

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DORTMUND

FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM FESTKÖRPERPHYSIK

Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen

Melina Helfrich, melina.helfrich@tu-dortmund.de

Felix Landmeyer, felix.landmeyer@tu-dortmund.de

DURCHFÜHRUNG AM 17.05.2019

ABGABE AM 17.07.2019

KORREKTURABGABE AM 07.08.2019

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

In diesem Versuch werden sich die optischen Eigenschaften unterschiedlicher kolloidaler Nanokristalle zu Nutze gemacht, um unterschiedliche Photolumineszenz-Spektren zu untersuchen. Ebenso soll der Zusammenhang zwischen der eingestrahnten Laserleistung und der erkennbaren Photolumineszenz betrachtet werden.

2 Theorie

2.1 Grundlagen der Photolumineszenz

Der Effekt der Photolumineszenz beschreibt die Möglichkeit, dass es durch Anregung eines Stoffes mithilfe von Licht zur Emission von niederenergetischen Photonen kommen kann. Dieser Vorgang wird in drei Teilschritte unterteilt, beginnend mit der Anregung. Die eingestrahnten Photonen sind in der Lage, Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband zu heben, was ein Loch im Valenzband zurücklässt. Dabei ist zu beachten, dass in einem Halbleiter Valenz- und Leitungsband durch eine Bandlücke getrennt sind. Das bedeutet, dass die Energie der Photonen größer sein muss als die Energie der vorherrschenden Bandlücke. Daraufhin folgt die Relaxation. Sowohl Elektron als auch Loch relaxieren zu energetisch günstigeren Energieniveaus, sodass sie nahe der Bandlücke zu finden sind. Während der Relaxation geben die Ladungsträger ihre Energie in Form von Phononen an den Halbleiter ab. Abschließend kommt es zur Rekombination von Elektron und Loch. Die dabei frei werdende Energie kann entweder nicht-strahlend, also über Stöße und daraus resultierende Gitterschwingungen abgegeben werden. Oder sie wird strahlend abgegeben, d.h. sie wird in Form von Photonenemission frei. Dieser Vorgang ist in seinen drei Teilschritten zur Veranschaulichung in Abbildung 1 dargestellt.

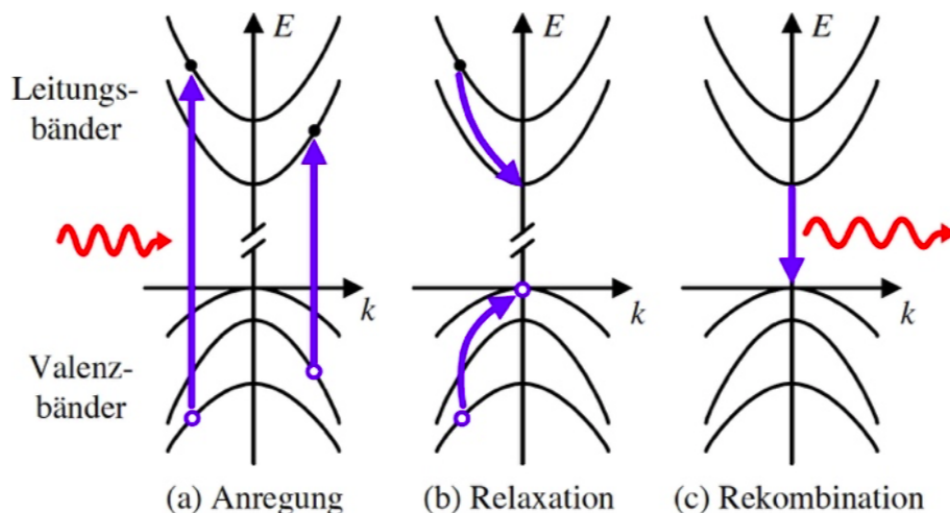


Abbildung 1: Veranschaulichung der Teilschritte der Photolumineszenz. In a) ist die Anregung durch ein einfallendes Photon dargestellt. Dann zeigt b) die darauffolgende Relaxation, bevor es in c) zur Rekombination von Elektron und Loch unter Photonemission kommt [**Anleitung**].

2.2 Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen

Eben dieser Effekt der Photolumineszenz ist in Nanostrukturen zu erkennen, die im Folgenden auch Halbleiterquantenpunkte genannt werden. Denn aufgrund ihrer geringen Größe ist es möglich, Quanteneffekte an ihnen zu beobachten. Aufgrund des Einschlusses der Wellenfunktion des

Elektrons innerhalb einer Potentialbarriere kommt es zur Quantisierung der Energiezustände. Eine solche Barriere kommt zustande, wenn es ein angrenzendes Material gibt, welches eine höhere Bandlückenenergie aufweist. Das hat zur Folge, dass anstelle eines kontinuierlichen ein diskretes Energiespektrum vorliegt. Ein solches diskretes Spektrum ist ansonsten von Atomen bekannt, weshalb die Halbleiterquantenpunkte oftmals auch als künstliche Atome bezeichnet werden.

Ein großer Vorteil dieser Strukturen liegt darin, dass sie in ihrer Größe verändert werden können. Dies hat einen großen Einfluss auf ihre chemischen und physikalischen Eigenschaften. Das hat zur Folge, dass eine Veränderung der Größe ebenfalls zu einer Veränderung in der auftretenden Photolumineszenz führt. Diese Eigenschaft macht die kolloidalen Nanokristalle für viele Anwendungen sehr attraktiv.

Wie bereits angedeutet, setzen sich viele Nanostrukturen aus einem Kernmaterial und einem Schalenmaterial zusammen. Solche Strukturen werden auch als Heterosysteme bezeichnet und können in zwei Typen unterteilt werden [Lit1]. Der Unterschied liegt dabei in der Anordnung der Energieniveaus. Bei Typ I sind die energetisch günstigsten Zustände sowohl für das Elektron als auch für das Loch im Kern zu finden. Bei Typ II hingegen siedelt sich einer der Ladungsträger nach der Relaxation im Kern an und der andere in der Schale. Das hat zur Folge, dass bei Typ II nur indirekte Übergänge stattfinden können. Zur Veranschaulichung sind die Bandstrukturen der beiden Typen in Abbildung 2 dargestellt.

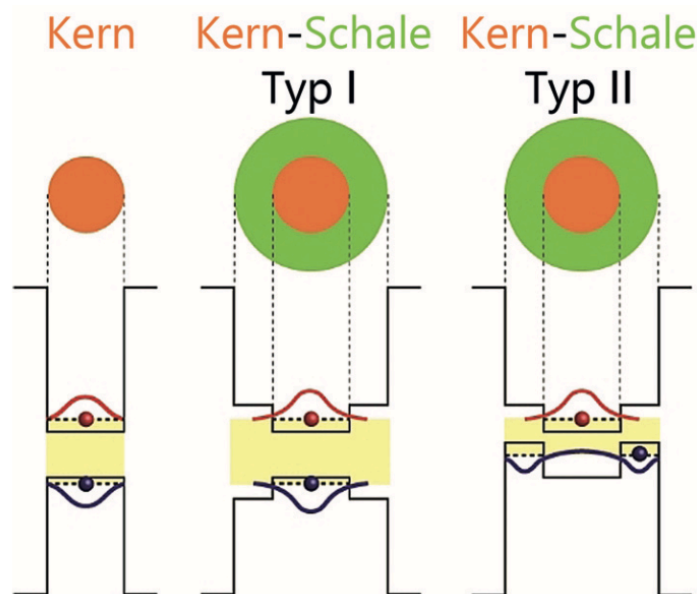


Abbildung 2: Darstellung der Unterschiede innerhalb der Bandstrukturen von Heterosystemen Typ I und II. Auf der linken Seite wird deutlich, dass beide Ladungsträger in den Kern relaxieren werden. Bei Typ II auf der rechten Seite ist dies nicht der Fall [Lit1].

Da in dem folgenden Versuch lediglich Strukturen des Typ I benutzt werden, wird in der restlichen theoretischen Betrachtung auch nur noch dieser Typ betrachtet. Kommt es nun in einer solchen Struktur zu einer Anregung durch eingestrahlte Photonen kann es zu einer Vielzahl von Phänomenen kommen. Zunächst ist es entscheidend, wie viel Energie die Photonen mit sich tragen. Haben sie genug Energie, um in dem Schalenmodell die Bandlücke überwinden zu können, kommt es hier zu einer Ausbildung eines Exzitons. Da jedoch die energetisch günstigsten Zustände im Kern liegen, relaxieren die beiden Ladungsträger dorthin bevor es zur Rekombination kommt. Reicht die Photonenenergie dafür nicht aus, ist aber groß genug um ein Elektron aus dem Kern

ins Leitungsband zu heben, findet der gesamte Vorgang der Photolumineszenz ausschließlich im Kern statt.

Die Größe eines Nanopartikels kann aus der Energie der emittierten Strahlung dieses Partikels nach der Brus-Formel

$$\Delta E(r) = E_{\text{gap}} + \frac{h^2}{8r^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (1)$$

berechnet werden [Brus]. Dabei beschreibt r den Radius des Partikels, E_{gap} die Bandlücke des Kernmaterials und m_e^* und m_h^* die effektiven Massen von Elektron und Loch.

Zusätzlich dazu kann es passieren, dass ein sogenanntes Biexziton erzeugt wird. Das bedeutet, es sind zwei Elektronen-Loch-Paare zur selben Zeit innerhalb des Kernmaterials zu finden. Das Vorkommen eines solchen Biexzitons ist jedoch sehr unwahrscheinlich. Eng damit verbunden ist jedoch der Effekt des *Blinkens*. Dieser besagt, dass es zu Aussetzern im Signal kommt, obwohl der verwendete Laser eine konstante Anregungsleistung liefert. Dieser Effekt ist stochastisch innerhalb jeder Messung verteilt. Ein möglicher Grund dafür besteht darin, dass eines der Elektronen-Loch-Paare des Biexzitons rekombiniert. Wenn die dabei frei werdende Energie auf das noch im Leitungsband existierende Elektron übertragen wird, kann dieses aus dem Nanopartikel herausgehoben werden. Das bedeutet, dass es bei diesem Vorgang nicht zur Aussendung von Photonen kommt, wodurch es zum Abfall des Messsignals kommt. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass ein Elektron direkt zu einem äußeren Energieniveau tunnelt, was ebenfalls in einem verminderten Messsignal deutlich würde. Um dies zu verhindern, kann die Schicht des Schalenmaterials dicker gewählt werden, um die Tunnelwahrscheinlichkeit zu minimieren.

3 Vorstellung der verwendeten Probe

Bei der in diesem Versuch untersuchten Probe handelt es sich um eine Nanostruktur der Form Typ I. Der Kern besteht aus einer Kombination aus Cadmium und Selen und weist eine Bandlücke von 1,74 eV auf [Gab]. Das Schalenmaterial setzt sich aus Zink und Schwefel zusammen und hat mit 3,56 eV [Gab] eine knapp doppelt so große Energielücke, wodurch sich die Potentialbarriere ausbildet. Da bei dieser Struktur eine Typ-I-Heterostruktur vorliegt, handelt es sich im Umkehrschluss um einen direkten Halbleiter.

3.1 Herstellung von CdSe Halbleiterquantenpunkten

Zur Herstellung von CdSe Halbleiterquantenpunkten wird das Heißinjektionsverfahren genutzt. Dabei wird Cadmium in einer Lösung erhitzt und, sobald es eine Temperatur von etwa 260 °C erreicht hat, eine weitere Lösung mit Selen injiziert. Direkt nach der Zugabe der Selenlösung bilden sich CdSe Nanokristalle und wachsen bei gleichbleibender Temperatur zu größeren Strukturen. Während dieses Wachstumsprozess können Proben aus der Mischung entnommen werden, in diesen Proben stoppt das Wachstum der CdSe Kristalle bei abreißender Wärmezufuhr [Lit1, Rempel].

4 Aufbau

In Abbildung 3 ist der in diesem Versuch verwendete Aufbau abgebildet. Zu Beginn ist ein Laser der Wellenlänge 405 nm zu erkennen. Daraufhin folgt ein optischer Isolator. Dieser lässt nur Licht einer bestimmten Polarisierung durch. Einfallendes Licht von der anderen Seite wird vollständig reflektiert, sodass eine Beschädigung des Lasers vermieden werden kann. Danach passiert das Licht einen Gradientenfilter durch den die Laserleistung verändert werden kann. Als nächstes ist eine Kombination aus Glan-Taylor-Prisma und $\lambda/2$ -Platte zu erkennen. Dabei sorgt das Prisma für linear polarisiertes Licht. Eine $\lambda/2$ -Platte unterscheidet zwischen parallel und

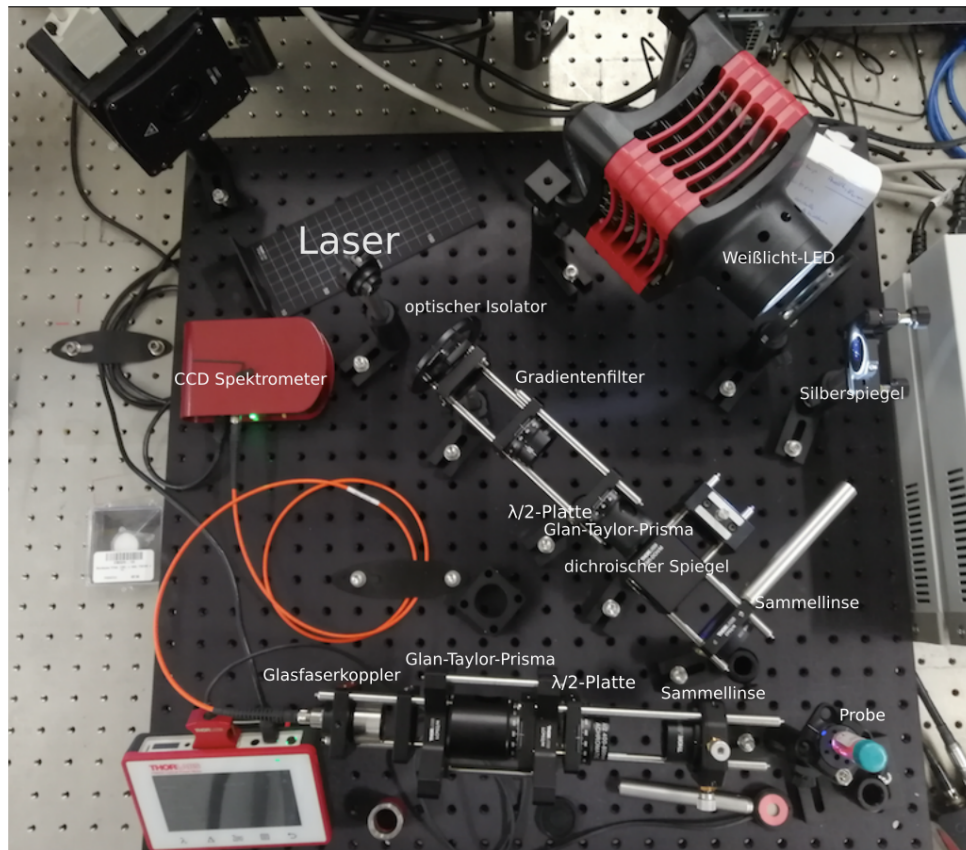


Abbildung 3: Der für diesen Versuch aufgebaute Versuchsaufbau.

senkrecht zu einer festgesetzten Ebene polarisiertem Licht und verschiebt diese beiden Anteile um eben $\lambda/2$ zueinander. Daraufhin folgt ein dichroischer Spiegel. Dieser lässt Licht ab einer bestimmten Wellenlänge hindurch und reflektiert alles unterhalb dieser Grenze. Bei dem in diesem Versuch verbauten Spiegel beträgt diese Grenze ca. 425 nm. Anschließend folgt der Probenstisch auf den die zu untersuchenden Proben platziert werden. Um den Laserstrahl auf die Proben zu fokussieren, ist es möglich als weiteres Element eine Linse zu verbauen.

Das von der Probe ausgesendete Photolumineszenz wird mithilfe eines Detektionspfads eingefangen und registriert. Dafür wird zunächst eine Sammellinse mit einer Brennweite von 60 mm verwendet, um das Photolumineszenz zu bündeln. Daraufhin folgt wiederum eine Kombination aus einem Glan-Taylor-Prisma und einer $\lambda/2$ -Platte. Bevor das Licht den Glasfaserkoppler erreicht, passiert es auf seinem Weg einen Interferenzfilter. Das Signal, welches der Glasfaserkoppler registriert, wird an ein Spektrometer der Firma Thorlabs weitergeleitet und schließlich auf dem angeschlossenen Computer visualisiert.

5 Durchführung

Bevor mit der Durchführung des Versuchs begonnen werden kann, muss der Aufbau zunächst, wie zuvor beschrieben, realisiert werden. Nachdem alle für den Versuchsaufbau benötigten Geräte auf dem Arbeitsplatz positioniert sind, muss anhand des Strahlengangs des Lasers die Höhe aller Geräte angepasst werden, besonders wichtig dabei ist der bewegliche Probenstisch, auf dem im weiteren Verlauf des Versuches die kolloidalen Nanokristallproben platziert werden. Bei der Justage ist zu beachten, dass der Laser mit einer minimalen Leistung zu verwenden ist, um eine Schädigung des Auges zu vermeiden.

Im ersten Schritt des eigentlichen Versuchs werden die Photolumineszenz-Spektren der unter-

schiedlichen Proben, nach einer Anregung mit einem Laser mit einer Wellenlänge von 405 nm, aufgenommen. Nachdem überprüft wird, ob die Photolumineszenz unter diesen Bedingungen polarisiert ist, werden die Spektren auch noch für eine einfallende Wellenlänge von 470 nm und 520 nm aufgenommen.

Im letzten Schritt wird der Zusammenhang zwischen der Laserleistung und der daraus resultierenden Photolumineszenz untersucht. Dafür werden zwei der vorhandenen Proben mit unterschiedlichen Laserleistungen bestrahlt und die Photolumineszenz-Spektren aufgenommen.

6 Auswertung

Da der Abstand zwischen zwei Kanälen im Spektrometer ca. 0,1 nm beträgt und die Unsicherheiten der Ausgleichsrechnungen für die Photolumineszenzkurven allesamt kleiner als dieser Abstand sind, werden diese Unsicherheiten nicht aufgelistet.

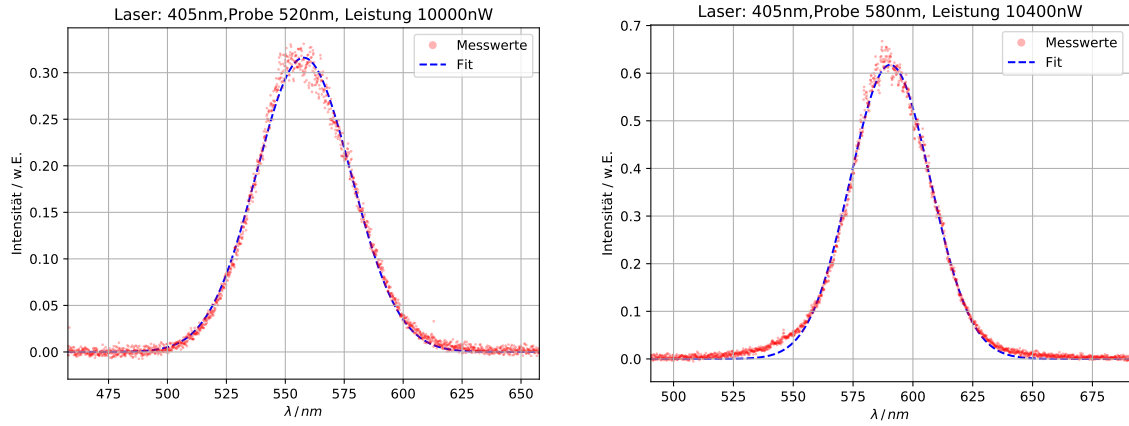
Die aufgenommenen Daten werden mit den Paketen `matplotlib` und `scipy.optimize.curve_fit` von `Python` dargestellt und ausgewertet. Das Spektrum von Nanokristallen einer definierten Größe hat, aufgrund der Lebensdauer der Exzitone, die Form einer Lorentzkurve [**Diplomarbeit, Lorentz**]. Die Größenverteilung der Kristalle bei der Herstellung folgt einer Normalverteilung. Aufgenommene Spektren sind daher die überlagerten Spektren der einzelnen Kristalle. Daher wird für die Ausgleichsrechnung der Photolumineszenzspektren eine Gaußkurve der Form

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

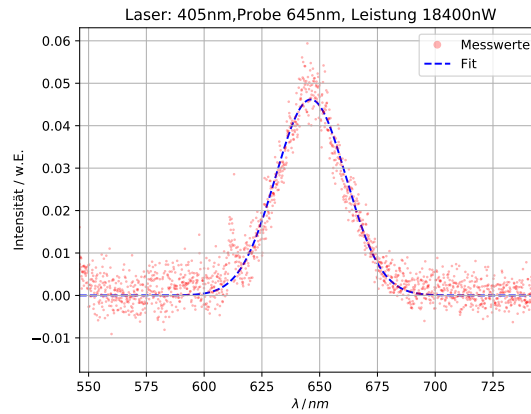
genutzt. Dabei beschreibt A die Amplitude der Kurve, x_0 die mittlere Emissionsenergie (im Folgenden oft auch nur Emissionsenergie genannt) und σ die Standardabweichung der Kurve. Die Standardabweichung ist ein Maß für die Linienbreite der Peaks und wird im Folgenden deshalb als Linienbreite bezeichnet.

6.1 Photolumineszenz-Eigenschaften der kolloidalen Proben

In Abbildung 4 sind die aufgenommenen Photolumineszenz-Spektren der drei untersuchten Proben bei Einstrahlung mit Laserlicht der Wellenlänge 405 nm zu sehen. Aufgetragen ist dabei die Intensität gegen die Emissionsenergie der ausgesendeten Photonen der Photolumineszenz.



(a) Spektrum bei Bestrahlung der 520 nm-Probe. (b) Spektrum bei Bestrahlung der 580 nm-Probe.



(c) Spektrum bei Bestrahlung der 645 nm-Probe.

Abbildung 4: Die aufgenommenen Photolumineszenz-Spektren der drei zu untersuchenden Proben.

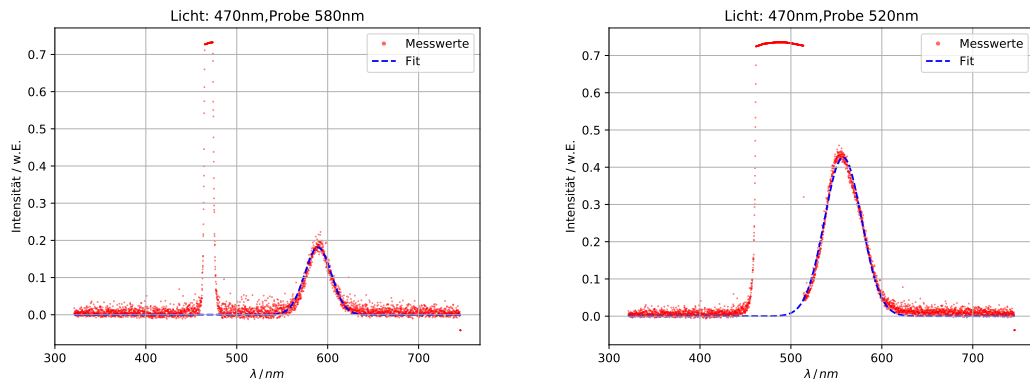
Alle aufgenommenen Spektren weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Zu erkennen ist eine Intensitätsverteilung rund um einen Maximalwert. Dabei wird in einem Bereich von ca. 100 nm ein Photolumineszenz-Signal gemessen. Dabei fällt auf, dass das Maximum bei dem Spektrum in Abbildung 4b statt wie erwartet nicht bei 580 nm, sondern bei ca. 590 nm liegt. Noch weiter vom erwarteten Wert entfernt liegt das Maximum bei der 520 nm-Probe. Hierbei liegt der Peak bei ca. 560 nm. Ebenso auffällig ist die Spitze der Peaks. Während die Kurven an den Flanken und dem Untergrund sehr rauscharm sind, sind die Messwerte um die Peaks sehr verrauscht. Die Ausgleichsrechnung für Abbildung 4a und 4b treffen nicht die Stelle der Maximalintensität. Dies liegt vermutlich an dem leichten Knick, den beide Messkurven an der rechten Flanke aufweisen. Ein solcher Kurvenverlauf ließe sich durch eine Überlagerung zweier Kurven erklären.

Die Abschätzung der Partikelgröße wird mit Gleichung (1) berechnet. Dabei gilt für das CdSe Kernmaterial: $E_{\text{gap}} = 1,74 \text{ eV}$, $m_e^* = 0,13m_e$ und $m_h^* = 0,45m_e$ [wiki_Brus]. Mithilfe der aus den Fits bestimmten Emissionsenergien der unterschiedlichen Proben werden so die Größen der Nanopartikel abgeschätzt. Die dafür benötigten, sowie die berechneten Werte sind in Tabelle 1 zusammengetragen.

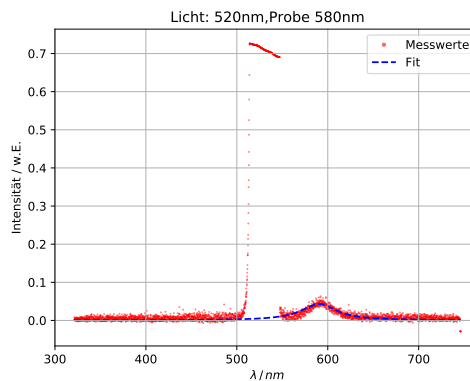
Tabelle 1: Zusammenfassung der Ergebnisse für die Größenabschätzung der Nanopartikel der unterschiedlichen untersuchten Proben.

Probe	Wellenlänge / nm	Emissionsenergie / eV	Radius der Nanopartikel / nm
645 nm	646,1	1.92	4,6
580 nm	590,5	2.10	3,2
520 nm	557,8	2.23	2,8

Im nächsten Schritt werden die Photolumineszenz-Spektren für weitere Wellenlängen aufgenommen. In diesem Versuch werden dabei die Wellenlängen 470 nm und 520 nm verwendet. Die dabei aufgenommenen Spektren sind in Abbildung 5 dargestellt. Für die 645 nm-Probe werden in diesem Teil keine Spektren aufgenommen, da diese kein messbares Spektrum liefert. Vermutlich waren die Partikel zu diesem Zeitpunkt bereits einer zu großen Laserleistung ausgesetzt und sind auf diese Weise beschädigt worden. Diese Vermutung wird dadurch gestützt, dass das Pulver schon mehreren großen Klumpen gebildet hat. Außerdem wird mit einer Wellenlänge von 520 nm nur die 580 nm-Probe gemessen, da bei der 520 nm-Probe kein Spektrum aufgenommen werden kann, da in diesem Fall die Intensität der Quelle die Intensität der emittierten Photolumineszenz deutlich übersteigt und dann gemessen wird.



(a) Aufgenommenes Spektrum bei einer Wellenlänge von 470 nm und der 580 nm-Probe. (b) Aufgenommenes Spektrum bei einer Wellenlänge von 470 nm und der 520 nm-Probe.



(c) Aufgenommenes Spektrum bei einer Wellenlänge von 520 nm und der 580 nm-Probe.

Abbildung 5: Die aufgenommenen Photolumineszenz-Spektren für die Wellenlängen 470 nm und 520 nm.

Auffällig ist bei der Betrachtung dieser Spektren, dass neben den Maxima eine Intensität zu erkennen ist, die deutlich höher ist als die Photolumineszenzintensität. Dabei handelt es sich um die detektierte Strahlung der verwendeten Weißlichtquelle mit dem Filter für die jeweilige

gewünschte Wellenlänge. Außerdem variieren die gemessenen Intensitäten stark. So weist das Maximum in Abbildung 5c eine deutlich geringere Intensität auf als das Maximum in Abbildung 5b.

Die Peakposition der Kurven verschiebt sich im Vergleich zu denen aus Abbildung 4 ein wenig. Im Gegensatz zu der Kurve aus Abbildung 4a verschiebt sich das Maximum in Abbildung 5b um etwa 1,4 nm von 557,8 nm auf 556,4 nm. Die Verschiebung der Maxima der 580 nm-Probe fällt dagegen kleiner aus. Während bei der Bestrahlung mit dem 405 nm-Laser das Maximum bei 590,5 nm liegt (vgl. Abbildung 4b), sinkt es in Abbildung 5a auf 590,0 nm und steigt in Abbildung 5c wieder etwas auf 590,3 nm. Wie bereits erwähnt, treffen die Ausgleichskurven nie wirklich das Maximum, weshalb die Aussagekraft solch kleiner Verschiebungen zwischen wenigen Messungen eher gering ist.

Bei der Überprüfung der Polarisation der Photolumineszenz in Abhängigkeit der eingestrahnten Polarisation wird festgestellt, dass jene nicht polarisiert ist.

6.2 Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserleistung

Im nächsten Schritt wird die Photolumineszenz in Abhängigkeit der verwendeten Laserleistung untersucht. Dabei werden die Proben 520 nm und 580 nm verwendet, da, wie bereits erwähnt, die 645 nm-Probe zu keinen guten Ergebnissen geführt hat. Das Programm, das die gewonnenen Daten des Spektrometers visualisiert, hat bei einer der Messungen mit der 520 nm-Probe die Y-Achse verändert, sodass aus dieser Messung keine Informationen im Bezug zu den anderen Messungen gezogen werden kann. Daher wird diese Messung im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

In Abbildung 6 sind die aufgenommenen Spektren bezüglich der 520 nm-Probe mit unterschiedlichen Laserleistungen dargestellt.

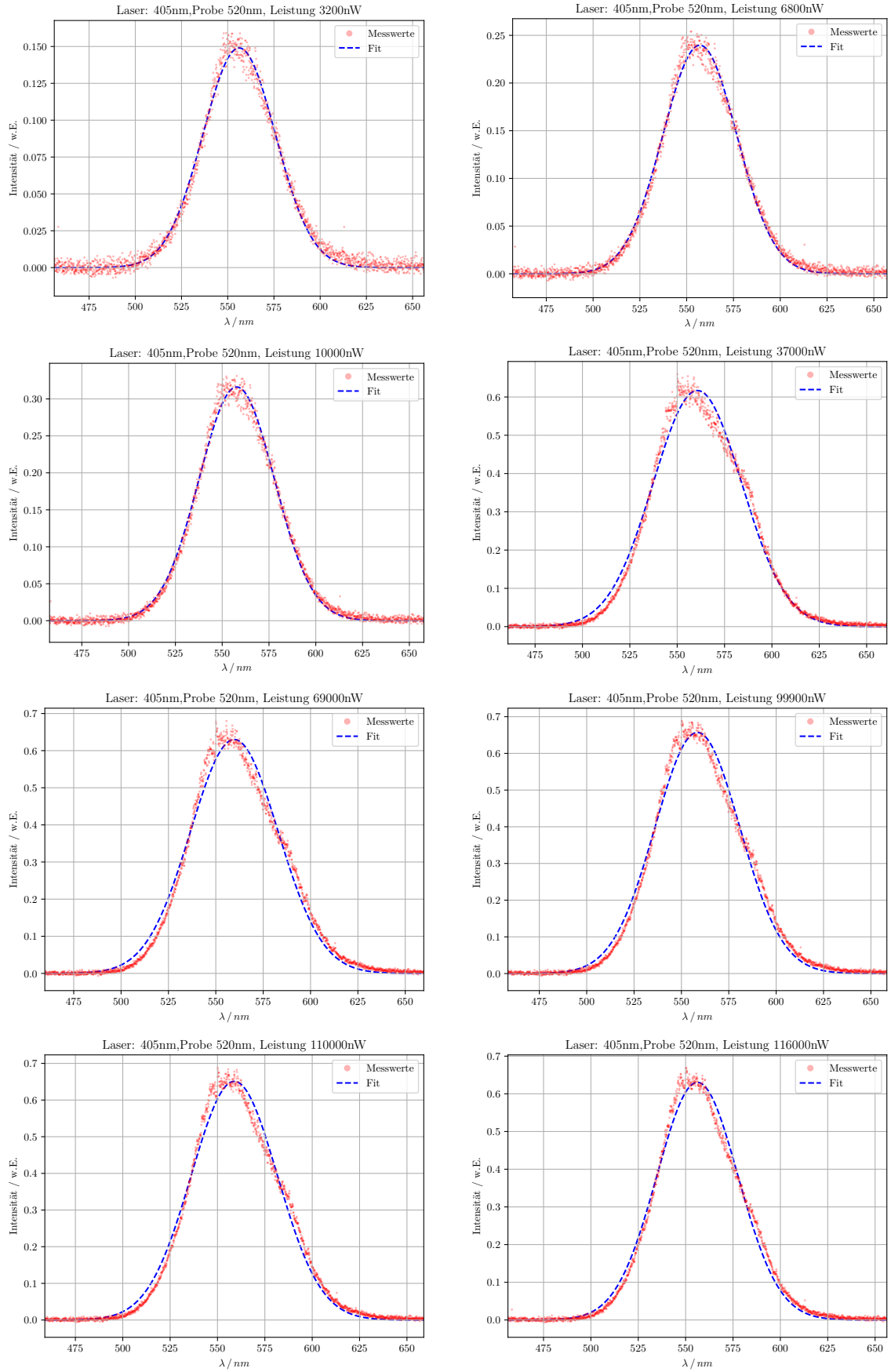


Abbildung 6: Photolumineszenz-Spektren der 520 nm-Probe bei Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 405 nm bei unterschiedlichen Laserleistungen.

Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass nicht bei allen Spektren ein symmetrischer Verlauf zu erkennen ist. Beipielsweise in dem Spektrum mit einer Laserleistung von 37 000 nW ist auf der absteigenden Flanke bei ca. 590 nm eine Abweichung des Verlaufs zu erkennen. Die Kurve hat hier eine Art Knick, wodurch die Ausgleichsrechnung ihr Maximum nicht ganz an derselben Stelle wie die Datenkurve hat.

In Tabelle 2 sind die aus den Spektren gewonnenen Ergebnisse zusammengetragen. Berechnet werden dafür die Emissionsenergie, Linienbreite und Amplitude in Abhängigkeit der Laserleistung, dabei sind alle Größen in eV angegeben.

Tabelle 2: Zusammenfassung der Ergebnisse für Emissionsenergie, Linienbreite und Amplitude im Zusammenhang mit der verwendeten Laserleistung.

Laserleistung / mW	Emissionsenergie / eV	Linienbreite / meV	Amplitude
3,2	2,233	79	0,14
6,8	2,230	79	0,24
10,0	2,227	80	0,32
37,0	2,217	92	0,62
69,0	2,221	91	0,63
99,0	2,226	89	0,66
110,0	2,224	90	0,65
116,0	2,234	86	0,63

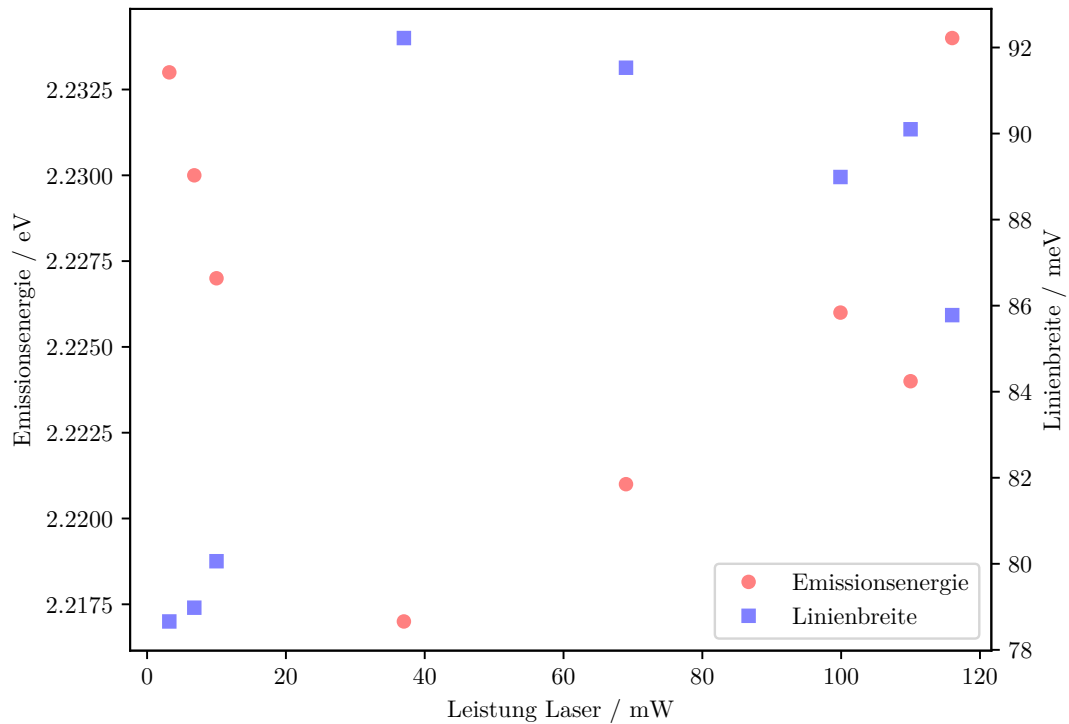


Abbildung 7: Emissionsenergie der 520 nm-Probe in Abhängigkeit der Laserleistung.

Die Emissionsenergie verschiebt sich mit ansteigender Laserleistung zunächst zu kleineren Energien um dann wieder auf die ursprüngliche Energie anzusteigen. Die Linienbreite der Kurven verhält sich gegensätzlich und steigt erst rasch an um dann wieder etwas abzusinken. Ähnlich sieht es bei der Amplitude aus, denn auch diese steigt mit zunehmender Laserleistung an und geht

in eine Sättigung über. Da eine ansteigende Leistung auch eine höhere Anzahl an eingestrahnten Photonen bedeutet, können mehr Exzitonen erzeugt werden. Dies führt eine höhere Amplitude der Photolumineszenz mit sich.

Auf die gleiche Weise sind in Abbildung 8 die aufgenommenen Spektren mit zunehmender Laserleistung und Betrachtung der 580 nm-Probe abgebildet.

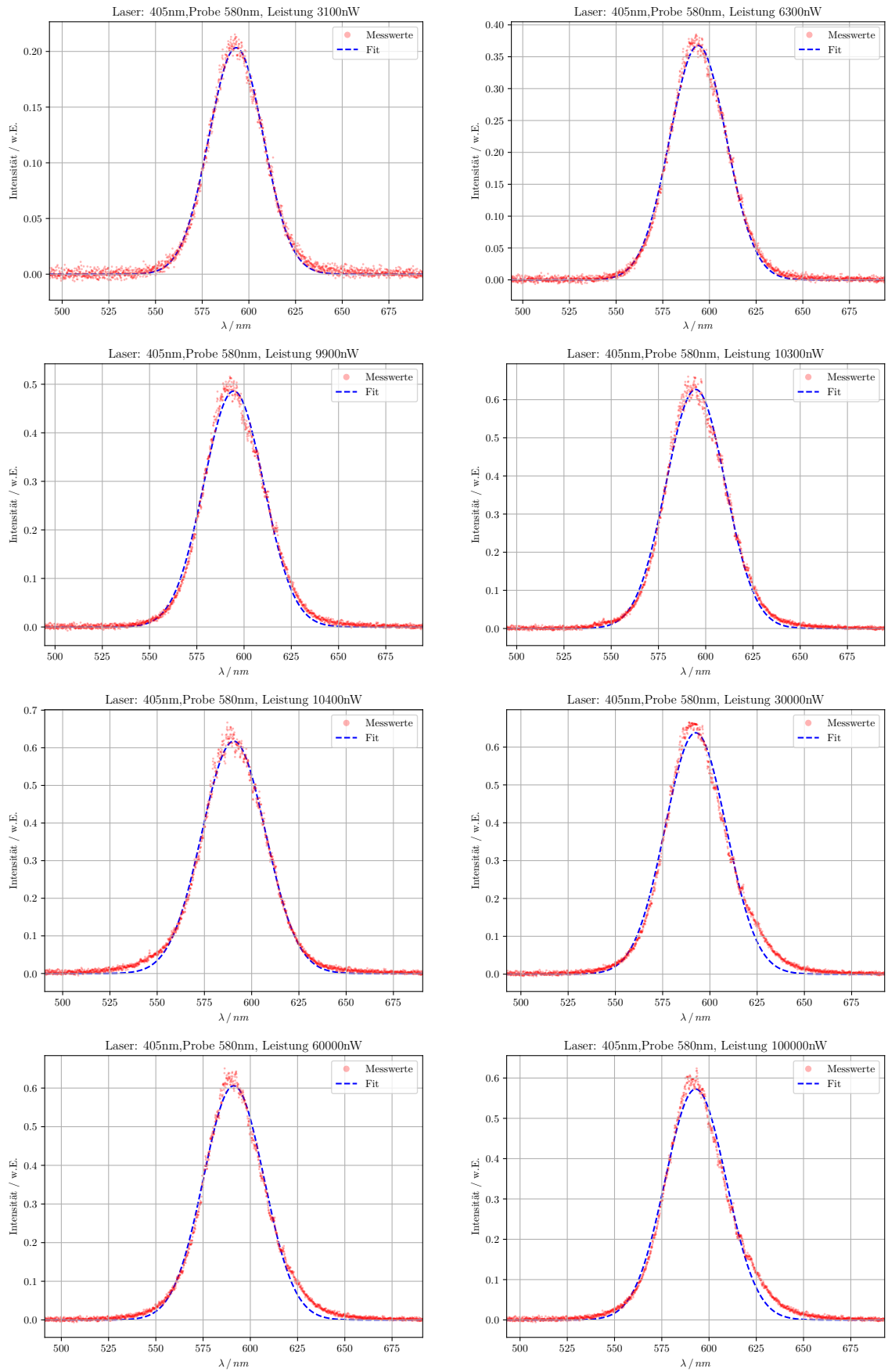


Abbildung 8: Photolumineszenz-Spektren der 580 nm-Probe bei Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 405 nm bei unterschiedlichen Laserleistungen.

In Tabelle 3 sind die berechneten Werte für die 580 nm-Probe zusammengetragen.

Tabelle 3: Zusammenfassung der Ergebnisse für Emissionsenergie, Linienbreite und Amplitude im Zusammenhang mit der verwendeten Laserleistung.

Laserleistung / mW	Emissionsenergie / eV	Linienbreite / meV	Amplitude
3,1	2,092	51	0,20
6,3	2,090	53	0,37
9,9	2,088	56	0,49
10,3	2,087	55	0,63
10,4	2,102	60	0,62
30,0	2,095	57	0,64
60,0	2,099	57	0,61
100,0	2,093	57	0,57

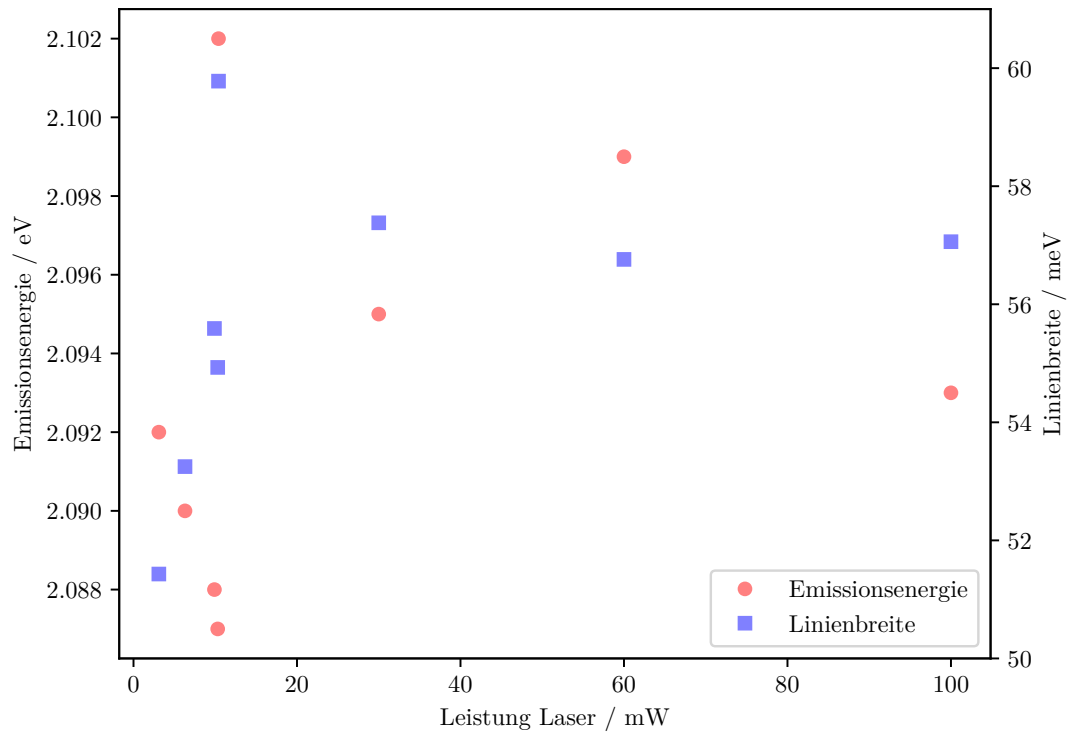


Abbildung 9: Emissionsenergie der 580 nm Probe in Abhängigkeit der Laserleistung.

In diesem Versuchsteil weist die Emissionsenergie der 580 nm-Probe einen ähnlichen Verlauf auf wie die der 520 nm-Probe, wenn auch der Abfall der Emissionsenergie schon bei 10,3 mW sein Minimum erreicht. Diesem interpretierten Verlauf steht gegenüber, dass die Emissionsenergie bei 10,4 mW ihr Maximum erreicht. Der Messwert bei 10,4 mW zeigt ebenfalls die größte Linienbreite der Messreihe. Die Spektren der 580 nm-Probe zeigen keinen so markanten Knick wie die der 520 nm-Probe. Werden die beiden Versuchsteile der unterschiedlichen betrachteten Proben verglichen, fällt auf, dass die Linienbreite der Probe, deren Emissionsenergie in einem höheren Wellenlängenbereich liegt, niedriger ist.

7 Diskussion

Die gemessene Emissionswellenlänge der Nanokristalle unterscheidet sich zum Teil deutlich von der angegebenen Wellenlänge. Mit kleiner werdenden Wellenlängen nimmt die Abweichung zu.

Tabelle 4: Abweichung der gemessenen Emissionswellenlänge zur im Datenblatt angegebenen Wellenlänge.

Wellenlänge _{exp.} / nm	Wellenlänge _{dat.} / nm	Abweichung / %
646,1	645	0,17
590,5	580	1,78
557,8	520	6,78

Die aus den gemessenen Spektren berechneten Radien der Nanopartikel lassen sich ebenso mit den Radien vergleichen, die aus den Wellenlängen des Datenblatts folgen.

Tabelle 5: Abweichung der Radien der Nanopartikel.

Probe	Radius _{exp.} / nm	Radius _{dat.} / nm	Abweichung / %
645	4,6	4,5	2
580	3,2	3,1	3,2
520	2,8	2,4	16,6

Diese Abweichung kann mit der Fertigung der Nanopartikel zusammenhängen, für kleinere Partikel muss die Fertigung früher beendet werden und es ist schwieriger hierfür den passenden Moment abzapfen.

Für die Messungen mit weiteren Wellenlängen von 520 nm und 470 nm konnte leider die 520 nm-Probe nicht genutzt werden. Der nach der Weißlichtquelle eingebaute Filter lässt einen relativ großen Wellenlängenbereich durch, der sich dann mit der emittierten Wellenlänge der Probe überlappt. Außerdem ist die von dem Probenfläschchen reflektierte Intensität deutlich größer als die emittierte Photolumineszenz. Als Lösung dafür könnte versucht werden, die Probenfläschchen in einen passenden Zylinder zu positionieren, der eine Einlassöffnung für die Anregungsstrahlung und eine Auslassöffnung für den Detektionspfad besitzt.

Das Zustandekommen der nicht vorhandenen Polarisation der Photolumineszenz ist durch die Struktur der Nanokristalle erklärbar [Lit1]. Die hier verwendeten Proben haben eine kugelförmige Struktur, damit gibt es keine Achse zu der sie polarisiert werden können. Außerdem ist es möglich, dass die Polarisation durch Relaxationseffekte zerfällt [PhysRevB.59.14860].

7.1 Laserleistung

Die Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserleistung lässt sich durch die hier erhobenen Daten nicht eindeutig belegen. Die in Abbildung 7 und 9 dargestellten Verläufe lassen in dieser Hinsicht viel Platz für Spekulationen. Eine konstante Rotverschiebung mit steigender Leistung durch die Verkleinerung der Bandlücke kann nicht bestätigt werden. Für eine eindeutige Aussage sollte die Reproduzierbarkeit der Messungen geprüft werden.

Die Photolumineszenzkurven weisen für höhere Laserleistungen nicht mehr die Form einer gleichmäßigen Gaußkurve auf, sondern besitzen einen Knick in der rechten Flanke vgl. Abbildung 6. Die Form dieser Kurven erscheint eher wie eine Überlagerung des erwarteten Peaks mit einem kleineren Peak bei größeren Wellenlängen. Diese Überlagerung kann nicht durch Emissionen aus der Schale zustandekommen, da die Schale eine größere Bandlückenenergie als der Kern besitzt. Auch eine Verunreinigung der Probe ist auszuschließen, da der Effekt nur bei höheren

Laserleistungen auftaucht. Oxidverbindungen durch Anbrennen der Proben könnten zu solch kleineren Peaks führen [**Rotverschiebung**]. Die Laserleistung könnte bei längerer Bestrahlung dazu ausreichen und es wurde eine leichte Klümbchenbildung beobachtet. Eine weitere Erklärung könnten Anlagerungen von freien Ladungsträgern an den Nanopartikeln sein, deren elektrisches Feld einen quantum confined stark effect (QCSE) verursachen [**Diplomarbeit, Muller04, Muller05**]. Auch dies würde zu einer Verbreiterung der Peaks im roten Wellenlängenbereich führen. Allgemein müssten solche Effekte berücksichtigt werden, um eine Ausgleichsrechnung durchzuführen, deren Emissionsmaximum mit dem der tatsächlich gemessenen Peaks exakt übereinstimmt.