

1. Einleitung

Halbleiterlaser sind in vielen Bereichen der modernen Technologie und Wissenschaft unabdingbar. Sie kommen in unterschiedlichsten Anwendungsfeldern zum Einsatz beginnend bei der Telekommunikation, dem alltäglichen Gebrauch in Form von CD-, DVD- und Blu-Ray-Laufwerken, Laserpointern, Supermarktscannern und vielem mehr, über medizinische Anwendungen bis hin zur Grundlagenforschung. Diese Vielzahl an Anwendungsfeldern wird ermöglicht durch den großen Spektralbereich der Laseremission vom tiefen Infrarot bis in den nahen UV-Bereich und Leistungen bis zu mehreren Watt.

Begonnen hat die Entwicklung der Laser im Jahre 1960 mit der ersten Demonstration von Lasertätigkeit in einem Blitzlampen-gepumpten Rubinkristall [1]. Bereits kurz danach wurden Laser basierend auf organischen Farbstoffen vorgestellt [2–4]. Organische Materialien sind aufgrund ihrer, gerade im Vergleich zu anorganischen Lasermaterialien, hervorragenden Lasereigenschaften eines hohen stimulierten Wirkungsquerschnitts, der spektral breiten Fluoreszenz und einer hohen Materialabsorption besonders als aktives Lasermaterial geeignet. Laseremission in organischen Festkörpern konnte in den folgenden Jahren in einem Farbstoff-dotierten Polymer im Jahr 1967 [5], in einem dotierten Einkristall im Jahr 1972 [6] und in reinem Anthracen im Jahr 1974 [7] gezeigt werden. Trotz vieler Fortschritte basieren die heutzutage kommerziell erhältlichen organischen Laser immer noch zum Großteil auf lösungsbasierten aktiven Materialien. Die dazu notwendigen Aufbauten sind zumeist aufwendig groß und kostenintensiv und verwenden zudem häufig giftige Lösungsmittel, was den breiten Einsatz organischer Laser behindert.

Die Demonstration einer anorganischen Laserdiode im Jahre 1962 [8–11] stellt einen Meilenstein der Laserentwicklung dar und eröffnete in den folgenden Jahrzehnten die oben genannten Anwendungsfelder. Die Entwicklung organischer Halbleiterbauelemente erfolgte deutlich später als bei den anorganischen Materialien, beginnend mit der Entdeckung leitender Eigenschaften in konjugierten Polymeren im Jahr 1977 [12]. Die beteiligten Autoren Heeger, MacDiarmid und Shirakawa wurden dafür mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Eine organische Leuchtdiode wurde erstmals von Tang und VanSlyke im Jahr 1987 vorgestellt [13]. Vor wenigen Jahren erreichten organische Leuchtdioden die Marktreife und sind mittlerweile in Form von Displays oder Beleuchtungsanwendungen kommerziell erhältlich. In den Jahren 1996 und 1997 konnte erstmals optisch angeregte Laseremission in organischen Halbleitern

gezeigt werden [14–17]. Durch eine stete Verbesserung der Laser in den darauf folgenden Jahren konnte die Laserschwelle so weit abgesenkt werden, dass die geringe Leistung einer GaN-Laserdiode [18] oder gar einer Leuchtdiode [19] ausreicht, organische Laseremission zu erzeugen. Diese kostengünstigen Anregungsquellen ermöglichen einen sehr kompakten Aufbau und machen organische Laser daher für die Anwendung interessanter. Elektrisch induzierte Laseremission in organischen Halbleitern konnte, trotz aller Fortschritte, bis zum heutigen Tag noch nicht überzeugend nachgewiesen werden. Die Ursachen dafür sind vielfältig und werden im Rahmen dieser Arbeit diskutiert. Zu den Haupthindernissen zählen Verluste durch Triplettexzitonen, Verluste durch Ladungsträger sowie die Absorption der elektrischen Kontaktschichten [20].

Organische Halbleiterlaser werden aus wenigen 100 nm dicken Schichten organischer Moleküle aufgebaut. Man unterscheidet dabei die Klasse der Polymere und die Klasse der kleinen Moleküle. Dünnschichten aus kleinen Molekülen werden gewöhnlich durch Verdampfen im Vakuum hergestellt. Polymere lassen sich hingegen aufgrund ihrer großen molaren Masse nur aus Lösung durch Schleuderbeschichtung oder Drucktechniken in Dünnschichten aufbringen. In einer Vielzahl von Resonatorgeometrien wurde Laseremission aus organischen Halbleitermaterialien gezeigt [21–23]. Hervorzuheben ist dabei neben den einfachen Fabry-Perot-Resonatoren [15] und den Mikroresonatoren [14], die sog. DFB-Resonatoren [24–28], welche nach dem Prinzip der verteilten Rückkopplung arbeiten.

Trotz der starken Konkurrenz aus den anorganischen Halbleiterlasern sind organische Halbleiterlaser für eine Vielzahl von bisher möglichen sowie komplett neuartigen Anwendungen interessant. Ein großer Vorteil der organischen Halbleiter besteht in der freien Wahl des Substratmaterials. Aufgrund der nur schwachen Bindung der Moleküle untereinander ist eine Gitteranpassung wie im Falle der anorganischen Materialien nicht notwendig. Organische Laser können daher auf kostengünstigen Substraten wie Glas oder Kunststoff hergestellt werden und so auch einfach mit anderen Bauelementen wie beispielsweise Wellenleitern und Detektoren kombiniert werden. Diese sog. Lab-On-Chip Anwendungen können als Einmalprodukt z. B. zur Fluoreszenzanalyse verwendet werden und haben in jüngster Zeit die Schwelle zur kommerziellen Anwendung erreicht [29, 30]. Die Verwendung kostengünstiger flexibler Substrate eröffnet z. B. die Möglichkeit Dehnungen von Körpern sehr genau über die Verstimmung der Laserwellenlänge zu detektieren [31].

Ein Nachteil anorganischer Halbleiterlaser besteht in der festen durch den Bandabstand des Materials definierten Emissionswellenlänge der Laser. Trotz des sehr breiten Spektralbereichs, der mittlerweile mit anorganischen Laserdioden abgedeckt wird, bestehen spektral große Lücken zwischen den verfügbaren Laserwellenlängen. Organische Laser schließen diese Lücke, aufgrund der Vielzahl verfügbarer Lasermaterialien und der spektral breiten Emission,

vollständig. Mit nur wenigen organischen Materialien ist es möglich den gesamten Spektralbereich von nahen UV bis zu tiefem Rot abzudecken [32–35]. Gerade für spektroskopische Anwendungen, wie beispielsweise der Raman-Spektroskopie, ergeben sich daraus große Vorteile.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung organischer Halbleiterlaser im Hinblick auf deren Anwendung in optisch gepumpten Lasern sowie der Realisierung einer organischen Laserdiode. Die ersten beiden Kapitel dieser Arbeit dienen der Einführung und thematisieren die zum Verständnis notwendigen Grundlagen und die wichtigsten technologischen Verfahren und Aufbauten. Im darauf folgenden Kapitel wird der optische Gewinn organischer Lasermaterialien und die Eigenschaften organischer Laser untersucht. In einem Exkurs werden anschließend elastisch dehbare organische Laser vorgestellt. Erstmals könnten dabei Substrate mit selbstorganisierten Gitterstrukturen auf ihre Eignung als DFB-Resonator untersucht werden.

Die Kapitel 5 bis 8 behandeln die spektroskopische Untersuchung von Triplettexzitonen und deren Einfluss auf die Dynamik organischer Laser. Triplettexzitonen haben entscheidenden Einfluss auf das Zeitverhalten optisch gepumpter Laser. Insbesondere bei optischer Anregung mit längeren Pulsen (>1 ns) kann eine Akkumulation von Triplettexzitonen zu einem Stopp der Laseremission führen und damit die Konversionseffizienz von eingestrahelter Pumpleistung im Verhältnis zur organischen Laseremission massiv reduzieren. Gerade im Hinblick auf die für Anwendungen besonders interessante Kombination aus anorganischer Pumplaserdiode mit kostengünstiger elektrischer Ansteuerung und organischem Laser sind diese Ergebnisse von Bedeutung. Aufgrund der geringen Leistung derzeit verfügbarer anorganischer UV-Laserdioden ist eine hohe Konversionseffizienz in diesem Fall besonders wichtig. Zunächst wird in Kap. 5 ein neuartiges, im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes, Messverfahren zur Charakterisierung der Triplettabsorption vorgestellt. Triplettexzitonen fluoreszenter organischer Materialien können damit in einer amorphen Dünnschicht und bei Raumtemperatur durch Messung ihrer Absorption charakterisiert werden. Eine leichte Modifikation des Messverfahrens ermöglicht zudem die Bestimmung der Triplettlebensdauer. Damit durchgeführte Untersuchungen zeigten erstmals eine Stabilisierung von Triplettexzitonen in fluoreszenten Gast-Wirt-Systemen im Vergleich zu den reinen Materialien. Die Ergebnisse dazu werden in Kap. 6 vorgestellt.

Ausgehend von den in Kap. 5 und 6 gewonnenen Erkenntnissen wird in Kap. 7 ein Modell entwickelt, mit dem die Dynamik optisch gepumpter Laser beschrieben werden kann. Kap. 8 stellt die Untersuchungen der Dynamik von Polyfluoren basierten Lasern bei Anregung mit hohen Repetitionsraten sowie der Anregung mit GaN-Laserdioden vor. Es wird

gezeigt, dass die spektrale Separation von optischem Gewinn und der Triplettabsorption in reinem Polyfluoren einen Dauerstrichbetrieb ermöglicht.

Die bis zum Kap. 8 vorgestellten Ergebnisse liefern wichtige Erkenntnisse zur Auslegung optisch gepumpter organischer Laser, sind jedoch auch für die Entwicklung einer organischen Laserdiode von entscheidender Bedeutung.

Das Kap. 2.4 beschäftigt sich ausschließlich mit der Realisierung einer organischen Laserdiode. Zunächst eine zur elektrischen Anregung geeignete Bauelementstruktur vorgestellt. Besondere Beachtung wird dabei den, durch die Materialabsorption der elektrischen Kontakte bedingten, Verlusten geschenkt.

In Kap. 9 wird der Einfluss der Ladungsträgerabsorption untersucht. Dazu wird ein neuartiges wellenleiterbasiertes Messverfahren verwendet [36]. Die damit gewonnenen Messergebnisse werden in Kap. 9.1 vorgestellt und deren Auswirkung auf die organische Laserdiode diskutiert.

Die Arbeit schließt ab mit einer Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse und einer Diskussion über deren Auswirkungen auf die Realisierbarkeit einer organischen Laserdiode sowie einem Ausblick für zukünftige Forschungsarbeiten auf dem Gebiet organischer Laserdioden.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten, für das Verständnis der nachfolgenden Untersuchungen notwendigen, Grundlagen organischer Laser vorgestellt. Zunächst wird auf die Lumineszenz organischer Materialien eingegangen und die Funktionsweise organischer Festkörperlaser erklärt. Anschließend werden der Ladungstransport in organischen Halbleitern sowie die optischen Eigenschaften geladener Moleküle diskutiert. Der letzte Abschnitt befasst sich mit dem derzeitigen Stand in der Entwicklung von Bauelementstrukturen für organische Laserdioden.

Organische Materialien basieren auf Kohlenstoffketten oder Ringen, deren Kohlenstoffatome durch konjugierte Doppelbindungen miteinander verbunden sind. Die räumliche Ausrichtung der einzelnen Kohlenstoffatome wird durch die Wechselwirkung mit den Nachbaratomen in sog. Hybridorbitalen (sp , sp^2 , sp^3) bestimmt. Der Überlapp dieser Orbitale führt zur Ausbildung lokalisierter σ -Bindungen, die für die Struktur des Moleküls verantwortlich sind. Die nicht an der Ausbildung der Hybridorbitale beteiligten Valenzelektronen des Kohlenstoffs bilden senkrecht zu den σ -Bindungen sog. p_y - bzw. p_z -Orbitale. Der Überlapp dieser Orbitale zwischen den Nachbaratomen wird als π -Bindung bezeichnet. π -Bindungen besitzen einen geringeren Orbitalüberlapp zwischen den Nachbaratomen und sind daher deutlich schwächer als die σ -Bindungen. Durch Wechselwirkung mit weiteren Kohlenstoffatomen bildet sich ein delokalisiertes π -Elektronensystem aus, bei dem die π -Bindung keinem einzelnen Atom mehr zugeordnet werden kann. Dieses delokalisierte Elektronensystem bestimmt entscheidend die elektrischen und optischen Eigenschaften organischer Halbleiter.

2.1. Lumineszenz organischer Materialien

Organische Materialien können unter äußerer Anregung über den thermischen Gleichgewichtszustand hinaus nachfolgend optische Strahlung emittieren. Diese spontan strahlenden Prozesse werden durch Absorption von Photonen einer höheren Energie (Photolumineszenz) oder durch Rekombination von Ladungsträgern nach Strominjektion (Elektrolumineszenz) ausgelöst. Die bei der Lumineszenz innerhalb eines Moleküls bzw. zwischen zwei Molekülen stattfindenden Prozesse werden im folgenden Abschnitt näher erläutert.

2.1.1. Intramolekulare Energieübergänge

In molekularen organischen Festkörpern bestimmen im Wesentlichen sog. Exzitonen die energetischen Prozesse. Der Begriff Exziton ist dabei aus dem Englischen “excited electron“ abgeleitet. Im Bezug auf organische Materialien versteht man darunter ein Elektron und ein Loch, welche durch Coulombkräfte aneinander gebunden sind. In Gegensatz zu anorganischen Halbleitern sind Elektronen, welche durch Energiezufuhr aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben wurden, aufgrund einer hohen Exzitonenbindungsenergie im Bereich mehrerer 100 meV [37] in organischen Materialien lokalisiert und nicht frei beweglich. Im Falle der organischen Halbleiter spricht man nicht vom Valenz- und Leitungsband, sondern bezeichnet das energetisch höchst gelegene besetzte Orbital als HOMO (engl.: highest occupied molecular orbital) sowie das niedrigste unbesetzte Orbital als LUMO (engl.: lowest unoccupied molecular orbital). Kommt es zur Energiezufuhr, wird ein Elektron aus dem HOMO in das LUMO angehoben.

Ausgehend vom molekularen Grundzustand S_0 können verschiedene energetisch höher gelegene Molekülorbitale durch Energiezufuhr besetzt werden. Die energetischen Zustandsniveaus werden dabei aus elektronischen, vibronischen, rotatorischen und translatorischen Freiheitsgraden des Moleküls gebildet. Die wichtigsten Übergänge sind elektronischer Natur und besitzen eine Energie von wenigen eV. Aufgrund der Spin-Multiplizität unterscheidet man dabei zwei Arten sog. Singulett- und Triplett-Zustände. Die Singulettzustände ($S_1 - S_n$) zeichnen sich durch eine paarweise antiparallele Spinausrichtung, Triplettzustände ($T_1 - T_n$) hingegen durch eine parallele Spinausrichtung der Elektronen im Grund- bzw. im höheren energetischen Zustand aus. Die Hauptniveaus sind zusätzlich durch eine Vielzahl vibronischer Schwingungszustände in Unterniveaus, mit einem geringen energetischen Abstand von $\Delta E \approx 0,1 \text{ eV}$, aufgespalten. Rotatorische und translatorische Übergänge unterteilen diese Unterniveaus in weitere Zustände ($\Delta E \approx 0,01 \text{ eV}$). Eine Übersicht über die energetischen Zustände gibt das in Abb. 2.1 dargestellte Jablonski-Diagramm.

Bei der Absorption eines Photons wird ein Elektron aus dem Grundzustand (S_0) in einen energetisch höher gelegenen Zustand (S_n) angehoben. Durch eine schnelle interne Umwandlung (engl.: internal conversion, kurz: IC) relaxiert das Elektron strahlungslos ($k_{IC} \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$) in das energetisch niedrigste angeregte Niveau (S_1). Aus diesem Niveau folgt anschließend der Übergang in den molekularen Grundzustand (S_0). Erfolgt dieser Prozess strahlend, spricht man von Fluoreszenz ($S_1 \rightarrow S_0$). Typische Verweildauern im S_1 -Zustand liegen dabei im Bereich $\tau_S \approx 10^{-9} \text{ s}$.

Die direkte Anregung aus dem Grundzustand in ein Triplettniveau durch Absorption eines Photons ist, aufgrund der dafür notwendigen Spinumkehr, nicht möglich. Durch Interkom-

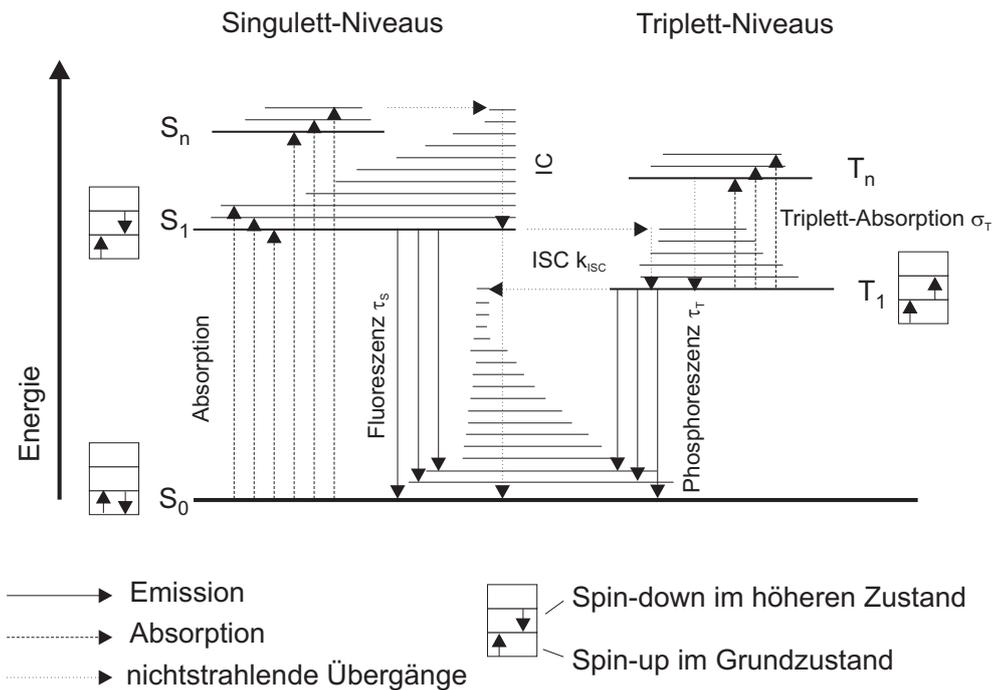


Abbildung 2.1.: Jablonski-Diagramm.

bination (engl.: inter system crossing, kurz: ISC) können jedoch Triplettzustände besetzt werden, indem die Energie eines Singulettexzitons übertragen wird. Dieser im Allgemeinen unwahrscheinliche Prozess findet in organischen Lasermaterialien mit Quanteneffizienzen im geringen Prozentbereich statt [38–41]. Übergänge aus Triplettzuständen in den Grundzustand S_0 benötigen eine Spinnumkehr und sind daher sehr unwahrscheinlich. Typische Lebensdauern eines Exzitons im T_1 -Niveau liegen im Bereich $10^{-5} - 10^0$ s. Der strahlende Zerfall eines Triplettexzitons wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Aufgrund der extrem langen Lebensdauer konnte bisher keine stimulierte Emission von Triplettexzitonen nachgewiesen werden.

Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, ist die Triplettabsorption, also die Anregung eines Triplettexzitons im T_1 -Niveau in ein höheres Triplettniveau T_n durch Absorption eines Photons, besonders wichtig für die Dynamik optisch gepumpter Laser und für die Erreichbarkeit einer elektrisch angeregten Laseremission. Triplettexzitonen werden, im Gegensatz zur Generation mittels ISC, sehr effizient bei der elektrischen Anregung durch Rekombination von Elektronen und Löchern im Verhältnis von ca. 3 : 1 (Triplett : Singulett) gebildet [42]. Häufig überlappt die Absorption der Triplettexzitonen spektral mit der stimulierten Emission und führt damit zu zusätzlichen Absorptionsverlusten. Nachdem ein Photon absorbiert wurde relaxiert das Triplettexziton aus dem T_n -Niveau nichtstrahlend ins T_1 -Niveau.

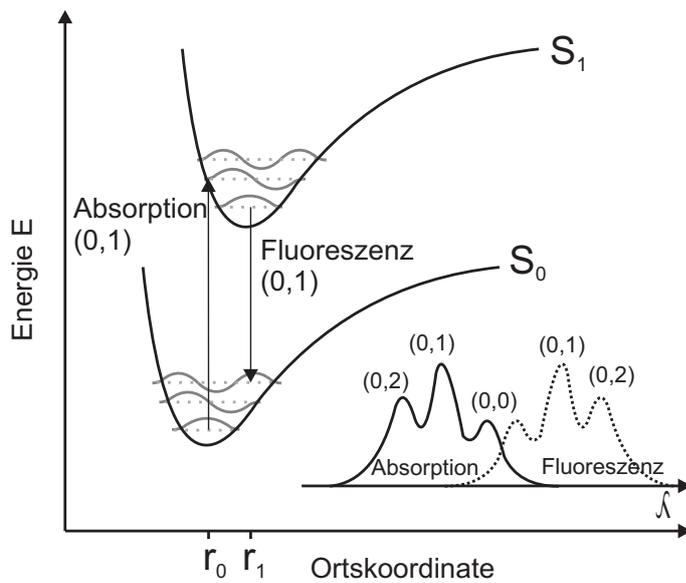


Abbildung 2.2.: Elektronischer Übergang zwischen S_0 und S_1 nach dem Franck-Condon-Prinzip.

Der strahlende Übergang der Fluoreszenz ist noch einmal in Abb. 2.2 dargestellt. Die Potenzialkurven des beteiligten S_0 und des S_1 -Zustandes sind dabei in der Ortskoordinate gegeneinander verschoben. Ursache dafür ist die veränderte elektronische Anordnung des angeregten Zustandes gegenüber dem Grundzustand. Die Besetzung eines antibindenden Molekülorbitals aufgrund der Anregung führt zu einer Abschwächung der Bindung unter den Atomen und damit zu einer Verschiebung der Potenzialkurve hin zu größeren Kernkoordinaten.

Bei der Absorption eines Photons wechselt das Elektron extrem schnell zwischen den beteiligten elektronischen Zuständen. Aufgrund der geringen Masse des Elektrons kann dieser Prozess mit einer Zeitkonstante im Bereich von 10^{-15} s stattfinden. Der Kernabstand kann diesem schnellen Prozess, bedingt durch seine höhere Masse, nicht instantan folgen (Born-Oppenheimer-Approximation). Die Kernkonfiguration passt sich erst im Zeitbereich ihrer Schwingungsperiode von 10^{-13} s an. Im Diagramm erfolgt daher die Absorption immer senkrecht nach oben.

Nach der Absorption findet eine nichtstrahlende Relaxation in das vibronische Grundniveau des S_1 -Zustandes statt. Anschließend erfolgt der strahlende Zerfall. Dieser Prozess findet ebenfalls immer senkrecht im Diagramm statt. Die Übergangswahrscheinlichkeit für einen Absorptions- bzw. Emissionsprozess ist dabei direkt proportional zum Überlapp der Kernwellenfunktionen der beteiligten Energieniveaus. Deutlich zu erkennen ist die geringere Energie der emittierten Strahlung gegenüber der absorbierten Photonenenergie. Es folgt daraus eine Rotverschiebung des Emissionsspektrums gegenüber dem Absorptionsspektrum, die sog. Stokesverschiebung. Aufgrund dieses Prozesses ist zudem das Absorptionsspektrum annähernd spiegelsymmetrisch gegenüber dem Emissionsspektrum.

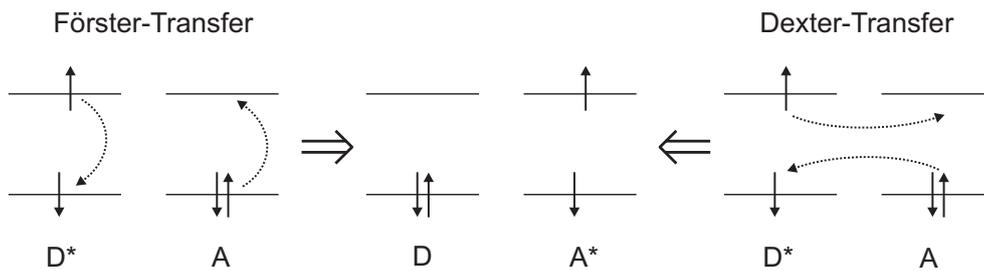


Abbildung 2.3.: Energietransfer nach Förster und Dexter zwischen Donor und Akzeptor.

2.1.2. Intermolekularer Energietransfer

Dotierte Emittersysteme werden sehr häufig in organischen Bauelementen verwendet, da sie generell eine bessere Performance gegenüber reinen Materialien ermöglichen. Organische Bauelemente wie OLEDs oder Laser zeigten eine höhere Effizienz [43], eine niedrigere Laserschwelle oder einen größeren Durchstimmbereich [35]. Die dotierten Systeme bestehen dabei aus einem Wirtsmaterial (Donatormolekül D) eines größeren Bandabstandes und einem Gastmaterial (Akzeptor A) eines kleineren Bandabstandes. Durch einen Energieübertrag vom Donator- auf das Akzeptormolekül wird die Stokesverschiebung erhöht und damit der spektrale Abstand der Emission von der Absorptionskante vergrößert. Bei der Übertragung der Energie gibt ein angeregtes Donatormolekül D^* Energie ab und fällt in den Grundzustand D zurück. Die Energie wird dabei vom Akzeptormolekül aufgenommen, welches dadurch in den elektronisch angeregten Zustand A^* gehoben wird (siehe Gl. 2.1).



Der Energieübertrag kann im trivialen Fall durch Emission eines Photons vom Donator und der Absorption dieses Photons vom Akzeptor erfolgen. Für organische Emittersysteme sind jedoch die strahlungslosen Energieübertragsprozesse entscheidend, dazu gehören die Energietransfers nach Förster sowie nach Dexter. Beide Energieübertragsprozesse sind schematisch in Abb. 2.3 dargestellt.

Der Förster-Energietransfer funktioniert nach dem klassischen Coulomb-Mechanismus. Die Energie wird durch eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung übertragen, indem das angeregte Donatormolekül eine Oszillation im Akzeptor induziert. Die Transferrate $k_{Förster}$ ist in der sechsten Potenz vom Molekülabstand r_{DA} zwischen Donor und Akzeptor in folgender Weise abhängig:

$$k_{Förster} = \frac{1}{\tau_D} \left(\frac{R_{Förster}}{r_{DA}} \right)^6. \quad (2.2)$$

Die Exzitonenlebensdauer des Donators wird dabei mit τ_D bezeichnet. Der Försterradius $R_{Förster}$, als Kenngröße für die Effizienz des Prozesses, berechnet sich folgendermaßen:

$$R_{Förster}^6 = \frac{9(\ln 10)\kappa^2 Q_D}{128\pi^5 N_A n^4} \cdot J \quad \text{mit } J = \int_0^\infty \tilde{I}_D(\lambda) \varepsilon_A(\lambda) \lambda^4 d\lambda. \quad (2.3)$$

Entscheidend dabei ist der Faktor J , welcher den spektralen Überlapp des Donatoremissionsspektrums und des Akzeptorabsorptionsspektrums in Form eines Integrals über die Wellenlänge λ beschreibt. $\tilde{I}_D(\lambda)$ ist das flächennormierte Emissionsspektrum des Donators und $\varepsilon_A(\lambda)$ der Extinktionskoeffizient des Akzeptors. Neben dem Faktor J wird zur Berechnung des Försterradius der Brechungsindex n , die Avogadro-Konstante N_A und die Quanteneffizienz des Donators Q_D benötigt. Der Orientierungsfaktor κ berücksichtigt den Winkel zwischen den wechselwirkenden Dipolen. Für die in dieser Arbeit untersuchten Dünnschichten wurde angenommen, dass sich die Ausrichtung der beteiligten Moleküle während der Lebensdauer des angeregten Zustands nicht ändert. Damit ergibt sich $\kappa^2 = 0,476$. Zur Berechnung der Försterradien wird zudem von einer Quanteneffizienz $Q_D = 1$ ausgegangen. Försterradien im Bereich zwischen 20 Å und 40 Å wurden für typische organische laseraktive Gast-Wirt-Systeme publiziert [44]. Diese großen Radien ermöglichen einen Energietransfer über größere Entfernungen und erlauben damit effiziente Emittersysteme auch bei geringen Dotierkonzentrationen.

Der Dexter-Energietransfer funktioniert durch den direkten Übertrag von Exzitonen. Ist eine Orbitalüberlappung zweier Moleküle vorhanden, kann ein wechselseitiger Ladungstransfer vollzogen werden. Die Reichweite dieses Prozesses ist aufgrund des notwendigen Orbitalüberlapps im Verhältnis zum Förster-Energietransfer klein. Für die Transferrate k_{Dexter} ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$k_{Dexter} \sim e^{-2R_{DA}/L} \cdot J. \quad (2.4)$$

Die Länge L beschreibt dabei den mittleren effektiven Orbitalradius und liegt im Bereich von 1 - 2 nm.

In beiden Austauschprozessen, dem Förster-Energietransfer und dem Dexter-Energietransfer, gilt die Spinerhaltung. Für den Förstertransfer muss der Spin der Teilkomponenten erhalten bleiben. Es sind daher folgende Prozesse möglich:



Der zumeist vorliegende Fall ist der Singulett-Singulett-Transfer nach Gl. 2.5, da hier der Akzeptor aus dem Grundzustand A_S in den angeregten Zustand A_S^* gehoben wird. Der Prozess nach Gl. 2.5 setzt voraus, dass sich der Akzeptor bereits im Triplettzustand befindet. Für den Dextertransfer muss der Spin des Gesamtsystems erhalten bleiben. Folgende Übergänge sind möglich:



Wie Gl. 2.8 verdeutlicht ist auch der Energieübertrag von einem Triplettexziton auf den Akzeptor im Grundzustand möglich.

2.2. Organische Festkörperlaser

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen organischer Festkörperlaser näher erläutert. Der Fokus liegt dabei auf den in dieser Arbeit untersuchten Dünnschichtlasern mit Resonatoren auf Basis der verteilten Rückkopplung. Zunächst wird der Prozess der stimulierten Emission behandelt, welcher die Grundlage für die Realisierung aller Laser bildet (engl.: light amplification by stimulated emission of radiation, kurz: Laser). Die Führung des Lichtes erfolgt in organischen Dünnschichtlasern in Wellenleitern. Diese werden gewöhnlich aus dem höherbrechenden organischen Lasermaterial und einer niederbrechenden Umgebung gebildet. Neben der Anwendung in den Lasern spielen planare Filmwellenleiter eine wichtige Rolle in den vorgestellten wellenleiterbasierten Messtechniken. Die Grundlagen der Dünnschichtwellenleiter werden in Kap. 2.2.2 erläutert. Eine weitere für Laser essenzielle Komponente, die Rückkopplung, wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels behandelt. Das Prinzip der verteilten Rückkopplung auf Basis sog. DFB-Resonatoren wird in den zum Verständnis der folgenden Untersuchungen wichtigsten Punkten vorgestellt.

2.2.1. Optische Verstärkung in organischen Materialien

Der grundlegende Prozess der Laseremission ist die stimulierte Emission. Die stimulierte Emission wird durch eine elektromagnetische Welle ausgelöst. Das entstehende Photon be-