dies kann bei Erreichen einer kritischen Schichtdicke  $h_{SK}$  zum Vorzeichenwechsel bei  $\Delta \sigma$  führen, das Wachstum schlägt nach wenigen Monolagen in dreidimensionales Wachstum um.



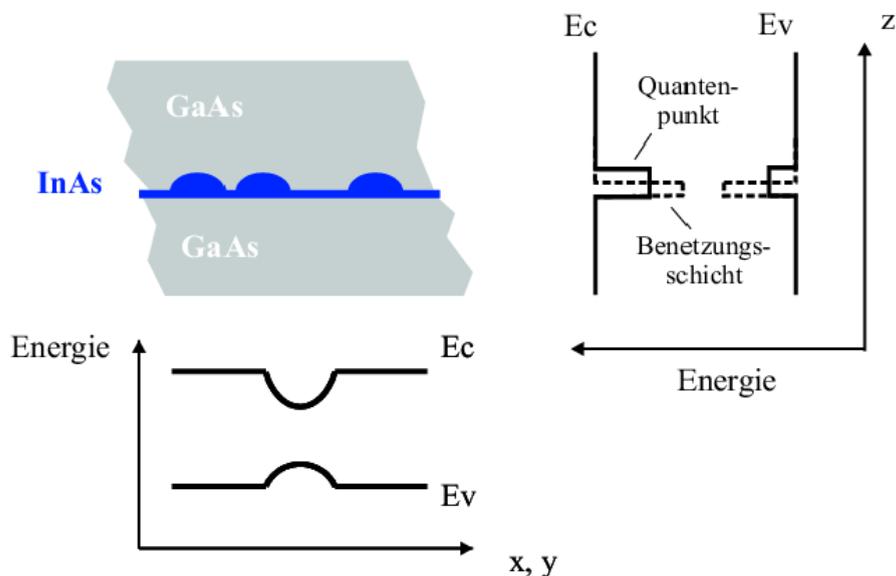
Das Stranski-Krastanov-Wachstum auf HL ist eine oft genutzte Methode, um QDs herzustellen. In diesem Versuch wird ein System benutzt, bei dem InAs-Inseln auf GaAs-Schichten aufgewachsen wurden.

Die Probe, die im Praktikum verwendet wird, wurde am UC Santa Barbara von A. Badolato hergestellt und uns dankenswerterweise zur Verfügung gestellt. Sie besteht aus folgenden Schichten:

- Substrat: (100) GaAs Wafer + 2000 nm aufgewachsenes GaAs
- Rückkontakt: 20 nm n+ dotiertes GaAs
- Tunnelbarriere: 25 nm GaAs
- Quantenpunkte: 2 nm InAs
- Deckschicht: 25 nm GaAs
- Tunnelbarriere: Übergitter aus 29 mal abwechselnd AlAs und GaAs, jeweils 2nm
- Deckschicht: 4 nm GaAs
- Gate: 5 nm NiCr

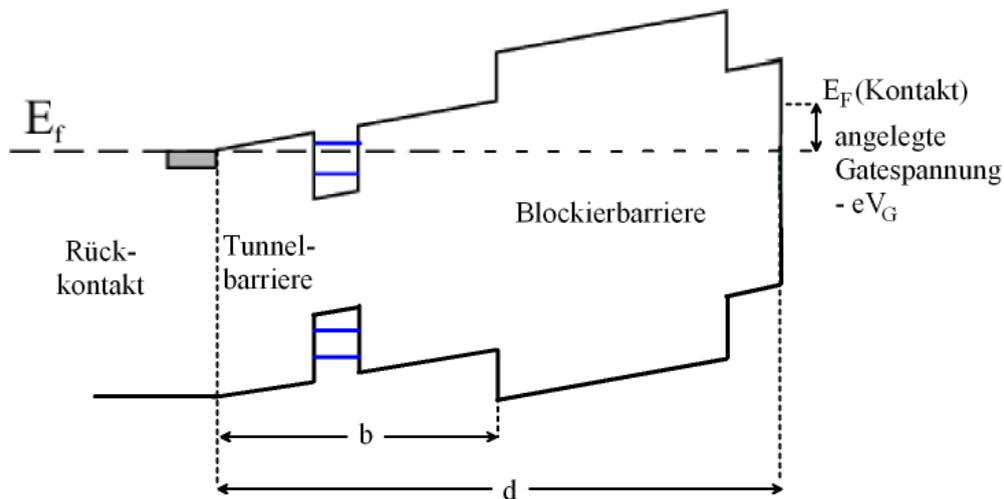


Die Dicke, ab der die QDs entstehen, beträgt beispielsweise bei InP auf GaAs ca. 2 Monolagen (ML). Sie sind dabei regellos über der Oberfläche verteilt. Ihre Dichte kann man z.B. mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM) oder mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) messen und findet Werte um  $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Dabei betragen die durchschnittlichen Werte ca. 2 nm für Höhe und ca. 40 nm für den Durchmesser. Die QDs bilden durch ihre elektrischen Eigenschaften nulldimensionale Einschlusspotentiale für geladene Teilchen. Das Niveauschema eines solchen Gebildes ist daher ziemlich ähnlich dem eines Atoms und soll in diesem Versuch vermessen werden. Zwischen den Inseln bleibt eine dünne Schicht übrig, die sogenannte Benetzungsschicht (Wetting Layer).



## 4.2. Potentialverlauf

Der Bandkantenverlauf der verwendeten Probe ist in folgender Graphik dargestellt:



Die Leitungsbandkante von InAs liegt energetisch niedriger als die von GaAs. Umgekehrt verhalten sich die Valenzbandkanten. Dadurch ist die Bandlücke von InAs im Vergleich etwas enger als die von GaAs. In dem daraus entstehenden Quantentopf („quantum well“, QW) relaxieren Exzitonen (siehe unten) aufgrund des dort reduzierten Potentials. Die Strecke  $d$  bezeichnet einen Hebelarm, dessen rechtes Ende mit einer angelegten Gatespannung, ähnlich seinem mechanischen Pendant, auf und ab bewegbar ist. Mit der Gatespannung wird eine energetische Verschiebung der QDs erreicht, so dass man die jeweiligen Elektronenniveaus über oder unter die Fermienergie ziehen kann. Dies erlaubt die definierte Befüllung der verschiedenen Energieniveaus.

## 4.3. Eigenzustände im Quantenpunkt

Um die Elektronen- und Löcher-Zustände in dem 0-dimensional einschließenden Potential eines Quantenpunktes zu berechnen, werden folgende Vereinfachungen angenommen:

- Aufgrund ihrer Geometrie können die Quantenpunkte als zweidimensional erachtet werden. Das Verhältnis Höhe zu lateraler Ausdehnung beträgt  $2 \text{ nm} / 40 \text{ nm}$ . Daher kann man in der sogenannten adiabatischen Näherung die Wellenfunktionen entsprechend separieren.
- Der Potentialverlauf in  $xy$ -Richtung kann durch eine Parabel angenähert werden.
- Dot-Dot Wechselwirkungen können vernachlässigt werden. Dies kann damit begründet werden, dass der Abstand der Dots bei einer typischen Dichte von  $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  durchschnittlich  $100 \text{ nm}$  beträgt.

Man kann also die Wellenfunktionen der  $z$ -Richtung von denen der  $xy$ -Richtung separieren, und gelangt mit obigen Näherungen für das laterale Potential auf den Hamiltonoperator für den harmonischen Oszillator:

$$H = (p_x^2 + m^* \omega^2 \cdot q_x^2) / (2m^*) + (p_y^2 + m^* \omega^2 \cdot q_y^2) / (2m^*)$$

Für ein drehsymmetrisches Potential kann der Drehimpulsoperator

$$L_z \equiv 1/\hbar (q_x p_y - q_y p_x)$$

definiert werden, der zusammen mit  $H$  einen vollständigen Satz von kommutierenden Observablen bildet. Die Lösung dieses Problems führt auf die Eigenzustände  $\psi_{nm}$  mit den Eigenwerten  $n=0,1,2,\dots$ , und  $m=-n,-n+2,\dots,n$ .

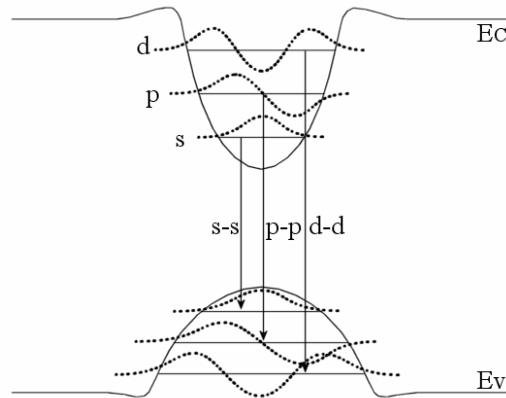
Die Eigenfunktion für ein Elektron im  $s$ -Zustand  $\psi_{00}$  beispielsweise lautet in der Ortsdarstellung:

$$\psi_{00}(\mathbf{r}) = (\pi l_e)^{-1/2} \exp(-\mathbf{r}^2 / (2 l_e^2)) \quad ,$$

wobei  $l_e$  und  $l_h$  sog. effektive Längen für die Elektronen und die Löcher sind.

Wichtig dabei ist, dass sich für die Eigenfunktionen Auswahlregeln ergeben: Der Übergang von einem Elektron zu einem Lochzustand ist nur für gleiche Hauptquantenzahl  $n$  möglich, d.h. nur Übergänge von einem  $s$ - zu einem  $s$ -Zustand,  $p$ - $p$  usw. Im optischen Spektrum sieht man also nur diese Übergänge, andere ( $s$ - $p$ ,  $p$ - $d$ , o.ä.) sind unterdrückt. Die Strahlung wird isotrop abgegeben, da er sich praktisch an der Oberfläche der Struktur befindet.

Sie sollen in den aufgenommenen Spektren diese Übergänge identifizieren und die entsprechenden Übergangsenergien angeben.



#### 4.4. Entstehung der Photolumineszenz

Wird die Probe mit Licht bestrahlt, das energiereicher als die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband ist, dann werden im Leitungsband Elektronen erzeugt, die im Valenzband Löcher hinterlassen. Das so entstehende aneinander gebundene Elektron-Loch-Paar bezeichnet man als Exziton. Durch Phononenstöße verliert dieses an Energie und relaxiert in das niedrigste erreichbare Niveau. Wenn das Elektron nach der Lebensdauer des Exzitons wieder mit dem zugehörigen Loch rekombiniert, sendet es Photolumineszenz mit der Energie aus, mit der das Elektron über die Bandlücke mit dem Loch gebunden war.

#### 4.5. Bindungsenergie eines Exzitons

In diesem Kapitel wird ein Ausdruck für das Ionisationsfeld  $\vec{E}_i$ , welches ein Elektron-Loch-Paar auseinander treibt, bestimmt. Man kann auch von der exzitonischen Bindungsenergie sprechen, mit der Elektron und Loch aneinander gebunden sind.

Ein zwischen Gate und Rückkontakt („backgate“) angelegtes elektrisches Feld wird ein Exziton zerreißen, wenn dieses größer ist als das zwischen dem Elektron und dem Loch wirkende attraktive Feld  $|\vec{E}_{\text{ext}}| = V_G / d$ . Die Elektronen und Löcher tunneln dann in die jeweilige Gateelektrode und ergeben einen fließenden Leckstrom. Man darf aber nicht außer acht lassen, dass sich Löcher vor der Blockierbarriere ansammeln und somit ein elektrisches Gegenfeld ausbilden. Im Falle eines im Vergleich zu  $\vec{E}_i$  kleinen äußeren Feldes können die Elektronen und Löcher in die Potentialmulden der QDs relaxieren und rekombinieren. Für das im HL wirkende Feld  $\vec{E}$  machen wir den Ansatz:

$$\vec{E}_z = \left( \frac{V_G}{d} + E_{\text{int}} \right) \vec{e}_z$$

wobei  $V_G$  die zwischen Gate und Rückkontakt von außen angelegte Gatespannung und  $E_{\text{int}}$  das im HL intrinsische, auf der Ebene der QD-Schicht wirkende elektrische Feld ist. Dabei ist:

$$E_{\text{int}} = -\frac{\Phi_{\text{pinning}}}{d} + E_{\text{hv}} = -\frac{\Phi_{\text{pinning}}}{d} + \frac{V_{\text{hv}}}{b}$$

wobei  $\Phi_{\text{pinning}}$  das an die Energie der Bandlücke ( $E_g$ ) geheftete Potential und  $V_{\text{hv}}$  das Gegenpotential, hervorgerufen von den durch Photoneneinstrahlung erzeugten und an der Tunnelbarriere gespeicherten Löchern, ist. Die Länge  $b$  entspricht der Distanz zwischen Rückkontakt und Blockierbarriere an der die Spannung  $V_{\text{hv}}$  abfällt. Der Term  $V_{\text{hv}} / b$  kann für geringe Anregungsleistungen (im Versuch) vernachlässigt werden.

Weiterhin benutzen wir die Beziehung:

$$e \cdot \Phi_{\text{pinning}} = \beta \frac{E_g}{2}$$

wobei der Parameter  $\beta$  das Pinningpotential bzgl. der Mitte der Bandlücke ( $= E_g/2$ ) variabel macht. Für GaAs ist

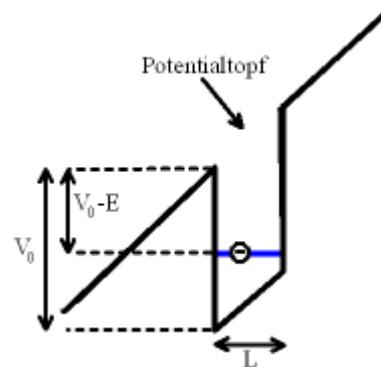
$\beta$  wie für jeden intrinsischen HL gleich 1, die Bandlücke in GaAs beträgt  $E_G = 1,520 \text{ eV}$  (entspricht einer Wellenlänge von 817 nm); das Pinningpotential ist also genau in der Mitte der Bandlücke angesiedelt. Man erhält:

$$E_z \approx \frac{V_G}{d} - 1 \cdot \frac{E_g}{2e \cdot d} = E_i$$

#### 4.6. Abschätzung der Höhe der Tunnelbarriere

Durch Anlegen einer Gatespannung werden Exzitonen aufgetrennt, wobei die Ladungsträger zur entsprechenden Elektrode abgezogen werden. Falls sich die Ladungsträger im QD befinden, können sie auf dem Weg zu den Kontakten durch die Wand des Potentialtopfs tunneln. Eine gute Abschätzung bietet die aus der WKB-Methode abgeleitete Fowler-Nordheim-Formel für die Transmissionsamplitude  $T$  und den zugehörigen Durchlässigkeitskoeffizienten  $|T|^2$ :

$$|T|^2 \cong \exp\left(-\frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{\sqrt{m}}{\hbar} \frac{(V_0 - E)^{3/2}}{e \cdot |E_i|}\right)$$



$|T|^2$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Teilchen, das auf eine Potentialschwelle trifft, diese Schwelle durchdringt. Der Quantentopf, in dem das semiklassische Elektron hin und her laufen soll, habe die Breite  $L$ . Im Grundzustand ( $L = \lambda/2$ ) ist dem Elektron also ein Impuls von

$$p = \hbar k = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \frac{\pi}{L}$$

zuschreiben, mit dem man die Zeit berechnen kann, die das Teilchen braucht, um einmal zwischen den beiden Wänden hin und wieder zurückzufliegen ( $2L$ ). Zwischen zwei Stößen auf die gleiche Wand vergeht also die Zeit

$$t = \frac{2L}{p/m^*} = \sqrt{2}L \sqrt{\frac{m^*}{E}}$$

Die reduzierte Masse des Elektrons ist  $m^*$ . Das Teilchen braucht nun  $1/|T|^2$  Versuche, um den Quantentopf zu verlassen. Dementsprechend ist die Lebensdauer (Rekombinationszeit)  $\tau = t/|T|^2$  bis es weggetunnelt ist:

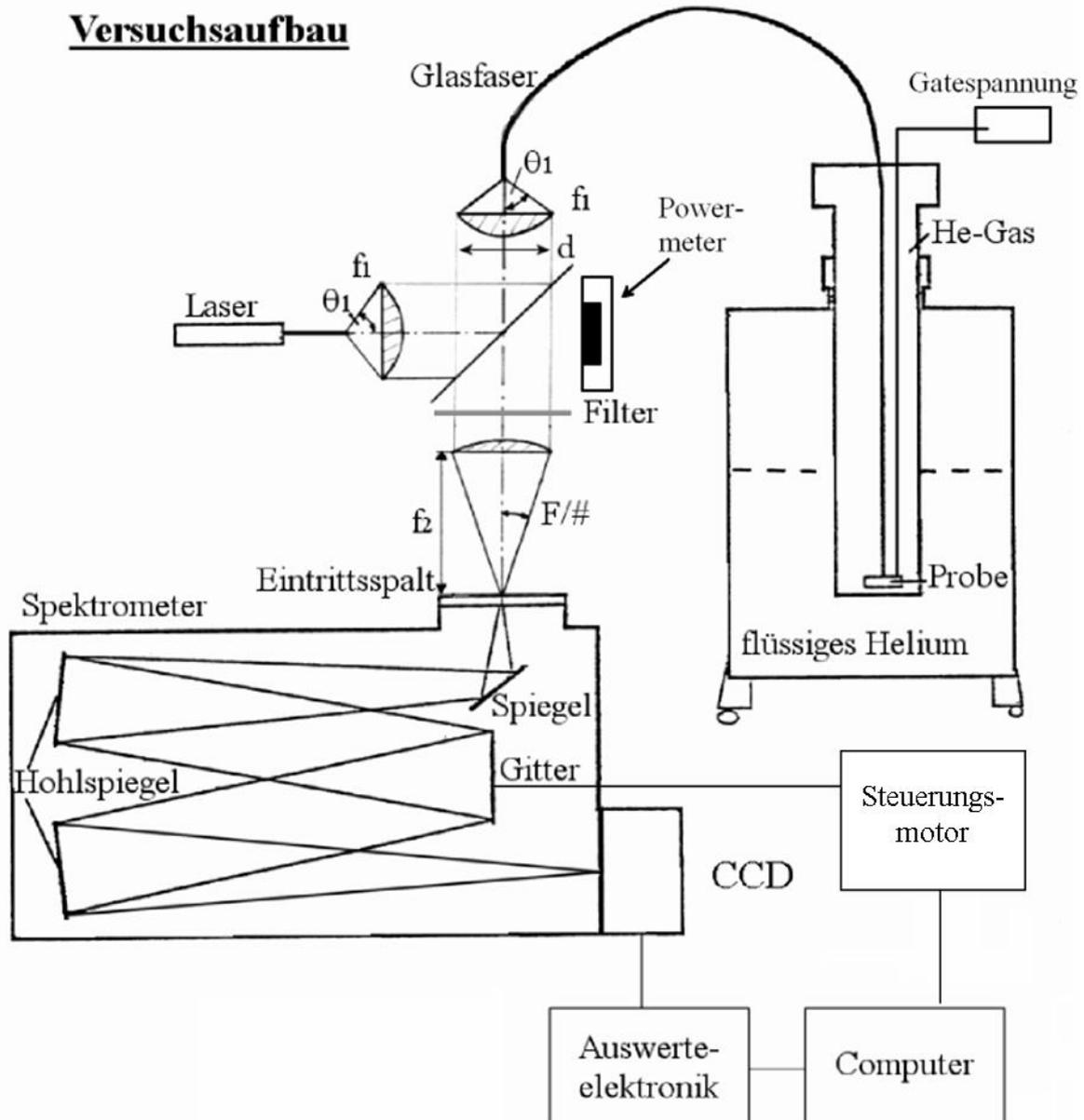
$$\tau = L \sqrt{\frac{2m^*}{E}} \exp\left(\frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{\sqrt{m^*}}{\hbar} \frac{(V_0 - E)^{3/2}}{e \cdot |E_i|}\right)$$

Die effektive Elektronenmasse in GaAs beträgt  $0,07 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ . Die Energie des Elektrons im Quantentopf errechnet sich aus:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2}$$

## 5. Experimenteller Aufbau

Der Lumineszenz-Messplatz besteht aus fünf Teilen:  
 Anregungslichtquelle  
 Abbildungsoptik  
 Probenhalter mit Probe  
 Gitterspektrometer  
 CCD-Detektor mit Auslese-Elektronik und Computer



### Anregungslichtquelle:

Im Praktikumsversuch wird ein Halbleiter-Laser ( $\lambda = 685\text{nm}$ ) verwendet. Ein Laser ist deswegen als Anregungslichtquelle geeignet, da sein ausgesandtes Licht eine hohe spektrale Intensität bei einer sehr genau definierten Wellenlänge besitzt. Außerdem ist sein Abstrahlverhalten gerichtet, so dass es leicht möglich ist, den Strahl mit seiner gesamten Intensität zu führen. Ein Kantenfilter blendet vor dem Spektrometer störendes Streulicht des Lasers unterhalb  $830\text{nm}$  heraus, um den Detektor zu schützen. Die Laserintensität kann mit einer Stellschraube auf der Rückseite des Lasers geregelt werden.

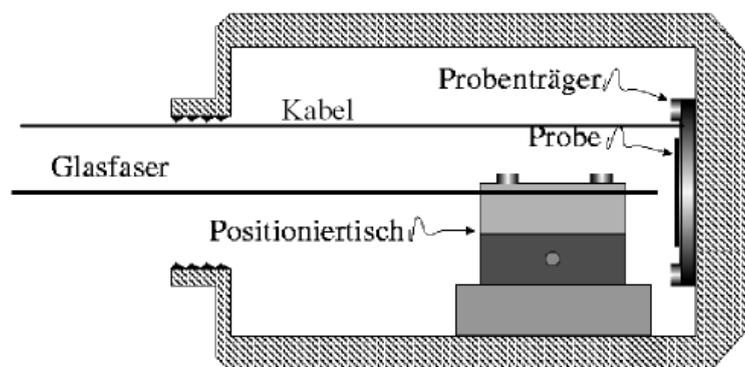
### Abbildungsoptik:

An den Laser wird direkt eine Glasfaser ( $N_A = 0,39$ ,  $N_A = \sin\theta$ ,  $\theta = \text{krit. Winkel}$ ) angekoppelt. Das auf der ande-

ren Seite wieder austretende Licht wird mit einer Linse für eine Parallelstrahloptik mit Durchmesser 20 mm aufgeweitet. Über einen Strahlteiler (ca. 50% Reflektivität) und eine fokussierende Linse gelangt das Laserlicht nun auf eine identische Glasfaser, die zum Probenhalter führt. Dort wird in die im Probenhalter integrierte Glasfaser eingekoppelt und auf die Probe übertragen. Das von der Probe emittierte Lumineszenzlicht wird dann über den gleichen Weg mit derselben Faser von der Probe aus dem Probenhalter geführt. Der Strahlteiler wird in gerader Richtung passiert um dann mit einer zweiten Linse auf den Eintrittsspalt des Spektrometers fokussiert zu werden. Die F-Zahl ( $F/\# = \text{Brennweite}/\text{Durchmesser}$ ) des Spektrometers beträgt 4,2 ( $= 1/(2N_A)$ ). Das in das Spektrometer eintretende Lichtbündel darf einen bestimmten Winkel nicht überschreiten, da sonst das Licht nicht mehr auf die Spiegel trifft. Dies würde einerseits Signalverluste zur Folge haben, aber es kann auch zu ungewünschtem Streulicht und damit zu Artefakten in der Messung kommen.

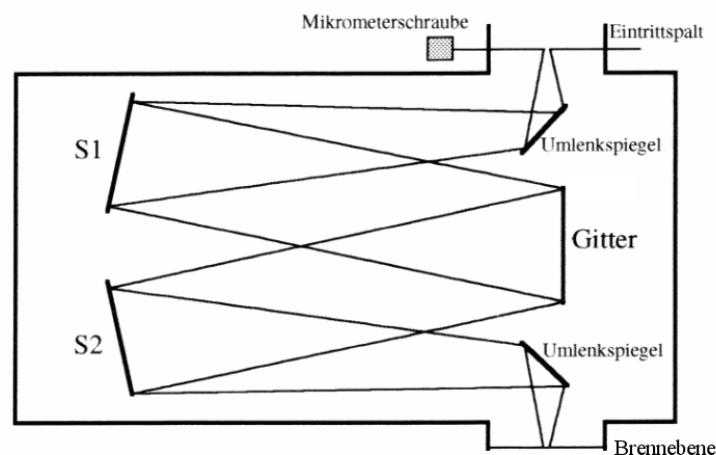
### Probenhalter und Probe:

Die Probe ( $3 \times 5 \text{ mm}^2$ ) ist auf einen Aluminiumträger geklebt und ist an das mit optischer Qualität polierte Glasfaserende in möglichst geringem Abstand ( $< 1 \text{ mm}$ ) befestigt. Die Halterung befindet sich in einem evakuierten Probenhalter, der anschließend mit etwas Heliumgas befüllt wird, so dass guter thermischer Kontakt zu dem flüssigem Helium der Kanne hergestellt wird.

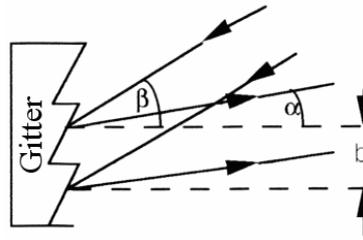


### Gitterspektrometer:

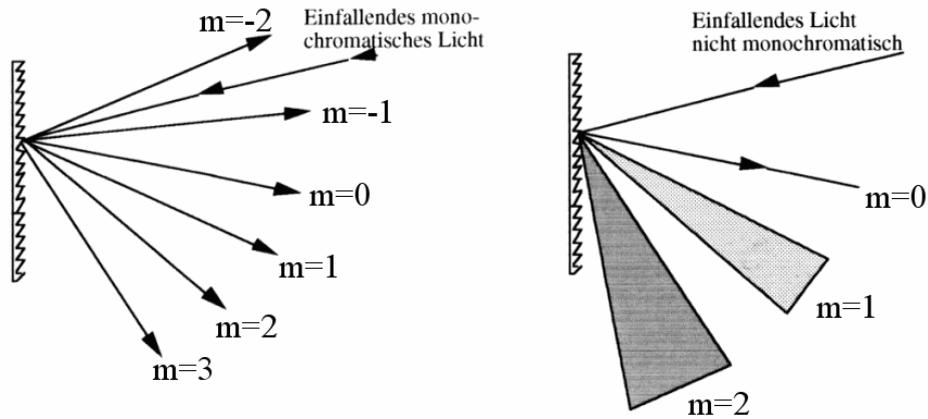
Der schematische Aufbau eines Gitterspektrometers ist in nachfolgender Abbildung dargestellt:



Die mit dem Spektrometer zu untersuchende Lichtquelle (hier ist es das Ende der Faser) wird mit Hilfe des Objektivs scharf auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Die Öffnung des Eintrittspaltes lässt sich mit einer Mikrometerschraube ( $10 \mu\text{m} / \text{Skt}$ ) vorsichtig öffnen. Der Eintrittsspalt befindet sich im Brennpunkt des sphärischen Spiegels S1, der das zu untersuchende Licht parallel auf das Gitter spiegelt. Die Brennweite  $f$  der sphärischen Spiegel beträgt 320 mm. Das Gitter hat 1200 Striche pro mm, einen Einsatzbereich von 500 – 1100 nm und eine reziproke lineare Dispersion von 1,9 nm/mm. Die Transmission des Spektrometers beträgt ca. 50%. Das einfallende Licht wird am Gitter wie folgt gebeugt:



Somit erhält man für monochromatisches und nicht monochromatisches Licht folgende Situation:

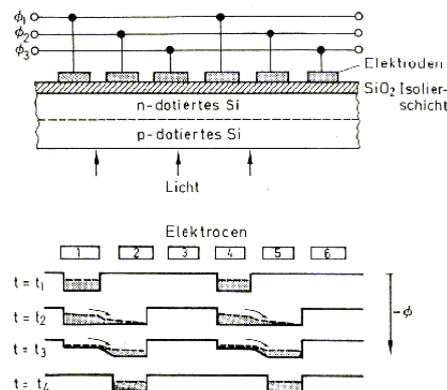


Bei nicht monochromatischem Licht hängt es von der Gitterstellung ab, welcher Wellenlängenbereich auf den zweiten sphärischen Spiegel S2 und somit auf den Detektor, der in der Fokalebene des Spiegels S2 liegt, trifft. Im Regelfall ist das Gitter so eingestellt, dass man die Beugung 1. Ordnung ( $m = 1$ ) untersucht. Bei höheren Ordnungen nimmt die transmittierte Intensität so stark ab, dass dies praktisch nicht verwendet wird. Ein Motor sorgt dafür, dass man das Gitter präzise drehen und somit einen großen Wellenlängenbereich (bei uns 500-1100 nm) untersuchen kann.

Zusätzliche Angaben: siehe Anhang

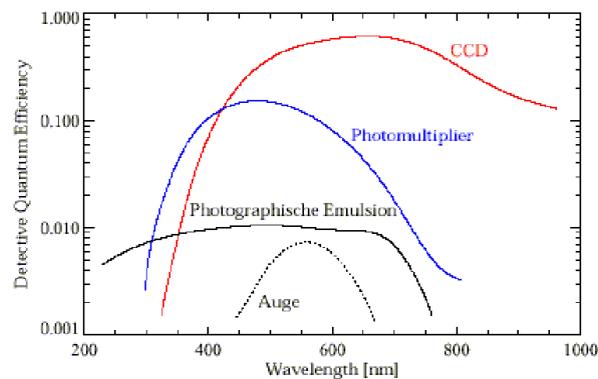
### CCD Kamera

Seit über 25 Jahren ist das Charge Coupled Device (CCD) einer der wichtigsten Detektoren in der Optik. CCDs sind Halbleiter-Detektoren aus n-p-dotierten Siliziumschichten, an denen ein Netz von Mikroelektroden angebracht ist. Dieser Dotierung entspricht eine Potentialtopf-Struktur. Durch den Photoeffekt werden freie Elektronen in diesen Potentialtöpfen aufgefangen. Der Ausleseprozess erfolgt durch eine getaktete Änderung der lokalen Potentiale. Damit werden die Ladungen in benachbarte Potentialtöpfe verschoben und können am Rand ausgelesen, danach verstärkt und durch einen A/D-Wandler digitalisiert werden.



Wichtigster Vorteil eines CCD gegenüber einem Photomultiplier ist der Multiplex-Vorteil. Alle Pixel der Kamera können gleichzeitig registrieren, wobei man weder spektrale Auflösung noch Intensität verliert: Es wird ja der Eintrittsspalt auf den Detektor abgebildet. Typische Spaltbreiten betragen aber ca. 10-20  $\mu\text{m}$ , was in etwa der Pixelgröße eines CCD entspricht. Für einen Photomultiplier müsste man aber auch den Austrittsspalt auf diese Größe einstellen, will man nicht spektrale Auflösung verlieren. An Intensität wird eher gewonnen, da CCDs eine höhere Quanteneffizienz aufweisen. Photomultiplier werden heutzutage hauptsächlich für hohe zeitliche Auflö-

sung benötigt, die eine CCD ohne Hilfsmittel<sup>1</sup> nicht erreichen kann, da der Ausleseprozess sehr zeitaufwendig (Millisekunden) ist.



Empfindlichkeit verschiedener Detektoren (QDE)

Mit folgenden Schwierigkeiten muss man bei einer CCD rechnen:

- Alle ladungsgesteuerten Detektoren müssen gekühlt werden, da sonst ein zu starkes thermisches Rauschen vorherrscht. Typische Kühltemperaturen für einen Einsatz in der quantitativen Spektroskopie und bei Feldaufnahmen liegen bei 140 - 160 K. Bei geringerer Kühlung geht die relative Empfindlichkeit verloren, so dass nur hellere Objekte wahrgenommen werden können (Einsatz als TV-Kamera).
- Das Signal wird neben dem thermischen auch durch das Ausleserauschen der Analogverstärker beeinträchtigt. Allerdings sind auf diesem Gebiet erhebliche Fortschritte gemacht worden, so dass das Ausleserauschen heute praktisch vernachlässigbar geworden ist
- Die Dotierung der Detektoren ist nicht fehlerfrei. So finden sich auch bei bester Auslese auf den CCDs immer wieder einzelne Defektpixel, oder sogar insgesamt defekte Spalten. In diesen Pixeln sind die Detektoren dauerhaft zerstört
- Die Bilder werden durch hochenergetische Ereignisse insbesondere während längerer Belichtungen durch lokale übergroße Ladungen (sog. Spikes) verfälscht. Solche Ladungen können zum einen durch kosmische Strahlung, zum anderen durch natürliche Radioaktivität der in den Instrumenten verwendeten Glassorten entstehen. Solche Spikes lassen sich nur durch redundante Beobachtungsstrategien kompensieren.

Die an das Spektrometer angeflanschte gekühlte CCD-Kamera hat  $1024 \times 256$  Pixel. Die Größe eines einzelnen quadratischen Bildpunkts beträgt  $27 \mu\text{m}$ , damit kommt man auf eine Breite der lichtempfindlichen Fläche von  $27,6 \times 0,69 \text{ mm}^2$ . Zur Messung eines Spektrums kann jeweils die Ladung von 256 vertikalen Bildpunkten zusammen ausgelesen (binning). Dadurch lässt sich das Signal-Rausch-Verhältnis verbessern: Unter Annahme "weißen" Rauschens wird dadurch eine Verbesserung um den Faktor  $\sqrt{256} = 16$  erreicht (Das mittlere Signal nimmt um den Faktor 256 zu, seine Schwankungen jedoch nur um den Faktor 16). Für den dynamischen Bereich der Kamera ist unter anderem ausschlaggebend, wie viele Elektronen in einem einzelnen Potentialtopf eines Bildpunkts aufgenommen werden können, bis die Ladung auf die umgebenden Bildpunkte überzuspringen beginnt. Im Falle des horizontalen Auslesens einer Spalte ist die Kapazität des Ausleseregisters entscheidend. Diese beträgt typischerweise  $10^5$  Elektronen. So eine Hochleistungs-CCD (Scientific Grade) kostet ca. 30.000 €. Der Chip befindet sich in der Fokusebene, wodurch die minimal auflösbare Linienbreite ungefähr drei Pixel beträgt. Bei einer Wellenlänge von 800 nm kann somit ein Bereich von etwa 50 nm gleichzeitig mit dem Detektor erfasst werden.

Die Kamera wird mit flüssigem Stickstoff (77,4 K) gekühlt. Am CCD-Chip kann gegengeheizt werden, um die für die optimale Betriebstemperatur zu erreichen. Die Temperaturregelung erfolgt über das Steuergerät der Kamera. Der Stickstoffvorrat einer Füllung reicht für etwa 6 Stunden Messung.

Das Rauschen  $N$  der Kamera setzt sich aus drei Anteilen zusammen und kann geschrieben werden als

$$N^2 = N_R^2 + N_D^2 + N_S^2$$

$N_R$  beschreibt das Ausleserauschen der Kamera. Es tritt beim Auslesen der Ladung aus den Bildpunkten und beim Verstärken des gemessenen Signals auf. Für diese Kamera beträgt es ca. 2 Impulse pro Auslesezyklus pro Spalte.  $N_D$  gibt das Rauschen des Dunkelstroms an (in jedem Bildpunkt sammeln sich auch ohne Photoneneinfall Ladungen an), und  $N_S$  gibt das Rauschen des detektierten Signals an (Photonen gehorchen i.a. einer Poisson-Statistik). Das Rauschen ergibt sich aus der Wurzel der Zählrate des Signals bzw. des Dunkelstroms. Der Dunkelstrom fällt exponentiell mit der Temperatur und beträgt bei dieser Kamera bei 77,4 K weniger als 1 Elektron pro Stunde und Bildpunkt, also kann  $N_D$  vernachlässigt werden.

Die Quanteneffizienz der Kamera beträgt im Bereich von 600nm bis 900nm etwa 40%. Damit entspricht ein re-

<sup>1</sup> Inzwischen gibt es intensivierete CCD Kameras, die durch Vorschalten einer Mikrokanalplatte Zeitaufösungen bis zu 300ps erreichen können.

gistrierter Impuls im Mittel 2,5 einfallenden Photonen.

### Auswerteprogramm

Die Auswerteelektronik liest aus der CCD ein Spektrum (Intensität als Funktion der Pixelnummer) aus. Prinzipbedingt kann das Auswerteprogramm die Zuordnung Pixelnummer zu Wellenlänge nicht kennen. Dies muss also separat ausgerechnet werden. Wichtigste Größen sind dabei das Mittenpixel, d.h. das Pixel, das von der am Spektrometer eingestellten Wellenlänge getroffen wird und die am Spektrometer eingestellte Wellenlänge.

## 6. Versuchsdurchführung

1. Aufbau der Versuchsanordnung und vertraut machen mit der Computersteuerung und dem Auswerteprogramm. Vorsichtig mit dem Laser hantieren, auch Reflexe von blanken Gegenständen (Uhren, Ringe ...) sind gefährlich. Evtl. Schutzbrillen verwenden! Auch ist es zu empfehlen, bei der Durchführung einen vorhandenen Vorhang zum Experimentierbereich zu schließen, um zusätzliches Streulicht zu vermeiden.
2. Kalibrieren Sie das Auswerteprogramm mit Hilfe des Neonspektrums im Bereich von 800nm bis 850nm (siehe die Tabelle der Neonlinien unten) durch geeignete Wahl des "Mittenpixels". Dazu bietet es sich an, das höchste Maximum des Spektrums bei 837.76 nm zu verwenden. Der resultierende Wert des Mittenpixels soll von nun an nicht mehr verändert werden.
3. Biten stecken Sie nun die Faser an den Probenstab an, verdunkeln sie den Raum (Vorhang zuziehen und Licht ausschalten) und nehmen Sie ein Spektrum der Probe bei  $T = 4.2$  K von 775 nm bis 975 nm mit maximaler Laserleistung auf (mit Programm CCD\_LittleSpec). Falls die Photolumineszenz der Probe sättigt, eine entsprechend kleinere Anregungsleistung als Maximalwert verwenden. Erklären Sie den Ursprung der einzelnen Maxima. Dabei nicht mit dem Spektrometerbereich sehr nahe ( $\sim 1$ nm) oder über die Laserlinie fahren, da dadurch der CCD-Detektor zerstört wird (**!!! Laser = 685nm !!!**).
4. Nehmen Sie unter Beibehaltung der Messparameter des vorherigen Schrittes jeweils ein Hintergrundspektrum (d.h. ohne Probe, also Faser bleibt angesteckt und Laser ist ausgeschaltet) von 775 nm bis 975 nm bei abgedunkeltem Raum (bzw. geschlossener Vorhang) sowie bei erhelltem Raum auf. Woher kommen die Unterschiede in den Spektren?
5. Schließen Sie die Spannungsquelle zum Anlegen einer Gatespannung an, und zwar den + Pol auf Anschluss 2 und den – Pol auf Anschluss 3. Die Laserleistung ist auf ca. 10 % des zuvor gewählten Maximalwerts einzustellen (Leistungsmessgerät händigt Betreuer aus). Nehmen Sie zunächst ein Spektrum von 920 bis 970 nm <sup>(1)</sup> bei  $V_G = 0$  mV auf (Integrationszeit: 2000 ms). Bei einem Spektrum bei  $V_G = -20$  mV soll die Intensität der Maxima abnehmen. Falls nicht, wurden die Pole vertauscht. Des weiteren sollen Spektren im selben Wellenlängenbereich für  $V_G = -5, -10, -15, -20, -25, -30, -35$  und  $-40$  mV aufgenommen werden.
6. Abhängigkeit der Photolumineszenz von der eingestrahlten Leistung: Nehmen Sie 10 Spektren im Bereich von 920 bis 970 nm ( $V_G = 0$  mV) für verschiedene Laserleistungen zwischen 100% und 2% der zuvor gewählten Maximalleistung auf. Ermitteln Sie die Flächen der zwei energetisch niedrigsten Maxima als Funktion der Laserleistung durch Anpassung mit Gaußkurven (z.B. mithilfe des Programms OriginLab). Welche Aussagen können aus dem Diagramm „Flächen als Funktion der Laserleistung“ getroffen werden?
7. Weitere Auswertung der Spektren: die Spektren werden zunächst z.B. in das Programm OriginLab importiert und visualisiert. Im Menu „Analyse“ kann mit „Fit überlagerte Impulse => Gauss“ mit zwei Gaußkurven gefittet werden. Ist das Ergebnis nicht zufriedenstellend, kann in „Analyse“ „Nichtlineare Kurvenanpassung“ nachgebessert werden. Die dabei errechneten Flächen des energetisch niedrigeren Maximums sollen dann als Funktion der Gatespannung dargestellt werden. Ermitteln Sie den Wert der Schwellenspannung (d.h. den Wert, ab dem das Maximum verschwindet) durch eine lineare Kurvenanpassung. Erklären Sie, warum die Intensität der Maxima bei abnehmender Gatespannung abnimmt.
8. Abschätzung der Höhe der Tunnelbarriere: Errechnen Sie aus der Schwellenspannung das Ionisationsfeld. Aus der Gleichung für die Rekombinationszeit, welche im behandelten Fall bei  $\tau = 1$  ns liegt, kann die Tunnelbarriere  $V_0$ -E bestimmt werden.

(1) entspricht einer Spektrometerposition von 948 nm.

## Literatur:

Ibach, Lüth: Festkörperphysik, Einführungen in die Grundlagen, Springer-Lehrbuch, 2. Auflage 1988, insb. Kap. 12.7  
Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag München Wien, 5. Auflage 1980

(oder sonstige Lehrbücher zur Festkörperphysik)

sonstige Quellen: D. Haft: Diplomarbeit am LS Kotthaus, 1998

© by

Anleitung des Vorgängerpraktikums: Florian Bickel, 5/2001, Christoph Bödefeld, 2/2002

Neue Fassung: Udo Beierlein, 4/2004, Felix Mendoza, 2/2010 & 11/2010

## Anhang

### Neon-Spektrum (gemessen):

Wl_air / nm	E_Photon / eV	log_gf
703.2413	1.762780	-0.250
717.3939	1.728005	-1.310
724.5166	1.711017	-0.600
743.8898	1.666457	-1.150
748.8871	1.655337	0.047
753.5774	1.645034	-0.060
754.4045	1.643230	-0.441
794.3181	1.560660	-0.294
808.2457	1.533767	-2.210
811.8549	1.526949	-0.766
812.8911	1.525002	-1.404
813.6406	1.523598	0.072
825.9379	1.500913	-0.675
826.6077	1.499697	-0.045
830.0326	1.493509	0.014
837.7607	1.479732	0.669
841.8427	1.472557	-0.109
846.3357	1.464739	-2.776
849.5359	1.459222	0.425
854.4695	1.450796	-1.770
857.1353	1.446284	-1.271
859.1259	1.442933	0.062
863.4647	1.435683	-0.067
865.4383	1.432409	0.338
867.9493	1.428265	-0.304
868.1921	1.427865	-0.579
870.4111	1.424225	-1.330
877.1656	1.413258	-0.458
878.0621	1.411815	0.212
878.3753	1.411312	0.232
885.3867	1.400135	-0.259
886.5755	1.398258	-0.174
891.9500	1.389833	-1.026
898.8557	1.379155	-1.320

## Kurzanleitung zur Auswertung in "OriginLab"

Worksheet öffnen: **Datei / Neu / Arbeitsmappe**

Datei importieren: **Datei / Import / Einzelnes ASCII**

Graph eines Spektrums zeichnen: Spalte A(x) und B (y) vollständig markieren, dann **Zeichnen / Linie / Liniendiagramm**

In vorhandenen Graph weiteren Graph darstellen: Spalte B(y) des neuen Worksheets markieren, und am rechten Rand entlangfahren bis das „Sinus-Graph“-Symbol erscheint, dann die linke Maustaste drücken und gedrückt halten und in den Graph reinziehen (Symbol muss wieder erscheinen, dann linke Maustaste loslassen)

Gauss-Fits von Peaks: **Analyse / Impulse und Basislinie / Anpassung mehrerer Impulse.** Im Dialogfenster sicherstellen, dass „Gauss“ und die richtige Anzahl der zu fittenden Peaks eingestellt ist. Dann die Mitten der Peaks auswählen. Nach dem erfolgreichen Fitten befinden sich die Fitparameter (z.B. Area / Fläche) und zugehörigen Fehler in einem neuen Register mit dem Namen „Multiple Peaks Fit Report“ in der Arbeitsmappe mit den Originaldaten

Graph von extrahierten Flächen zeichnen: Fläche und Fehler in neuer Arbeitsmappe gegen die Spannung bzw. Leistung eintragen, dann **Zeichnen / Symbol / Punktdiagramm**

Linearer Fit: Graph wählen, dann **Analyse / Linearer Fit / Dialog öffnen**

Graphen als Bilddateien exportieren: Graph auswählen, dann **Datei / Grafiken exportieren.** Gewünschtes Grafikformat auswählen, z.B. EPS, JPG, PNG etc. und darauf achten, dass diese im richtigen Verzeichnis gespeichert werden

## Zusätzliche Angaben zum Spektrometer

### Lineare Dispersion des Gitters

Je nach Austrittswinkel ergeben sich so zwischen benachbarten Strahlen bestimmte Phasendifferenzen, so dass die einzelnen Strahlen miteinander interferieren. Intensitätsmaxima der interferierenden Nachbarstrahlen ergeben sich so, wenn für den Gangunterschied benachbarter Strahlen gerade

$$b (\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (T1)$$

gilt.  $b$  ist dabei die Gitterkonstante,  $\beta$  der Einfallswinkel,  $\alpha$  der Austrittswinkel und  $m$  die Ordnung. Aus T1 folgt die Winkeldispersion des Gitters aus der Ableitung:

$$d\beta / d\lambda = m / (b \cos \beta) \quad (T2)$$

die lineare Dispersion in der Fokalebene des Spektrometers ergibt sich mit der Brennweite  $f$  des Spektrometers somit in 1. Näherung zu

$$dx / d\lambda = f (d\beta / d\lambda) = mf / (b \cos \beta) \quad (T3)$$

### Auflösungsvermögen eines Spektrometers

Das spektrale Auflösungsvermögen  $R = \lambda / \Delta\lambda$  wird durch den Abstand  $\Delta\lambda$  definiert, in dem zwei benachbarte Spektrallinien gerade noch getrennt werden können. Nach der Beugungstheorie gilt für ein Gitter mit Durchmesser  $D$  die maximale Winkelauflösung

$$\Delta\alpha = \lambda / D \quad (T1)$$

Mit  $d\alpha / d\lambda$  folgt daraus die maximale spektrale Auflösung

$$\Delta\lambda = b \cos \alpha (\lambda / mD) \quad (T2)$$

so dass gilt:

$$R = mD / (b \cos \alpha) \quad (T3)$$

Für  $N = D / b$  (Anzahl der Gitterstriche) und kleine Dispersionswinkel  $\alpha$  gilt dann  $R = mN$ .

Die vorhergehende Gleichung zeigt die Möglichkeiten zur Erhöhung der spektralen Auflösung:

- Beobachtung in hoher spektraler Ordnung  $m$  (dramatische Intensitätsverluste!! -> unbrauchbar),
- Vergrößerung des Gitterdurchmessers  $D$ ,
- Verringerung des Furchenabstands  $b$ , und
- Beobachtung bei großem Austrittswinkel  $\phi$ ,

wobei die Möglichkeiten durch die Gittergleichung (T1) und durch technologische Grenzen eingeschränkt werden ( $b$ ,  $D$ ). Das theoretische Auflösungsvermögen wird jedoch in den meisten Fällen nicht vom Gitter bestimmt. In der Praxis sind andere Ungenauigkeiten entscheidend: Da das Spektrometer den Spalt auf den Detektor 1:1 abbildet ist z.B. die Auflösung mindestens von der Größe des Eintrittsspalt oder - schlimmer noch - von der sphärischen Aberration der fokussierenden Spiegel begrenzt.

# CCD-Steuerung

The screenshot shows a software window for CCD control. At the top, there's a menu bar with 'Datei', 'Einstellungen', 'Messung', 'Kamera', 'Hilfe'. Below it is a toolbar with icons for file operations and measurement control. The main area is a large plot with a grid, showing a spectrum. The x-axis is labeled 'Wellenlänge' and the y-axis is labeled 'Intensität'. There are several callout boxes pointing to different parts of the interface:

- File-Menü:** - Drucken des Fensters  
- Programm beenden
- Skala:** Einheit der y-Achse: „nm“ oder „eV“ („nm“ verwenden !!)
- Integrationszeit:** Zeitdauer während der Photonen gezählt werden, je länger desto größer die Intensität auf der y-Achse
- Mittelpixel:** Dieses Pixel der CCD-Kamera entspricht der Mitteposition des Spektrometers. Beim Messen nicht verändern !!
- Achsen Einstellungen:** Auto skalierung kann für x- und y- Achse ein- und ausgeschaltet werden
- Kontrollflächen:** Einzelmessung (Autostop)  
Dauermessung Start/Stop  
Stop (nicht benutzen)  
Pause (nicht benutzen)
- Speicherknopf:** Löst eine Datenspeicherung als Textdatei nach der nächsten Messung aus, Knopf springt kurz auf „Ja“, nach der Messung erscheint ein Dialog
- Spektrometersoftware:** Die am Spekrometer eingestellte Wellenlänge vorher hier eintragen
- Auslesefelder:** Hier kann für ein bestimmtes Pixel der CCD die Wellenlänge und aktuelle Intensität abgelesen werden
- Kommentarzeile:** Wird mit den Daten gespeichert, nützlich für Angaben zu Spaltgröße, Laserpower, etc.
- Diagrammfläche:** Darstellung des Spektrums  
x-Achse: Wellenlänge  
y-Achse: Intensität
- Cursor Einstellungen:** - Aussehen von Cursor bzw. Fadenkreuz  
- „Einschnappen“ auf den Graphen

**Computer bitte nicht ausschalten**

!!!