

Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen

Fortgeschrittenpraktikum 2, Festkörperphysik



Julian Schröer
julian.schroeer@tu-dortmund.de
und
Stefan Grisard
stefan.grisard@tu-dortmund.de

Tag der Durchführung: 16.05.19
Tag der Abgabe: 07.06.19

Zielsetzung

Elektronen in Halbleiter nanostrukturen, deren Abmessungen im Nanometerbereich liegen, erfahren einen räumlichen Einschluss. In kolloidalen Nanokristallen erfolgt dieser Einschluss in allen drei Raumrichtungen, was zu rein diskreten Energiespektren führt, die von Atomen bekannt sind. Durch Einstellung der Größe und der chemischen Zusammensetzung lassen sich die opto-elektronischen Eigenschaften der Kristalle fast beliebig einstellen, was sie aus technischer Sicht extrem interessant macht [1]. Die räumliche Begrenzung der Elektronen-Wellenfunktionen führt zu einer ausgeprägten Lumineszenz, die in diesem Experiment untersucht werden soll.

1 Theorie

Nachfolgend sollen zunächst einige theoretische Überlegungen zu Halbleiter-Nanokristallen vorgestellt werden, die zum Verständnis der durchgeführten Messungen notwendig sind. Es soll insbesondere motiviert werden, wie die Photolumineszenzspektren mit der Zusammensetzung und Größe der Nanopartikel zusammenhängen.

1.1 Photolumineszenz

Die Photolumineszenz an Halbleitern lässt sich im Bändermodell verstehen, siehe Abbildung 1. Ein einfallendes Photon, dessen Energie die der Bandlücke übersteigt ($h\nu > E_g$), regt ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband an. Durch Stöße relaxiert das Elektron sehr schnell in den Γ -Punkt ($k = 0$). Abschließend rekombinieren Elektron und Loch strahlend unter Aussendung eines Photons, dessen Energie E_R (im Volumenhalbleiter) der Bandlücke E_g entspricht.

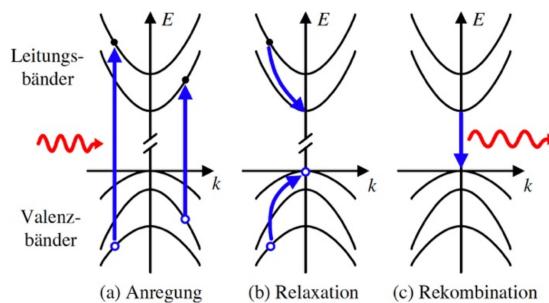


Abbildung 1: Prinzip der Photolumineszenz an Halbleitern anhand der drei Schritte Anregung, Relaxation und Rekombination [2].

1.2 Nanokristalle

Zum Verständnis von Halbleiternanostrukturen ist eine Betrachtung von Banddiagrammen unverzichtbar¹. In solchen Diagrammen sind die Unterseite des Leitungsbandes und die Oberkante des Valenzbandes einer Heterostruktur gegen eine räumliche Achse aufgetragen. Abbildung 2 zeigt ein solches Diagramm für das hier untersuchte System aus CdSe und

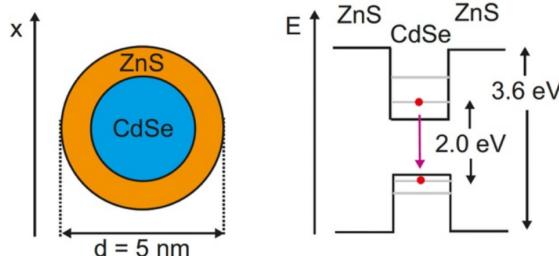


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Nanokristalls aus CdSe und ZnS (links) und das zugehörige Banddiagramm (rechts) [2].

ZnS. Die räumliche Achse verläuft durch den Mittelpunkt der kugelförmigen Struktur. Aufgrund der Tatsache, dass die Bandlücke von CdSe geringer ist als die von ZnS, stellt der Verlauf der Bandkanten sowohl für Elektronen, als auch für Löcher einen dreidimensionalen Potentialtopf im Inneren der Struktur dar. Die optische Anregung eines Elektron-Loch-Paares kann nun direkt innerhalb des Topfes stattfinden, sobald die Energie die Bandlückenenergie von CdSe übersteigt. Ist die Anregungsenergie größer als die Bandlücke von ZnS, so können auch hier Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, die dann anschließend im Quantentopf eingefangen werden.

Das Spektrum der Elektronen bzw. Löcher, die sich innerhalb des Topfes befinden, lässt sich vereinfacht durch Lösung der Schrödinger-Gleichung berechnen:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}), \quad V(\vec{r}) = \begin{cases} 0, & r > a \\ -V_0, & r \leq a \end{cases} \quad (1)$$

mit der Ausdehnung des Quantentopfes a und dem Einschlusspotential V_0 . Im Ein-dimensionalen Fall lassen sich die Energiezustände anhand einer Quantenzahl $n \in N$ beschreiben:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2}. \quad (2)$$

Es zeigt sich also, dass die Energien, die letztlich die Lumineszenzenergien festlegen, durch die Größe a der Nanokristalle moduliert werden können. Diese Eigenschaft bleibt auch im dreidimensionalen Fall erhalten, wobei hier zur Beschreibung der Energieniveaus $E_{n,l}$ noch eine Drehimpulsquantenzahl $l \in N$ benötigt wird. Der Grundzustandsenergie

¹"If, in discussing a semiconductor problem, you cannot draw an Energy-Band-Diagram, this shows that you don't know what you are talking about. If you can draw one, but don't, then your audience won't know what you are talking about." - H. Krömer

$(n = 1, l = 0)$ ist jedoch ebenfalls durch (2) mit $n = 1$ gegeben. Für die Energie E_R , die bei Rekombination eines Elektrons mit einem Loch im Grundzustand frei wird, gilt daher

$$E_R = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2a^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right), \quad (3)$$

mit den effektiven Massen von Elektron und Loch m_e^* und m_h^*

Neben dem Potentialverlauf der Nanostruktur muss ebenfalls die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern berücksichtigt werden. Diese lässt sich durch das Exziton-Modell beschreiben. Hierin werden Elektronen und Löcher wie freie Teilchen behandelt, die eine Coulomb-Anziehung aufeinander ausüben. Die Wechselwirkung mit der Umgebung wird durch eine relative Permeabilität ε_r moduliert. Es lassen sich so in Analogie zum Wasserstoffatom Bindungsenergien E_m ($m \in N$) finden

$$E_m = \frac{\mu e^4}{2(4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r\hbar)^2} \cdot \frac{1}{m^2}, \quad (4)$$

mit der reduzierten Masse $\mu = m_e^* \cdot m_h^* / (m_e^* + m_h^*)$. Hierdurch entstehen quantisierte Energiezustände innerhalb der Bandlücke des Materials. Zusätzlich muss noch, anders als im Volumenhalbleiter, der Einfluss der räumlichen Einschränkung der Elektronen und Löcher berücksichtigt werden. Hierdurch ergibt sich ein letzter Summand mit einer $1/a$ -Abhängigkeit [], der die Übergangsenergie beeinflusst. Es gilt damit insgesamt für die Rekombinationsenergie im Grundzustand

$$E_R = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2a^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) - \frac{\mu e^4}{2(4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r\hbar)^2} - 1,786 \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0 a}. \quad (5)$$

Dieses Modell kann verwendet werden, um aus gemessenen Photoluminesenzspektren den Durchmesser der Nanosphären a zu bestimmen.

Die Intensität der Photolumineszenz wird wesentlich durch die Intensität der anregenden Laserstrahlung beeinflusst. Dies geht damit einher, dass die Intensität der Photolumineszenz mit der Besetzungswahrscheinlichkeit der Quantentrogzustände verknüpft ist. Diese Wahrscheinlichkeit steigt mit der anregenden Intensität (sprich mit der Zahl an Photonen, die zur Anregung beitragen können). Zudem steigt mit der anregenden Intensität auch die Wahrscheinlichkeit, Rekombinationen aus angeregten Zuständen zu beobachten und mehr als ein Elektron-Loch-Paar in einem Quantentrog anzutreffen. Durch die gegenseitige Coulombwechselwirkung kann durch Letzteres auch die Rekombinationsenergie aus dem Grundzustand (5) verschoben werden. Grundsätzlich würde dies dazu führen, dass mehrere Peaks im Spektrum zu erkennen sind. Da aber hier stets nur eine Mittlung über viele Nanokristalle vermessen wird, kann höchstens eine Variation in der Breite der auftretenden Peaks als Indiz für eine veränderte Wahrscheinlichkeit der Besetzung verschiedener Zustände beobachtet werden. Insgesamt sind also Änderungen in der Intensität, spektralen Breite und spektralen Position der Photolumineszenz-Peaks unter Variation der anregenden Leistung zu erwarten.

2 Versuchsaufbau/-durchführung

Ziel des verwendeten Aufbaus ist die Photoluminesz-Emission verschiedener Nanokristalle in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge, der Intensität und der Polarisation spektral zu untersuchen. Hierzu wird eine Anordnung nach Abbildung 3 verwendet. Die einzelnen Komponenten im Strahlengang sollen nun näher beschrieben werden.

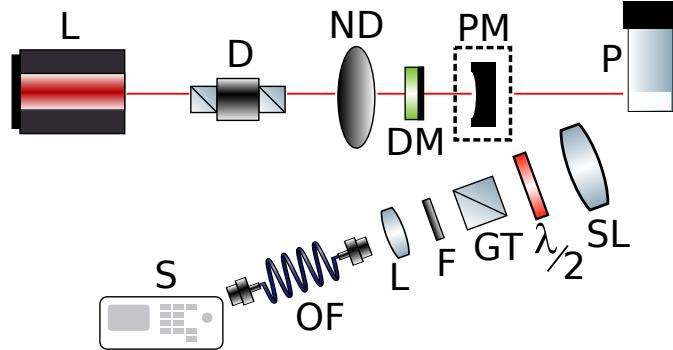


Abbildung 3: Schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus. Komponenten: Laser (L, hier nur schematisch rot dargestellt), Optische Diode (D), Neutraldichtefilter (ND), dichroischer Spiegel (DM), optionales Leistungsmessgerät (PM), Probe (P), Sammellinse (SL), $\lambda/2$ -Plättchen, Glan-Taylor-Prisma (GT), Filter zur Unterdrückung der Laserwellenlänge (F), Linse (L), optische Fiber (OF), Spektrometer (S).

Zunächst wird als Anregungslichtquelle eine Laserdiode mit $\lambda = 405 \text{ nm}$ verwendet. Die Pumpstromstärke wird während aller Messungen auf den maximalen Wert von etwa 150 mA eingestellt. Das ausgesandte Licht passiert eine optische Diode, die Rückkopplungseffekte minimieren soll. Anschließend folgt ein einstellbarer Neutraldichtefilter, mit dem die auf einen Maximalwert eingestellte Laserleistung verringert werden kann. Die Leistung lässt sich mit einem optional einsetzbaren Leistungsmessgerät bestimmen. Darauf folgt ein dichroischer Spiegel, der nur Licht für Wellenlängen unterhalb von $\lambda = 425 \text{ nm}$ transparent ist. Anschließend gelangt das Laserlicht auf die Probe. Hierbei handelt es sich um Nanokristalle in Pulverform, die sich in einem durchsichtigen Kunststoffgefäß befinden. Unter einem Winkel von 20° zur optischen Achse wird der Detektionspfad installiert. Das gestreute Licht wird zunächst mit einer Sammellinse eingefangen. Zur Überprüfung auf eine mögliche Polarisation der Photolumineszenz wird eine Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und Glan-Taylor-Prisma verwendet. Ein optischer Filter unterdrückt die Wellenlänge des Lasers. Abschließend wird das Licht mit einer Linse auf den Eingang einer Faser fokussiert, die mit einem Spektrometer verbunden ist. Mit einer Computer-Steuerung können Spektren aufgenommen werden. Die Aufnahmezeit beträgt 1 s.

Es werden Photolumineszenzspektren von drei verschiedenen Proben aufgenommen. Anschließend wird eine Abhängigkeit von der Leistung und von der Polarisation überprüft. Abschließend werden andere Anregungswellenlängen verwendet. Hierzu wird eine

Weißlicht-Quelle eingesetzt, aus der mit optischen Filtern die Wellenlängen 470 nm und 520 nm extrahiert werden. Hier wird zusätzlich zur Fokussierung vor die Probe eine Linse eingesetzt.

3 Auswertung

Im Folgenden werden die Ergebnisse der in Abschnitt 2 erläuterten Messungen mithilfe der Software *MagicPlotStudent.exe* ausgewertet und die Ergebnisse dargestellt. [3]

3.1 Abschätzung der Ausdehnung der Quantenpunkte

In den Abbildungen 4 bis 6 sind die Photolumineszenzspektren der kolloidalen Quantenpunkte zu sehen. Dabei wurde bei der Probe mit der Emissionswellenlänge $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ die Leistung deutlich niedriger gewählt, als bei den anderen Proben um Sättigungseffekte im CCD-Chip zu vermeiden. Mithilfe der Formel 5 aus Kapitel 1 wird die Ausdehnung a_m bzw. a_h der Quantenpunkte ermittelt. Mithilfe einer Ausgleichsrechnung an einer Normalverteilung wird die Halbwertsbreite Γ_{FWHM} und die x-Position der Maxima λ_m der PL-Intensität ermittelt. Die Ausdehnung wird je aus den Herstellerangaben λ_h und aus den gemessenen Wellenlängen λ_m berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1: Mittels Ausgleichsrechnung ermittelte Halbwertsbreiten Γ_{FWHM} und Wellenlängen λ_m , sowie die aus den Herstellerangaben λ_h und gemessenen Wellenlängen λ_m berechnete Ausdehnung a_h bzw. a_m der Quantenpunkte.

λ_h in nm	a_h in nm	λ_m in nm	a_m in nm	Γ_{FWHM} in nm
520	2.63	560.02 ± 0.02	3.1474 ± 0.0003	29.00 ± 0.02
580	3.51	588.72 ± 0.04	3.7022 ± 0.0009	36.27 ± 0.04
645	6.47	646.52 ± 0.03	6.651 ± 0.004	33.44 ± 0.04

Die zur Berechnung der Ausdehnung verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 2 gelistet. Dabei wurden die effektiven Massen der Ladungsträger und die Permittivität für eine Bewegung senkrecht zur ausgezeichneten Achse verwendet.

Tabelle 2: Zur Abschätzung der Ausdehnung benötigte Materialkonstanten. [1]

ϵ_r	9.15
m_h^*	$-0.45m_0$
m_e^*	$0.15m_0$
E_g	1.74eV

Für die Proben mit $\lambda_h = 580 \text{ nm}$ und $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ stimmen die Herstellerwerte mit den gemessenen Wellenlängen λ_m überein, während der gemessene Wert zur $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ stark abweicht. Es ist deutlich zu sehen, dass die Größe der Quantenpunkte mit steigender Wellenlänge zunimmt. Anhand der Halbwertsbreiten der Photolumineszenzpeaks ist kein

erkennbarer Trend feststellbar. In Abbildung 4 und 5 ist außerdem eine Reflexion der Anregungswelle im Spektrum zu sehen. Auffällig sind außerdem die in der $\lambda_h = 645$ nm auftretenden lokalen Maxima an der rechten Flanke des Emissionspeaks. Des Weiteren fällt an der abfallenden Flanke eine Schulter in den Messdaten der $\lambda_h = 520$ nm Probe auf. Eine Abweichung der Gauß-Form des Lumineszenzpeaks der $\lambda_h = 580$ nm Probe ist ebenfalls zu sehen.

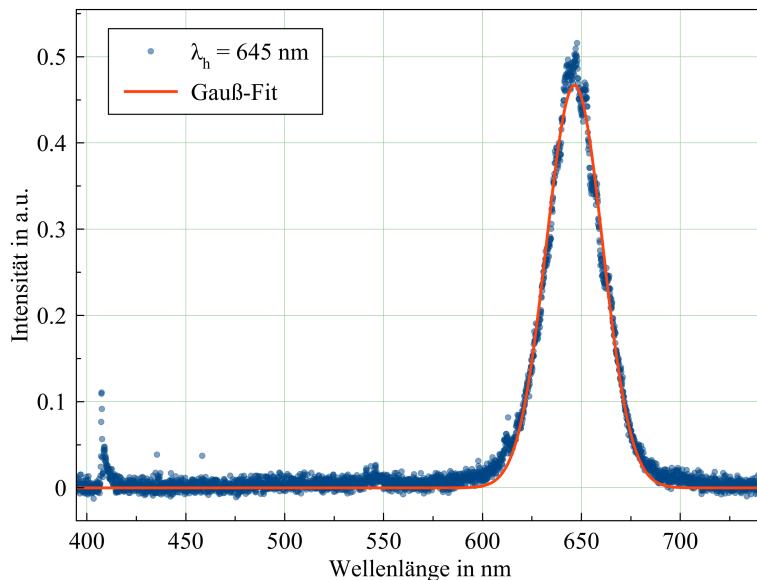


Abbildung 4: Photolumineszenzspektrum einer Probe mit Emissionswellenlänge $\lambda_h = 645$ nm bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 405$ nm und einer Eingangsleistung von 130 mW.

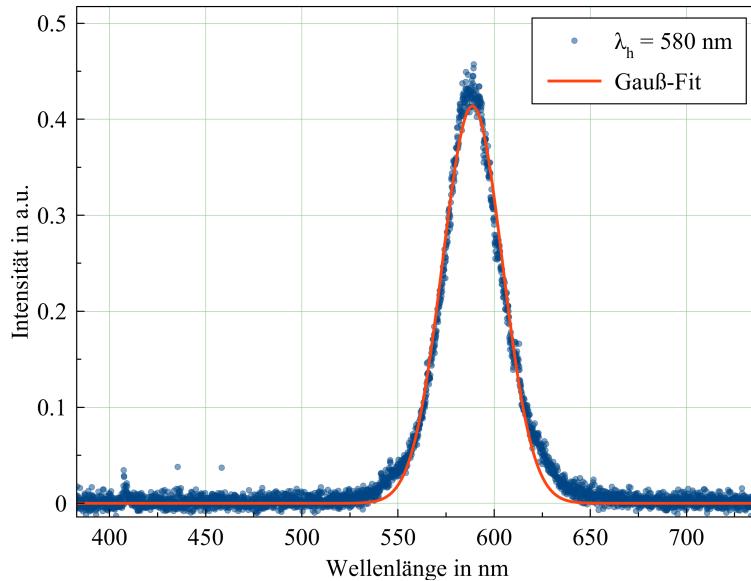


Abbildung 5: Photolumineszenzspektrum einer Probe mit Emissionswellenlänge $\lambda_h = 580 \text{ nm}$ bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 405 \text{ nm}$ und einer Eingangsleistung von 130 mW.

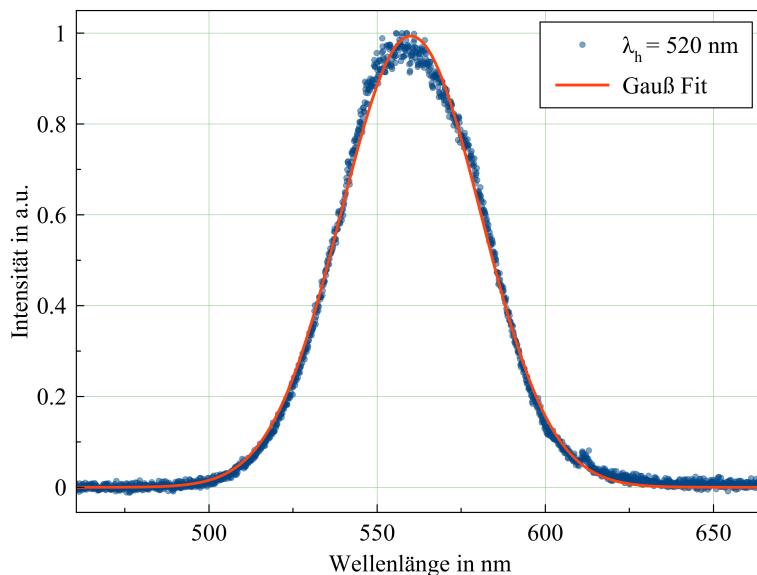


Abbildung 6: Photolumineszenzspektrum einer Probe mit Emissionswellenlänge $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 405 \text{ nm}$ und einer Eingangsleistung von 1,5 mW.

3.2 Abhängigkeit der PL von der Eingangsleistung

Die Resultate der Untersuchung der Leistungsabhängigkeit sind in den Abbildungen 7 und 8 für zwei der Proben graphisch dargestellt. Es ist zunächst ein linearer Anstieg zu sehen, welcher in eine Sättigung bei höheren Eingangsleistungen übergeht. Der untersuchte Bereich der Leistung ist für die in Abbildung 7 gezeigte Probe deutlich kleiner, da der CCD-Chip eher in Sättigung geht.

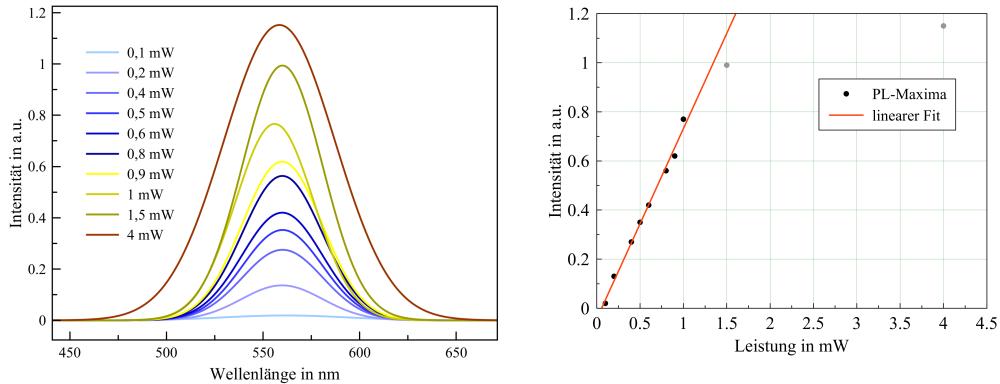


Abbildung 7: Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Eingangsleistung für eine Probe mit PL-Wellenlänge $\lambda_h = 520$ nm. **Links:** Kurvenschar der Ausgleichsrechnungen der PL-Spektren für unterschiedliche Leistungen. **Rechts:** Darstellung der Maxima der Ausgleichskurven und Fit des linearen Anstiegs.

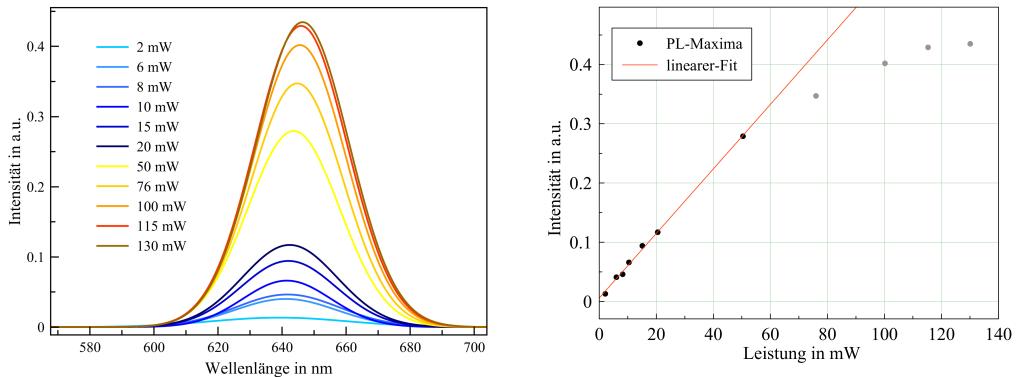


Abbildung 8: Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Eingangsleistung für eine Probe mit PL-Wellenlänge $\lambda_h = 645$ nm. **Links:** Kurvenschar der Ausgleichsrechnungen der PL-Spektren für unterschiedliche Leistungen. **Rechts:** Darstellung der Maxima der Ausgleichskurven und Fit des linearen Anstiegs.

Weiterhin sind Schwankungen der Position der maximalen Emissionsintensität der Photolumineszenz auffällig. Die Position der maximalen Emissionsintensität ist für beide Messungen in Abbildung 9 aufgetragen. Es zeigt sich ein klarer Anstieg der Emissionswellenlänge für die $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ Probe. Aus den Ergebnissen der Messungen an der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ lassen sich keine klaren Abhängigkeiten ableiten.

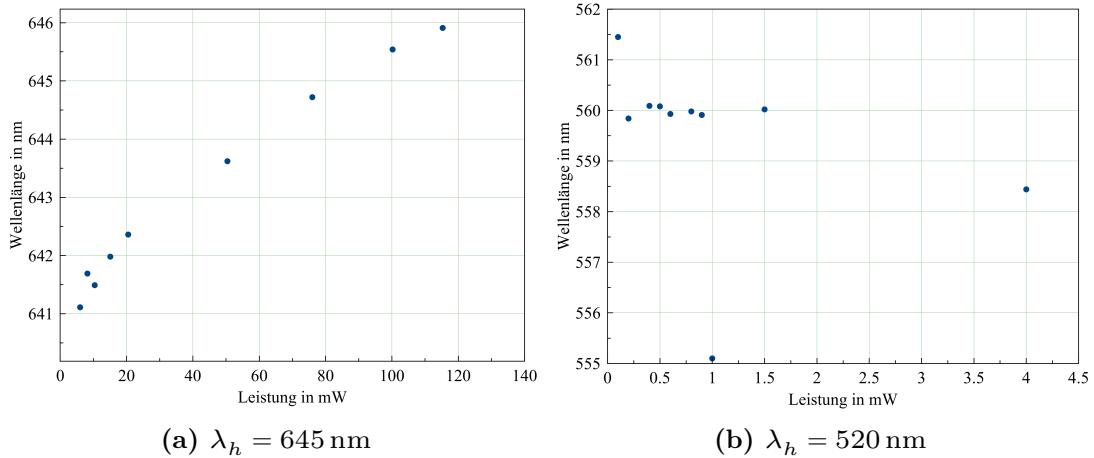


Abbildung 9: Abhängigkeit der Position des Emissionsmaximums von der Eingangsleistung.

In den Abbildungen 7 und 8 ist außerdem ein Änderung der Halbwertsbreiten der Emissionspeaks mit steigender Leistung erkennbar. Der Zusammenhang von Eingangsleistung und Halbwertsbreite der Emissionspeaks ist daher in Abbildung 10 explizit dargestellt.

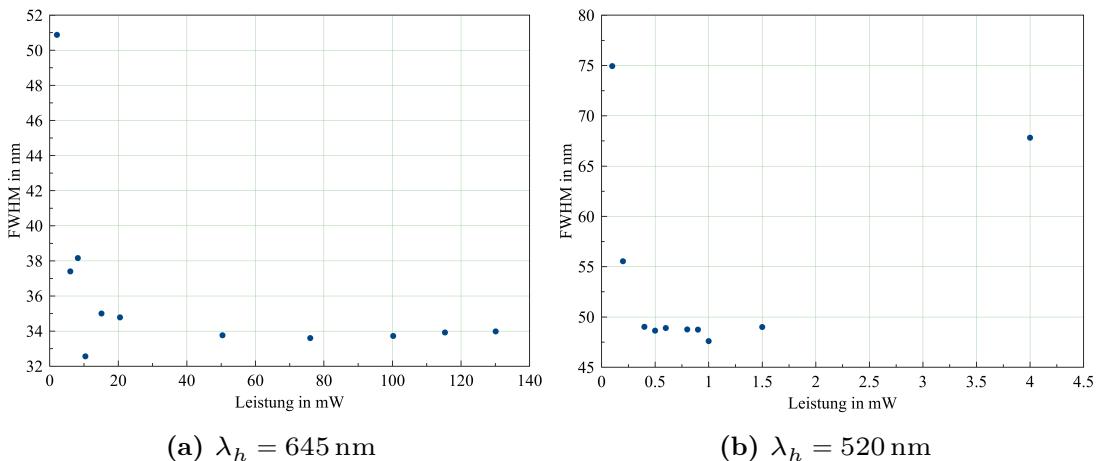


Abbildung 10: Abhängigkeit der Halbwertsbreiten (FWHM) von der Eingangsleistung.

Für kleine Eingangsleistungen ergeben sich bei der $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ Probe hohe Halbwertsbreiten, welche mit zunehmender Leistung schnell kleiner werden und sich dann einem

konstanten Wert annähern. Die Halbwertsbreiten der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe zeigen, bis auf den bei 4 mW aufgenommenen Messwert, ein ähnliches Verhalten.

3.3 Abhängigkeit der PL von der Polarisation

Um eine Abhängigkeit von der Polarisation des eingestrahlten Lichtes festzustellen, wurden für drei verschiedene lineare Polarisationen Photolumineszenzspektren einer Probe aufgenommen. Anregungswellenlänge und Eingangsleistung wurden hier nicht verändert. Aus den gemessenen Spektren (Abbildung 11) geht hervor, dass die Photolumineszenz nicht von der Polarisation des anregenden Lichtes abhängt.

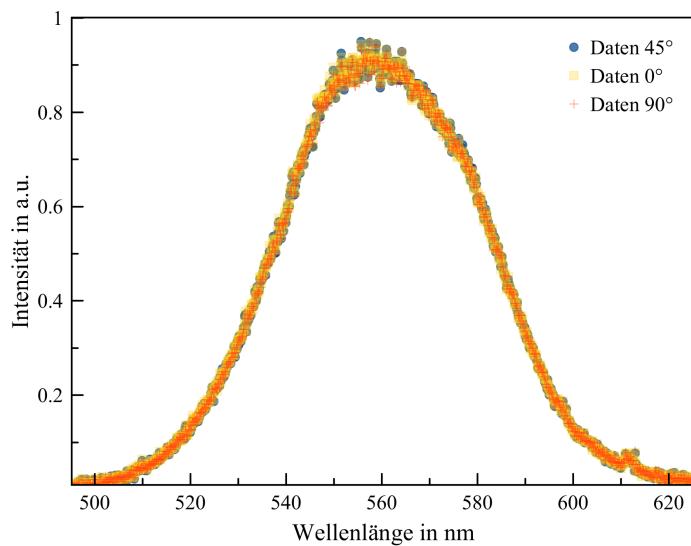


Abbildung 11: Abhängigkeit der Photolumineszenz der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 405 \text{ nm}$ und einer Eingangsleistung von 1,5 mW.

3.4 Photolumineszenz bei anderen Anregungsenergien

Zuletzt wurden Photolumineszenzspektren aller drei Proben für zwei weitere Anregungswellenlängen, 520 nm und 470 nm aufgenommen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 12 bis 14 dargestellt. In Abbildung 12b ist die Sättigung des CCD-Chips deutlich zu sehen. Für die $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ ist keine Photolumineszenz der Probe auszumachen und es ist nur die Reflexion des Anregungslichts zu sehen. Daher wurden für diese Messung keine weiteren Ausgleichsrechnung neben der Ermittlung der Breite und Position des Reflexionspeaks der Anregung durchgeführt. Der fettgedruckte Wert in Tabelle 3 ist der über den Filter eingestellte Wert des Anregungslichts und dient nur als Referenz. In den weiteren Spektren ist diese Reflexion klar von dem, durch die Photolumineszenz

entstehenden Peak, unterscheidbar. Die Halbwertsbreiten des Anregungslichts Γ_{ex} und der Emission Γ_{em} , sowie die Position der Anregungs- und Emissionspeaks λ_{ex} und λ_{em} , sind in den Tabellen 3 bis 5 zusammengestellt.

Tabelle 3: Halbwertsbreiten Γ und Peakposition λ der Photolumineszenzpeaks der $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ Probe für zwei weitere Wellenlängen. Der Index "ex" steht dabei für das anregende Licht und der Index "em" für die emittierte Photolumineszenz.

λ_{ex} in nm	Γ_{ex} in nm	λ_{em} in nm	Γ_{em} in nm
520.031 ± 0.009	7.81 ± 0.01		
570			

Tabelle 4: Halbwertsbreiten Γ und Peakposition λ der Photolumineszenzpeaks der $\lambda_h = 580 \text{ nm}$ Probe für zwei weitere Wellenlängen. Der Index "ex" steht dabei für das anregende Licht und der Index "em" für die emittierte Photolumineszenz.

λ_{ex} in nm	Γ_{ex} in nm	λ_{em} in nm	Γ_{em} in nm
520.00 ± 0.02	7.89 ± 0.02	594.1 ± 0.7	35.3 ± 0.7
469.01 ± 0.04	8.34 ± 0.05	593.0 ± 0.1	36.2 ± 0.2

Tabelle 5: Halbwertsbreiten Γ und Peakposition λ der Photolumineszenzpeaks der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe für zwei weitere Wellenlängen. Der Index "ex" steht dabei für das anregende Licht und der Index "em" für die emittierte Photolumineszenz.

λ_{ex} in nm	Γ_{ex} in nm	λ_{em} in nm	Γ_{em} in nm
520.17 ± 0.02	8.22 ± 0.22	557.67 ± 0.19	52.66 ± 0.26
469.10 ± 0.02	8.24 ± 0.03	559.28 ± 0.20	46.86 ± 0.23

Es fällt auf, dass die Photolumineszenz eine deutlich höhere spektrale Breite aufweist, als die spektrale Breite der jeweiligen Anregung. Die Emissionswellenlängen λ_{em} der einzelnen Proben weisen bei Anregung durch andere Wellenlängen nur sehr geringe Abweichungen voneinander auf. Allerdings ist auch hier eine Abweichung der Emissionswellenlänge der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ von der Herstellerangabe auffällig.

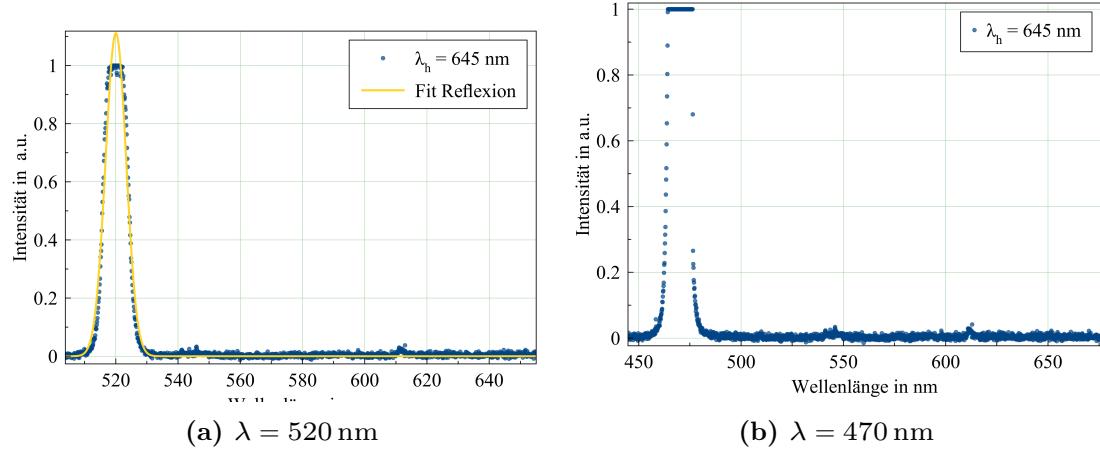


Abbildung 12: Photolumineszenzspektrum der $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ Probe.

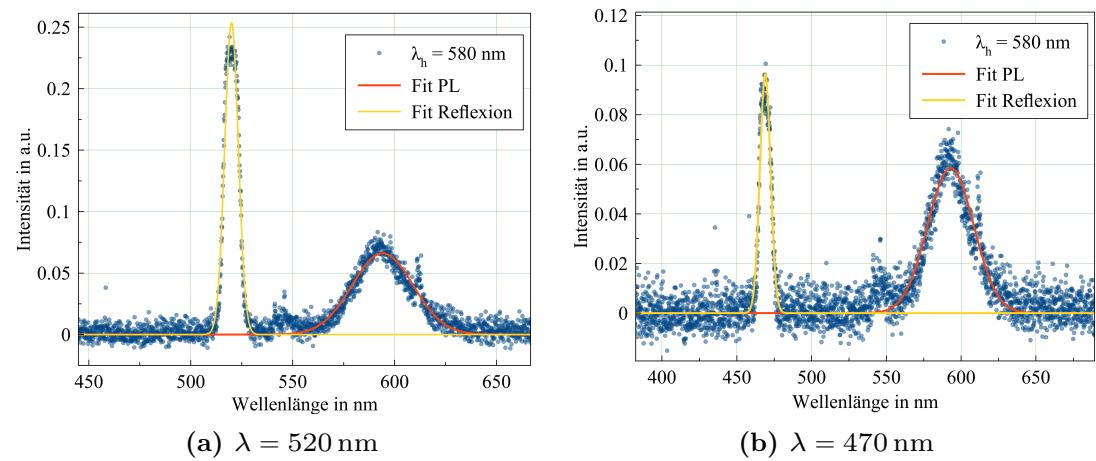


Abbildung 13: Photolumineszenzspektrum der $\lambda_h = 580 \text{ nm}$ Probe.

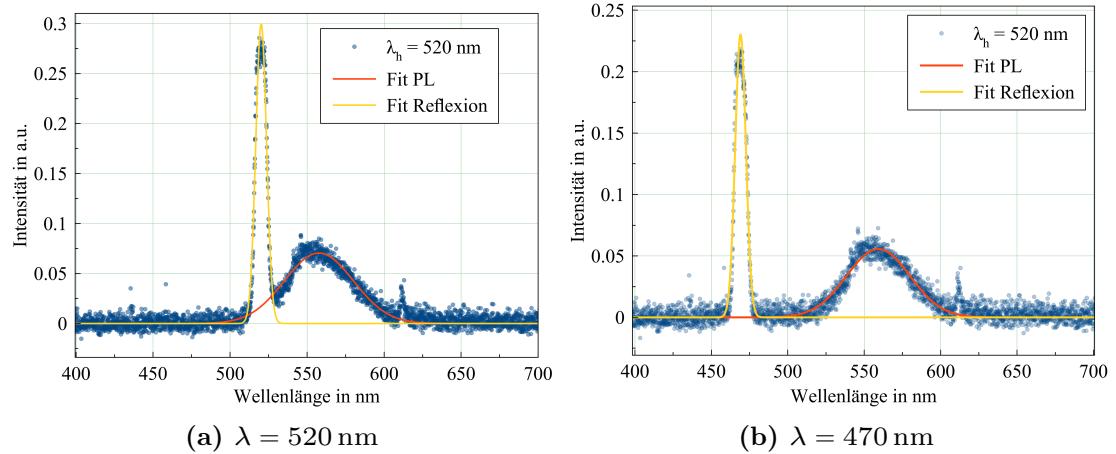


Abbildung 14: Photolumineszenzspektrum der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe.

4 Diskussion

Die Abschätzung der Größe der Nanostrukturen in Abschnitt 3.1 ist ohne Probleme für die Proben mit den Emissionswellenlängen $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ und $\lambda_h = 580 \text{ nm}$ möglich. Bei der $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe muss darauf geachtet werden, die Leistung deutlich niedriger zu wählen, da die Photolumineszenz der Probe so intensiv ist, dass die Diode in Sättigung geht. Daraus kann auf eine stark erhöhte Photolumineszenz für Anregungen nahe der Resonanz geschlossen werden. Die Abweichung der gemessenen Photolumineszenzwellenlänge für die $\lambda_h = 520 \text{ nm}$ Probe deuten auf eine falsche Herstellerangabe auf der Probe hin. Aus den Messungen in Abschnitt 3.1 und 3.4 ergibt sich eine ungefähre Emissionswellenlänge von ca. 559 nm.

Anhand der Messungen zur Leistungsabhängigkeit in Abschnitt 3.2 lässt sich ein durch die Probe auftretender Sättigungseffekt erkennen. Dies deutet daraufhin, dass die Generation von Exzitonen nicht mehr linear von der Intensität des eingestrahlten Lichts abhängt und für die Erzeugung eines Exzitons mehr als ein Photon absorbiert wird. Weiterhin ist es möglich, dass mehrere Exzitonen gleichzeitig in einem Quantenpunkt entstehen. Da diese miteinander Wechselwirken verlängert sich die Lebenszeit der angeregten Zustände wodurch weniger neue Anregungen möglich werden. Durch die Präsenz mehrerer Exzitonen in einem Quantenpunkt bilden sich außerdem Biexzitonen, die Grund für die Veränderungen der Emissionswellenlänge sein können. Das Auftreten lokaler Maxima in 4 folgt möglicherweise aus den Eigenschaften der Probe. Es ist möglich, dass besonders viele Nanostrukturen einer bestimmten Größe in der Probe vorhanden sind, sodass deren Emissionsenergie die Verteilung deformiert.

Die Schwankungen der Position der maximalen Emissionsenergie in Abbildung 9 lassen sich möglicherweise durch im Material stattfindende, intensitätsabhängige, nichtlineare Effekte erklären. Die Verschiebung hin zu höheren Wellenlängen bei der 645nm Messung entsteht möglicherweise durch eine stattfindende Aufheizung der Probe. Die Verschiebung der Emissionswellenlänge resultiert dabei aus einer Vergrößerung der Bandlücke mit zunehmender Temperatur. [4] Die Schulter in Abbildung 6 ist ein Anzeichen für die typische inhomogene Verbreiterung der Photolumineszenz bei Messungen an unterschiedlich großen Nanostrukturen.

Das konvergierende Verhalten der Halbwertsbreiten in Abbildung 10 ist ebenfalls durch die Sättigung der Probe zu erklären. Die grundsätzliche spektrale Verbreiterung der PL gegenüber dem anregenden Licht ist auf leicht unterschiedliche Quantenpunktgrößen innerhalb einer Probe zurückzuführen. Für die Variation von Intensität, spektraler Breite und Position der Lumineszenzpeaks sind außerdem die bereits in Kapitel 1 erläuterten Effekte verantwortlich.

Aus den Messungen bei unterschiedlich polarisiertem anregendem Licht (Abschnitt 3.3) ist keine Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Polarisierung zu erkennen. Dies lässt sich durch die zufällige Orientierung der Quantenpunkte im Probenbehälter erklären, wodurch eine im Mittel unpolarisierte Photolumineszenz entsteht.

Die in Abschnitt 3.4 ausgewerteten Messungen bei anderen Anregungsenergien zeigen ein stark unterschiedliches Verhalten der Photolumineszenz mit variierendem Verhältnis von Anregungs- und Photolumineszenzwellenlänge. Für die $\lambda_h = 645 \text{ nm}$ Probe ist keine Photolumineszenz vor dem Hintergrundrauschen auszumachen.

Insgesamt weisen die mithilfe der Weißlichtquelle erstellten Spektren deutlich breitere Photolumineszenzpeaks auf als die auf Laseranregung basierenden. Dies kann durch die höhere spektrale Breite des aus der Weißlichtquelle gefilterten, anregenden Lichtes erklärt werden. Das Verhältnis der spektralen Breiten von Laser und gefilterter Weißlichtanregung liegt bei ungefähr 1 : 8.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Aufbau gut geeignet ist um die Größen der Quantenpunkte mithilfe von Photolumineszenzmessungen zu bestimmen, sowie um unterschiedliche Abhängigkeiten der Photolumineszenz von kolloidalen Nanostrukturen bei Raumtemperatur vom anregenden Licht qualitativ festzustellen.

Literatur

- [1] Christof Arens. *Kolloidale Nanokristalle in epitaktischen Halbleiterstrukturen*. Dissertation, Paderborn. 2007.
- [2] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch: Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen*. Version 1. 2019.
- [3] *Homepage von MagicPlot*. 2019. URL: <https://magicplot.com/downloads.php>.
- [4] Y.P. Varshni. „Temperature dependence of the energy gap in semiconductors“. In: *Physica* 34.1 (1967), S. 149–154. ISSN: 0031-8914. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(67\)90062-6](https://doi.org/10.1016/0031-8914(67)90062-6).