

Die Lumineszenz von Germanium-Strukturen auf Silizium-Substrat

Von der Fakultät für MINT - Mathematik, Informatik, Physik,
Elektro- und Informationstechnik der
Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus–Senftenberg
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation
vorgelegt von

Diplom-Physiker
Bernhard Ewald Schwartz

geboren am 27.02.1983 in Lauchhammer (Deutschland)

Gutachter: apl. Prof. Dr. sc. nat. Martin Kittler

Gutachter: Prof. Dr. techn. Peter Weger

Gutachter: Prof. em. Dr. Erich Kasper

Tag der mündlichen Prüfung: 22.11.2018

DOI: <https://doi.org/10.26127/BTUOpen-4864>

Meinen Eltern

Kurzfassung

Um die technischen Limitierungen bezüglich der Geschwindigkeit und Verlustleistung aktueller Mikroprozessoren zu überwinden, sind neue Technologien notwendig. Eine Möglichkeit ist der Austausch klassischer metallischer Verbindungsleiter durch optische Übertragungswege.

Als monolithisch integrierbare Lichtquellen kommen Germanium-basierte Leuchtdioden oder Laser auf Silizium-Substrat in Frage. Dafür ist eine intensive direkte Lumineszenz der Ge-Schicht nötig. Aus diesem Grund wurde der Einfluss von Donatorkonzentration, Verspannung, Quanten-Confinement und Versetzungsdichte auf die Lumineszenzintensität von Ge-Strukturen mittels Photo- und Elektrolumineszenz-Spektroskopie (PL bzw. EL) untersucht. Eine Antimon-Konzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erhöhte die Intensität um das Vierfache im Vergleich zu einer intrinsischen Ge-Schicht. Eine zusätzliche Zugverspannung durch ein virtuelles Substrat aus GeSn erzielte nur eine geringfügige Intensitätssteigerung. Eine GeSn/Ge Multi-Quantum-Well (MQW) Struktur steigerte die Lumineszenz um den Faktor 16.

Jedoch wurden durch transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen der Strukturen eine hohe Dichte von Durchstoßversetzungen (threading dislocations) im Bereich von 10^9 cm^{-2} gefunden. Diese bewirken eine Reduzierung der Lumineszenzintensität um zwei Größenordnungen, wie PL-Messungen an pseudomorph gewachsenen Ge/Si-MQW-Schichten zeigten. Eine Analyse der Strom-Spannungskurven ergab einen weitaus weniger schädlichen Einfluss von Durchstoßversetzungen im Germanium als dies für Silizium der Fall ist. Im Hinblick auf eine Steigerung der direkten Ge-Lumineszenz sollten dotierte MQW-Strukturen und eine Reduzierung der Versetzungsdichte Anwendung finden.

Abstract

In order to address the technical bottleneck of speed and power loss in current microprocessors, new technologies are needed. One possibility is the rational exchange of metallic connections with optical on-chip interconnects. Therefore, a suitable light source is needed.

Germanium-based light emitting diodes or lasers grown on silicon substrates are promising candidates for monolithically integrated light sources. This requires a strong direct luminescence of the Ge layer. This work studies the influence of donor concentration, strain, quantum confinement and dislocation density on the luminescence intensity of Ge-based structures by means of photo- and electroluminescence spectroscopy. An antimony concentration of $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ increases the intensity by a factor of 4 compared to an intrinsic Ge layer. Additional tensile strain introduced by a GeSn virtual substrate causes only a slight increase in intensity. A GeSn/Ge multi-quantum-well (MQW) structure exhibits a 16 times increase of the luminescence.

However, transmission electron microscopy studies of these structures revealed a high density of threading dislocations in the range of 10^9 cm^{-2} . This causes a reduction of the luminescence intensity by two orders of magnitude, as photoluminescence measurements on pseudomorphically grown Ge/Si-MQW-layers show. Current-voltage characteristics of the Ge devices show a far less detrimental effect of dislocations than in case of Si devices. In order to increase the direct luminescence of Ge, the use of doped MQW structures and a reduction of the threading dislocation density should be favoured.

Vorwort

Die Steigerung der Effizienz heutiger Mikroprozessoren ist im Hinblick auf den häufigeren Einsatz in den Bereichen des täglichen Lebens und der zunehmenden Verbreitung von zentraler Bedeutung. Der Einsatz optischer Verbindungen auf dem Chip könnte zum einen zu einer Energieersparnis und zum anderen zu einer Reduzierung der Verlustwärme führen. So könnte bei gleicher Taktung der Chips der Energieverbrauch sinken, wovon mobile Geräte profitieren können. Im Gegensatz dazu könnte bei gleichem thermischen Budget eine höhere Taktung erreicht werden. Als Technikbegeisterter, ist es für mich sehr erfreulich, dass ich mit meiner Dissertation einen kleinen Beitrag für die Silizium-Photonik leisten konnte. Es bleibt zu bemerken, dass die Germanium-Lumineszenz nur ein möglicher Weg zur optischen Signalübertragung auf dem Chip ist und das Ziel noch nicht erreicht ist.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Kooperationsprojektes zwischen Prof. Dr. Martin Kittler von der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg und Dr. Michael Oehme vom Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart. Die Betreuung übernahm Prof. Dr. M. Kittler selbst. Ihm möchte ich meinen tiefsten Dank aussprechen für die Möglichkeit der Promotion und das damit verbundene Vertrauen, sein Engagement, das Schöpfen aus seinen langjährigen Erfahrungen und die Ermunterung zum stetigen Blick über den Tellerrand hinaus.

Während der Arbeit erhielt ich dankenswerte Hilfestellungen, welche die Bearbeitung des Themas erst ermöglichten. Erwähnen möchte ich:

T. Arguirov für die ausgezeichneten Vorarbeiten und die Übergabe des Elektro- und Photolumineszenz-Messplatzes,

M. Oehme, IHT Stuttgart, für die Zurverfügungstellung der Proben, die meine Arbeit erst ermöglichten, sowie für die fachlichen Diskussionen,

I. A. Fischer, IHT Stuttgart, für das Überlassen der Ge/Si-MQW-Proben,

M. Reiche, CiS Forschungsinstitut für Mikrosensorik Erfurt, für die Simulation der Bandstruktur von Ge unter Verspannung, sowie für das organisieren der TEM Messungen an den Ge/Si-MQW-Schichten am MPI für Mikrostrukturphysik in Halle,

P. Saring, Universität Göttingen, für die FIB Präparation und TEM Aufnahmen der GeSn/Ge MQW Schichten,

P. Zaumseil, IHP Frankfurt/Oder, für die Durchführung der XRD-Untersuchungen, die Kollegen des ehemaligen Joint Labs IHP/BTU für die Unterstützung besonders in der Anfangsphase,

meine KollegInnen des Fachgebiets Schaltkreisentwurf für die fachliche und administrative Unterstützung,

Ihnen allen sei an dieser Stelle herzlichst gedankt.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des DFG-Projektes „Germanium-Laser für die Silizium-Photonik“ KI 561/5-1 und KI 561/5-2. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt daher mein Dank für die finanzielle Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	xv
Symbolverzeichnis	xvii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Kristallstruktur von Ge und Si	5
2.1.1 Kristallgitter	5
2.1.2 Kristalldefekte	6
2.2 Rekombination	8
2.2.1 Strahlende Band-zu-Band Rekombination	9
2.2.2 Nicht-strahlende Rekombination	12
2.2.3 Rekombination an Versetzungen	14
2.3 Optische und elektrische Eigenschaften von Si und Ge	16
2.3.1 Die Bandstruktur von Si und Ge	16
2.3.2 Temperaturabhängigkeit der Bandlücke	17
2.3.3 Absorption	18
2.3.4 Einfluss von Zinn	19
2.3.5 Quanten-Confinement	20
2.3.6 Der pn-Übergang	22
3 Methoden	25
3.1 Lumineszenz-Spektroskopie	25
3.1.1 Elektrolumineszenz (EL)	25
3.1.2 Photolumineszenz (PL)	28

3.1.3	Kalibrierung des Messplatzes	29
3.1.4	Vergleichbarkeit der Intensitäten	31
3.2	Strom-Spannungs-Messungen	31
3.3	Berechnung der Bandenergien bei Verspannung	31
4	Einfluss verschiedener Parameter auf die Ge-Lumineszenz	33
4.1	Lumineszenz von Ge	34
4.2	Einfluss der Dotierung	35
4.2.1	Probenbeschreibung – Ge LED	35
4.2.2	Intensität	36
4.2.3	Energie der Bandlücke	38
4.2.4	Zusammenfassung	41
4.3	Einfluss der Verspannung	42
4.3.1	Probenbeschreibung – s-Ge LED	43
4.3.2	Lumineszenz	44
4.3.3	Peakposition und Bandlücken	45
4.3.4	Peak-Intensitäten	47
4.3.5	Elektrolumineszenz des GeSn-VS	49
4.3.6	Zusammenfassung	50
4.4	Einfluss des Quanten-Confinements	50
4.4.1	GeSn/Ge-MQW-LEDs	51
4.4.2	Ge/Si-MQW-Strukturen	59
4.5	Einfluss von Versetzungen	66
4.5.1	Monokristallines Germanium	66
4.5.2	Anmerkungen zur Lumineszenz von Silizium	67
4.5.3	Intensität der indirekten und direkten Ge-Lumineszenz	68
4.5.4	Temperaturabhängigkeit der Bandlücke	73
4.6	Vergleich der Lumineszenz-Intensitäten	78
5	Einfluss von Versetzungen auf die Diodenkennlinie	81
5.1	Probenbeschreibung	81
5.2	Kennlinien der untersuchten Proben	81
5.3	Einfluss eines Shunts	83

5.4	Abschätzung des spez. Widerstandes einer Versetzung	84
5.5	Zusammenfassung	85
6	Abschließende Diskussion und Ausblick	87
	Literaturverzeichnis	89
	Wissenschaftliche Sichtbarkeit	97

Abkürzungsverzeichnis

- BGN Verkleinerung der Bandlücke aufgrund von Dotierung,
engl.: *Bandgap Narrowing*
- CVD Chemische Gasphasen Abscheidung, engl.: *Chemical Vapour Deposition*
- EL Elektrolumineszenz
- FZ Float-Zone
- GGW Gleichgewicht
- HAADF . . High angular annual dark field
- HH schwere Löcher, engl.: *heavy holes*
- IR Infrarot
- LA longitudinal akustisch
- LED Leuchtdiode
- LH leichte Löcher, engl.: *light holes*
- MBE Molekularstrahlepitaxie
- ML Monolage
- MQW Mehrfach-Quantentopf, engl.: *multiple quantum well*
- PL Photolumineszenz
- QW Quantentopf, engl.: *quantum well*

Abkürzungsverzeichnis

s-Ge verspanntes Germanium, engl.: *strained Ge*

SIMS Sekundärionen-Massenspektroskopie

SRH Shockley–Read–Hall

TEM Transmissionselektronenmikroskopie

TO transversal optisch

VS virtuelles Substrat

XRD Röntgenbeugung, engl.: *X-Ray Diffraction*

Symbolverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient
ΔE_{BGN}	. . .	Verkleinerung der Bandlücke, engl. <i>bandgap narrowing</i>
ΔE	Energiedifferenz
Δn	Konzentration der negativ geladenen Überschussladungsträger
Δp	Konzentration der positiv geladenen Überschussladungsträger
ΔR	Überschuss-Rekombinationsrate
ϵ	verformende Spannung, engl.: <i>strain</i> , kompressiv $< 0 <$ tensil
Γ	Gamma-Punkt der Brillouin-Zone
λ	Wellenlänge
ν	Frequenz
ρ_{TD}	spezifischer elektrischer Widerstand einer Versetzung
ρ_{ν}	Spektrale Photonendichte
σ_n	Einfangquerschnitt für Elektronen
σ_p	Einfangquerschnitt für Löcher
τ_n	Lebensdauer der Elektronen
τ_p	Lebensdauer der Löcher
τ_{SRH}	Lebensdauer der Minoritätsladungsträger in der SRH-Theorie
A	Flächeninhalt des aktiven Bereichs
A_{TD}	Querschnittsfläche einer Versetzung
B	bimolekularer Koeffizient der strahlenden Rekombination
c	Lichtgeschwindigkeit

C_{eeh}	Auger-Koeffizient des Elektron–Elektron–Loch Prozesses
C_{ehh}	Auger-Koeffizient des Elektron–Loch–Loch Prozesses
d	Eindringtiefe
E_{QW}	Quantisierungsenergie
E_{bulk}	Energie der Bandlücke von Bulkmaterial
E_{Γ}	Energie der direkten Bandlücke
E_L	Energie des Leitungsbandes
N_L	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
E_{max}	Energie des Intensitätsmaximums, auf 0 W extrapoliert
E_n	Quantisierungsenergie des n-ten Energieniveaus
E_g	Energie der Bandlücke, [eV]
E_{peak}	Energie des Intensitätsmaximums
E_T	Energie eines Defektzustandes in der Bandlücke
E_V	Energie des Valenzbandes
Ge	Germanium
GeSn	Germanium-Zinn
h	Planck'sches Wirkungsquantum, $h = 6,626\ 069\ 57 \times 10^{-34}$ J s
J	Stromdichte
\mathbf{k}	Wellenvektor
k_B	Boltzmann Konstante, $k_B = 1,380\ 648\ 52 \times 10^{-23}$ J/K = $8,617\ 330\ 3 \times 10^{-5}$ eV/K
m^*	effektive Masse
n	Konzentration der Elektronen
n_0	Konzentration der Minoritätsladungsträger (p-Si)
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte
n_S	Brechungsindex des Halbleiters
N_T	Dichte der Defektzustände in der Bandlücke
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes
p	Konzentration der Löcher

P_0	Ausgangsleistung
p_0	Konzentration der Majoritätsladungsträger (p-Si)
R	Rekombinationsrate
R_0	Gleichgewichts-Rekombinationsrate
R^*	aus Stromdichte ermittelter elektrischer Widerstand
R_{TD}	elektrischer Widerstand einer Versetzung
Sb	Antimon
Si	Silizium
Sn	Zinn
T	Temperatur
t	Dicke der aktiven Schicht
n_{TD}	Anzahl der Versetzung
t_w	Dicke der aktiven Schicht eines Quantentopfes
v_g	Gruppengeschwindigkeit
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit

1

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Lumineszenz von Germanium-Strukturen auf Silizium-Substrat. Die Steigerung der direkten Lumineszenz von Germanium könnte ein Weg zur optischen Datenübertragung auf dem Chip sein.

Moderne Prozessoren bestehen aus Milliarden von einzelnen Transistoren. Mit der steigenden Integration nimmt auch die Länge der notwendigen Verdrahtung auf einem einzelnen Chip zu. Die Länge dieser *Verbindungsdrähte* auf den verschiedenen Ebenen aktueller Mikroprozessoren wird auf mehrere Kilometer geschätzt. Sie verbinden die einzelnen Transistoren und anderen Komponenten miteinander. Aufgrund der gestiegenen Komplexität integrierter Schaltungen und der sehr schnellen Schaltzeiten der einzelnen Transistoren ist ein Punkt erreicht, bei dem die Performance durch die Übertragungsgeschwindigkeit der Signale in den Leitungen begrenzt wird. Die Verringerung der Abmessungen und die zunehmende Verdichtung der Metallisierungsebenen (aufgrund fortschreitender Miniaturisierung), führen zu weiteren Problemen bezüglich des Übersprechens, der RC-Kopplung und RL-Verzögerungen in Bezug auf die Signalausbreitung. Es ist also eine Situation erreicht, bei dem die Verdrahtung zum limitierenden Faktor für die Geschwindigkeit heutiger Prozessoren wird.

Eine mögliche Lösung wird in der Optik gesucht. Diese optischen Verbindungen auf dem Chip sind Hauptmotivationen für die Forschung im Bereich der Silizium-Photonik. Die Arbeitstiere der Si-Photonik sind photonisch integrierte Schaltkreise (PICs). Diese können zum Weiterleiten und Verarbeiten von optischen Signalen eines Fasernetzwerkes auf dem Si-Chip verwendet werden. Denkbare Anwendungen sind die Verteilung

von optischen Taktsignalen oder das Betreiben eines optischen Datenbusses. Für die optische Kommunikation kommt häufig die Telekommunikationswellenlänge $1,55\ \mu\text{m}$ (C-Band) zum Einsatz. Diese liegt im Infrarotbereich und entspricht der Wellenlänge des direkten Überganges in Ge, in dem Si transparent ist [1].

Ein PIC benötigt verschiedene aktive und passive Komponenten, das sind z. B. Detektoren, Modulatoren, Lichtquellen und optische Wellenleiter und Splitter [2–4]. Während die Entwicklung einzelner Komponenten schon weit fortgeschritten ist, fehlt es noch immer an einer geeigneten monolithisch integrierbaren Lichtquelle. Für die zukünftige Integration von PICs ist also der Lichtemitter von zentraler Bedeutung. Folglich ist die Forschung nach einer geeigneten Lichtquelle, wie z. B. einer effizienten Leuchtdiode (LED) oder einem Laser, vielfältig. Es wird zum einen nach Silizium-basierten Lichtquellen, wie Si LEDs, Erbium-dotierte Si LEDs, Si Quantenpunkt LEDs [5–8] geforscht. Diese haben oftmals das Problem, dass Silizium ein indirekter Halbleiter ist und deshalb die strahlende Rekombination nur schwach ausgeprägt ist. Zum anderen gibt es auch Fortschritte zum monolithischen Wachstum von III-V Halbleiterlasern auf Silizium [9, 10]. Diese III-V Materialien sind zwar direkte Halbleiter, haben aber eine andere Gitterstruktur. Demzufolge gestaltet sich das Wachstum auf Si Substraten schwieriger. Und es gibt noch vielversprechende Forschungen zu Germanium-basierten Leucht-emittern auf Silizium-Substrat [11–15]. Mit dem letzten Thema beschäftigt sich auch die vorliegende Arbeit.

Ziel und Inhalt dieser Arbeit

Die Untersuchungen für diese Arbeit wurden im Rahmen des Projektes *Germanium-Laser für die Silizium-Photonik*, gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft, durchgeführt. Ziel dieser Arbeit ist das bessere Verständnis des Emissionsverhaltens von Ge-basierten LED-Strukturen zur Optimierung der aktiven Schicht bezüglich der Lumineszenzintensität. Zentraler Teil der Arbeit ist die optische und elektrische Charakterisierung der Proben mittels Elektro- und Photolumineszenz-Spektroskopie bzw. IU-Messungen. Um einen besseren Überblick über die strukturellen Eigenschaften der Strukturen zu bekommen wurden Röntgenbeugungs-Messungen (XRD) und Transmis-

sionselektronenmikroskopie (TEM) hinzugezogen. Berechnungen der Bandstruktur von Ge wurden genutzt, um den Einfluss von Verspannung auf die Bandlücken mit den experimentell ermittelten Werten zu vergleichen.

Nach dieser Einleitung werden einige Grundlagen zum Verständnis der weiteren Ausführungen gegeben. Im dritten Abschnitt werden die Methoden erklärt, die hauptsächlich zum Einsatz kamen. Im vierten Teil wird der Einfluss verschiedener Parameter auf die Lumineszenz beschrieben. Zu den untersuchten Einflüssen gehören die Dotierung, die Verspannung, das Quanten-Confinement und Versetzungen. Der Einfluss von Versetzungen auf die Diodenkennlinie wird im vorletzten Abschnitt beschrieben. Am Ende gibt es eine abschließende Diskussion zur Bewertung der Ergebnisse und einen Hinweis auf zukünftige Forschungsfelder.

2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die notwendigen Grundlagen behandelt um einen kurzen Einblick in die Halbleiterphysik zu geben. Als erstes wird ein grober Überblick über die kristallographischen Eigenschaften von Si und Ge gegeben. Darauf folgt ein allgemeiner Überblick über den strahlenden und nicht-strahlenden Rekombinationsmechanismus in Halbleitern. Des Weiteren folgen Grundlagen der direkten und indirekten sowie Versetzungs-Lumineszenz.

Es wird ebenso ein Überblick zur Bandstruktur von Germanium und dem Quanten-Confinement gegeben. Diese Ausführungen sollen die Diskussionen der folgenden experimentellen Methoden und Untersuchungen unterstützen.

2.1 Kristallstruktur von Ge und Si

2.1.1 Kristallgitter

Silizium, Germanium, α -Zinn und Kohlenstoff kristallisieren in einer kubischen Struktur, der Diamantstruktur. Jedes Atom hat dabei vier nächste Nachbarn in einer tetraedrischen Anordnung. Es sitzt also im Mittelpunkt des Tetraeders. Die Abbildung 2.1 zeigt eine Darstellung des Diamantgitters. Und jede Einheitszelle enthält jeweils 4 Atome an den Ecken des Würfels und im Zentrum der Seitenflächen eines kubisch-flächenzentrierten (fcc) Untergitters. Die anderen 4 Atome sind in einem weiteren fcc-Gitter um ein Viertel verschoben.

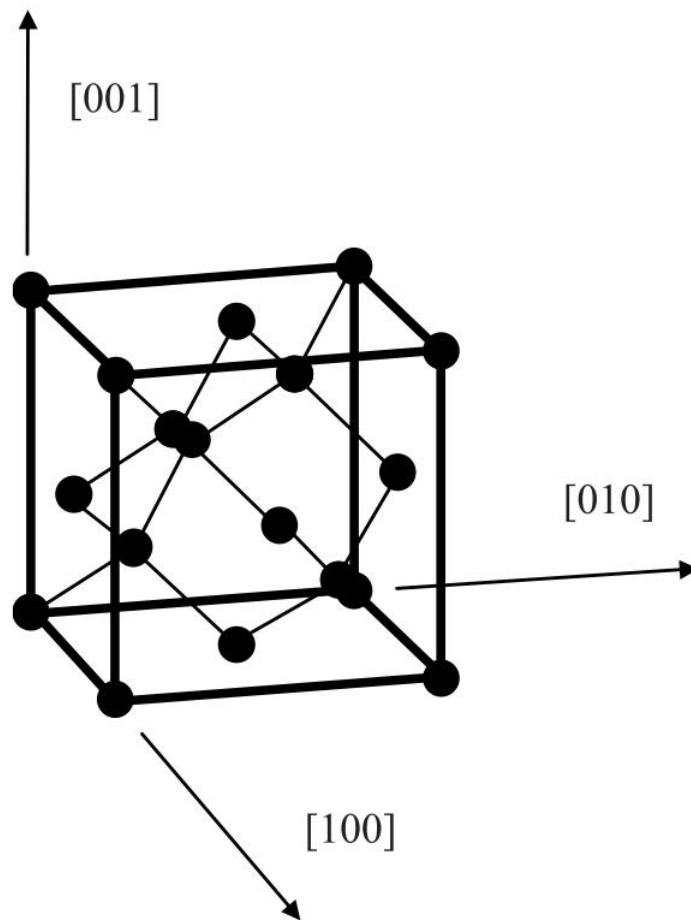


Abbildung 2.1 – Die Einheitszelle der Diamantstruktur von Si, Ge und α -Sn. [16]

Durch die gemeinsame Gitterstruktur ist es möglich Germanium, auf Silizium zu wachsen. Da die Gitterkonstante a_{Ge} von Germanium um 4 % größer ist als die von Silizium, kommt es u. U. zur Bildung von Kristalldefekten an der Grenzfläche zwischen beiden Halbleitern. Im Folgenden Abschnitt werden die verschiedenen Kristalldefekte klassifiziert.

2.1.2 Kristalldefekte

Die mechanischen, elektrischen und optischen Eigenschaften eines Halbleiters werden teilweise durch Kristalldefekte bestimmt. Diese Kristallfehler sind Stellen, an dem die

Struktur vom idealen Kristallgitter abweicht. Dabei entstehen sie einerseits schon während des Kristallwachstums oder andererseits bei der Weiterverarbeitung des Kristalls. Diese Defekte können aufgrund ihrer physischen Ausdehnung in vier Klassen eingeordnet werden. Im Folgenden werden die einzelnen Klassen kurz erklärt.

0-dimensionale Defekte Die einfachsten auftretenden Defekte sind Punktdefekte, so genannte *0-dimensionale Defekte*. Sie betreffen nur ein Atom. Hierzu zählen intrinsische und extrinsische Defekte. Intrinsisch bedeutet, der Defekt wird durch ein Silizium-Atom selbst ausgelöst, z. B. durch Einschluss in einem Zwischengitterplatz oder Leerbleiben eines Gitterplatzes (Fehlstelle oder Vakanz). Extrinsische Defekte werden durch Fremdatome verursacht und können sowohl interstitiell als auch substitutionell sein. Sitzen Fremdatome zwischen den Gitterplätzen werden sie interstitiell genannt. Sitzen sie dagegen auf einem Gitterplatz heißen sie substitutionell, da sie ein Si-Atom ersetzen. Der Letzt genannte Fall wird auch absichtlich hervorgerufen, in dem man das Silizium mit z. B. Phosphor oder Bor dotiert. Dazu im nächsten Abschnitt mehr.

1-dimensionale Defekte Der zweiten Klasse gehören *1-dimensionale Defekte* wie Versetzungen an. Die Abb. 2.2 zeigt das Modell einer Stufen- und Schraubenversetzung. Sie werden durch die Versetzungslinie, an der sie entlang verlaufen und dem Burgers-Vektor, der den Versatz angibt, parametrisiert. Sie entstehen durch mechanische Spannungen, Gitterfehlanspassungen an Grenzflächen verschiedener Halbleiter oder durch Ansammlung von Punktdefekten.

In der vorliegenden Arbeit spielen diese Defekte eine besondere Rolle, da sie zu so genannten Durchstoßversetzungen (engl. *threading dislocations*) führen. Durchstoßversetzungen durchstoßen, wie der Name schon sagt, eine gesamte Schicht und verlaufen bis zur Oberfläche (Grenzfläche). Sie entstehen oftmals an den Versetzungslinien von Stufenversetzungen aufgrund der Gitterfehlanspassung verschiedener Schichten. Die verspannten Schichten relaxieren durch die Bildung solcher Versetzungen. Aus einer Stufenversetzung entstehen in der $\{111\}$ -Ebene zwei im Winkel von 60° nach oben gerichtete Versetzungen [18, S. 40]. Des Weiteren können sie eine erhöhte Diffusion

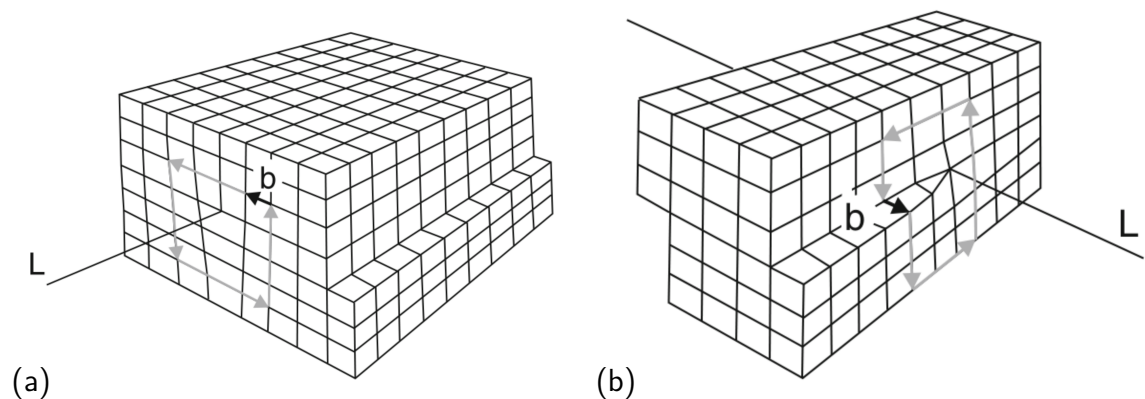


Abbildung 2.2 – Modell einer Stufenversetzung (a) und einer Schraubenversetzung (b). Der Linienvektor L und der Burgers-Vektor b sind angedeutet. [17]

aufweisen, was zu einem Ohm'schen Verhalten führt und möglicherweise zu Kurzschlüssen von Bauelementen führt [19].

2-dimensionale Defekte Korngrenzen und Stapelfehler bilden die dritte Klasse, so genannte *2-dimensionale Defekte*. Eine Korngrenze bezeichnet die Grenzfläche zwischen zwei benachbarten Körnern. Sie entstehen während des Kristallwachstums, wenn sich zwei Kristallite unterschiedlicher Orientierung treffen. Ein weiterer 2-dimensionaler Kristallfehler ist ein Stapelfehler, bei dem die regelmäßige Stapelfolge der Diamantstruktur des Kristallgitters gestört ist. Statt der drei sich abwechselnd übereinanderliegenden $\{111\}$ -Ebenen ...ABCABCABC... fällt z. B. eine Ebene C weg und es ergibt sich ...ABABCABC... .

3-dimensionale Defekte *3-dimensionale Defekte* sind z. B. Präzipitate (Ausscheidungen), die sich durch die Ansammlung von intrinsischen oder extrinsischen Punktdefekten bilden. Auch Einschlüsse fremder Phasen beim Erstarren gehören dazu.

2.2 Rekombination

Im Silizium ist die Wahrscheinlichkeit der Phonon-gestützten strahlenden Band-zu-Band Rekombination sehr gering und die meisten Elektron-Loch-Paare rekombinieren

vornehmlich nicht-strahlend. Da die direkte Bandlücke von Germanium nur wenig größer als die indirekte Bandlücke ist, steigt die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination. Versetzungen können zusätzlich strahlende und nicht-strahlende Rekombinationspfade darstellen. Den größten Einfluss auf die Konzentration der angeregten Überschussladungsträger hat die nicht-strahlende Rekombination und damit hat sie auch einen Einfluss auf die strahlenden Prozesse.

2.2.1 Strahlende Band-zu-Band Rekombination

Die Rekombination in einem Halbleiter geht immer mit einer Vernichtung eines Leitungsbandelektrons und eines Valenzbandlochs einher. Deshalb ist die Rekombinationsrate R sowohl proportional zur Konzentration der Elektronen n , als auch der der Löcher p . Sie wird durch

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = B \cdot n \cdot p, \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei B konstant ist und dem bimolekularen Koeffizienten der strahlenden Rekombination entspricht [20]. Das Auftreffen von Licht oder Elektronen erzeugt im Halbleiter Überschussladungsträger:

$$p = p_0 + \Delta p \quad (2.2a)$$

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (2.2b)$$

wobei p_0 bzw. n_0 die Gleichgewichts (GGW)-Konzentrationen und Δp bzw. Δn die Konzentrationen der Überschussladungsträger angeben. Da Überschussladungsträger immer zu gleichen Teilen generiert werden ($\Delta n = \Delta p$), folgt für die Rekombinationsrate

$$R = R_0 + \Delta R \quad (2.3)$$

mit der Gleichgewichts-Rekombinationsrate R_0 und der Überschuss-Rekombinationsrate ΔR . Wird ein p-dotierter Halbleiter mit einer Majoritätsträgerkonzentration

on $p_0 \gg n_0$ betrachtet, so ist die Rekombinationsrate der Überschussladungsträger durch

$$\begin{aligned}\Delta R &= B (n_0 + \Delta n) (p_0 + \Delta p) - B n_0 p_0 \\ &= B (n_0 + p_0) \Delta n + B \Delta n^2\end{aligned}\tag{2.4}$$

gegeben.

Werden nun die unterschiedlichen Injektionsregimes betrachtet, so folgt:

1. für den Niederinjektionsbereich $\Delta n \ll p_0$, dass der Δn^2 enthaltende Term vernachlässigt werden kann und die Rekombinationsrate linear abhängig von der induzierten Ladungsträgerkonzentration wird:

$$\Delta R = B (n_0 + p_0) \Delta n.\tag{2.5}$$

Das heißt, dass die eingestrahelten Ladungsträger, im Vergleich zu den Majoritätsladungsträgern, vernachlässigbar sind.

2. Bei der Hochinjektion $\Delta n \gg p_0$ wird der Δn^2 -Term dominierend und es folgt:

$$\Delta R = B \Delta n^2.\tag{2.6}$$

Im Falle strahlender Rekombination ist B an die Intensität der emittierten Strahlung gebunden. Es kann theoretisch durch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts abgeschätzt werden [21]. Nach diesem Prinzip ist die Rate der strahlenden Rekombination im thermischen Gleichgewicht in einem elementaren Frequenzbereich $d\nu$ um die Frequenz ν gleich der entsprechenden Rate der durch thermische Strahlung erzeugten Elektron-Loch-Paare. Diese Generationsrate ist demnach definiert durch die spektrale Photonendichte ρ_ν (Anzahl der Photonen pro Einheitsvolumen und Einheitsfrequenzintervall) im Halbleiter mit Hilfe des Planck'schen Gesetzes

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{n_s^2 \left[\frac{d(n_s\nu)}{d\nu} \right]}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu,\tag{2.7}$$

und der Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen im Halbleiter. Die Wahrscheinlichkeit der Absorption ist gegeben durch das Produkt der Gruppengeschwindigkeit des Lichts $v_g = \frac{c}{d(n_s \nu)}$ und dem Absorptionskoeffizienten α des Halbleiters. Dadurch ergibt sich für $\rho(\nu)d\nu$:

$$R(\nu)d\nu = \frac{8\pi \alpha n_s^2}{c^3} \cdot \frac{\nu^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu, \quad (2.8)$$

wobei n_s für den Brechungsindex des Halbleiters und c , h und k_B , die Lichtgeschwindigkeit, das Planck'sche Wirkungsquantum und die Boltzmann Konstante sind. Der bimolekulare Koeffizient der strahlenden Rekombination ist damit durch:

$$B = \frac{R}{n_i^2} \quad (2.9)$$

gegeben. Wobei R als Integral der Gleichung (2.8) $R = \int_0^\infty R(\nu)d\nu$ definiert ist und damit die bekannte van Roosbroeck-Shockley Gleichung darstellt [21, 22]

$$R_0 = \int_0^\infty \frac{8\pi \nu^2 n_s^2}{c^3} \cdot \frac{\alpha}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu. \quad (2.10)$$

n_i ist die intrinsische Ladungsträgerkonzentration ($n_i^2 = n_0 p_0$) im thermischen Gleichgewicht. Der Koeffizient der strahlenden Rekombination beläuft sich für Silizium und Germanium auf:

$$B_{Si} = 4,73 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ und} \quad (2.11)$$

$$B_{Ge} = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (2.12)$$

Das theoretische Emissions-Spektrum einer LED wird in Abbildung 2.3 gezeigt, vgl. [23, S. 88]. Zu bemerken ist hier die Energiedifferenz von $k_B T/2$ zwischen der Bandlücke E_g und der Position des Intensitätsmaximums E_{peak} . Dies entsteht durch den Einfluss der Boltzmann-Verteilung und der Zustandsdichte.

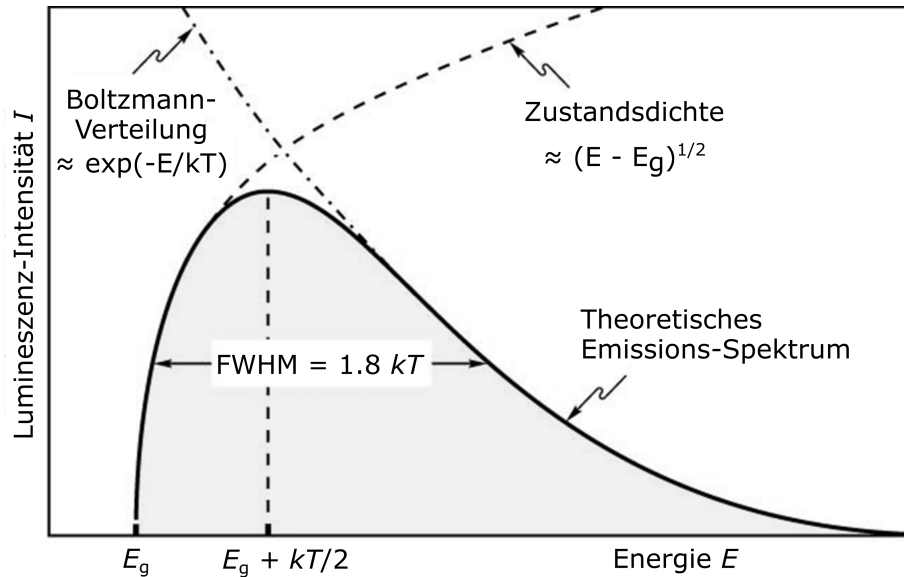


Abbildung 2.3 – Das theoretische Emissions-Spektrum einer LED, vgl. [23].

2.2.2 Nicht-strahlende Rekombination

Im Folgenden Abschnitt werden die nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse beschrieben. Das sind zum einen die Shockley–Read–Hall (SRH), und Auger-Rekombination und zum anderen Rekombinationen an ausgedehnten Defekten.

SRH-Rekombination

Trotz aller Bemühungen ist eine geringe Anzahl an Verunreinigungen und Kristallfehlern im fertigen Wafer unvermeidlich. Einige können elektrisch aktiv sein und Zustände in der Bandlücke erzeugen. So agieren Verunreinigungen als Rekombinationszentren oder Fallen für Minoritätsladungsträger im Halbleiter. Die Rekombinationsrate ist gegeben durch [24, 25]:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_0) + \tau_n(p + p_0)}. \quad (2.13)$$

n und p bezeichnen die Elektronen- bzw. Löcherkonzentration und n_i^2 die intrinsische Ladungsträgerdichte im thermischen Gleichgewicht. τ_n entspricht dabei der Lebens-

dauer der Elektronen, wenn alle Zentren leer sind, wohingegen τ_p die Lebensdauer der Löcher angibt, wenn alle Zentren mit Elektronen besetzt sind. Sie sind abhängig von der Dichte der Rekombinationszentren N_T , der Einfangquerschnitte σ_n und σ_p und der thermischen Geschwindigkeit der Ladungsträger $v_{th,n}$ und $v_{th,p}$ ($\approx 10^7$ cm s⁻¹ für Silizium). Sie ergeben sich zu:

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th,n} N_T} \quad \text{und} \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th,p} N_T}. \quad (2.14)$$

Die Konzentrationen n_0 und p_0 sind definiert durch die Gleichgewichts-Konzentrationen der Elektronen bzw. der Löcher. Überschneiden sich das Fermi-Niveau und die Lage der Rekombinationszentren E_T in der Bandlücke, so sind diese durch

$$n_0 = N_L \exp\left(\frac{E_T - E_L}{k_b T}\right) \quad \text{und} \quad p_0 = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k_b T}\right) \quad (2.15)$$

gegeben. N_L und N_V bezeichnen dabei die effektive Zustandsdichten und E_L , E_V die Energie des Leitungs- bzw. Valenzbands. SRH-Rekombination ist bei Niederinjektion der dominierende Mechanismus in Silizium. In dotiertem Material kann die Änderung der Majoritätsladungsträgerkonzentration auf Grund der Einstrahlung vernachlässigt werden. Der Beitrag zur Gesamtrekombination kann vereinfacht angegeben werden:

$$\Delta R_{SRH} = \frac{\Delta n}{\tau_{SRH}}, \quad (2.16)$$

wobei τ_{SRH} die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger und Δn deren Konzentration bezeichnet.

Auger-Rekombination

Im Fall hoher Majoritätsladungsträger- oder Dotierstoffkonzentration (etwa $\geq 10^{18}$ cm⁻³) ist die Auger-Rekombination ein nicht mehr zu vernachlässigender Rekombinationsmechanismus. Die Auger-Rekombination ist ein Drei-Teilchen-Prozess: ein Elektron und ein Loch rekombinieren in einem Band-zu-Band Übergang, wobei die freiwerdende Energie sofort wieder von einem Elektron oder Loch absorbiert wird,

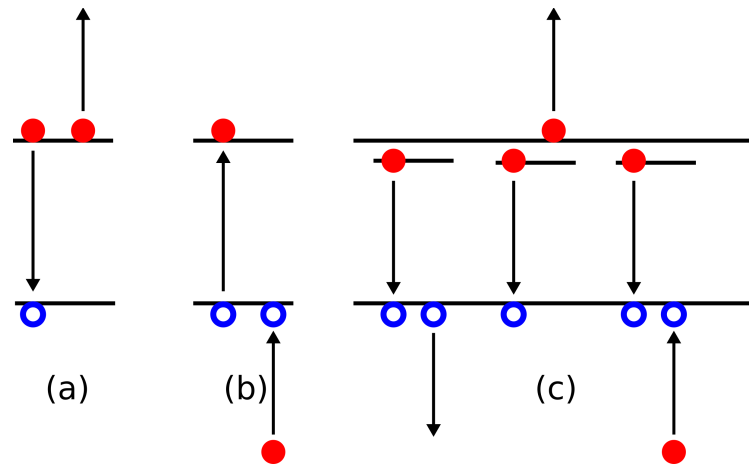


Abbildung 2.4 – Darstellung einiger Auger-Prozesse. (a) Elektron-Elektron-Loch Prozess bei dem die Übergangsenergie von einem Elektron abtransportiert wird. (b) Elektron-Loch-Loch Prozess bei dem die Übergangsenergie von einem Loch abtransportiert wird. (c) Prozess mit Wechselwirkung eines Zustandes in der Bandlücke mit verschiedenen Möglichkeiten des Energietransportes über einen dritten Ladungsträger.

welches diese Energie in Form von Phononen abgibt. [26] Der Ausdruck für die Auger-Rekombinationsrate hängt von den Konzentrationen aller beteiligten Teilchen ab und ist gegeben durch [27]

$$R_{Auger} = C_{eeh} \cdot n^2 \cdot p + C_{ehh} \cdot n \cdot p^2. \quad (2.17)$$

Dabei stehen C_{eeh} und C_{ehh} für die Auger Koeffizienten des Elektron-Elektron-Loch bzw. Elektron-Loch-Loch Mechanismus. Beide Koeffizienten hängen nur schwach von der Temperatur ab und werden nicht von Verunreinigungen beeinflusst [28]. Abbildung 2.4 zeigt einige der möglichen Übergänge.

2.2.3 Rekombination an Versetzungen

Die Rekombination an Versetzungen ist ein Spezialfall der Ladungsträgerrekombination und von besonderem Interesse [29, 30]. Versetzungen im Silizium können als Linienladungen angesehen werden, die Minoritätsladungsträger anziehen. Die Ladung und die Rekombinationsaktivität der Versetzung hängen von den tiefen Zuständen in

der Bandlücke ab, die von ihnen verursacht werden. Die strahlende Rekombination an Versetzungen im Silizium zeigt vier charakteristische Lumineszenzlinien (D1, D2, D3 und D4). Viele Untersuchungen galten und gelten aufgrund ihres komplexen Verhaltens der Rekombinationsaktivität von Versetzungen in Silizium. Einige Eigenschaften sind bis heute nicht verstanden.

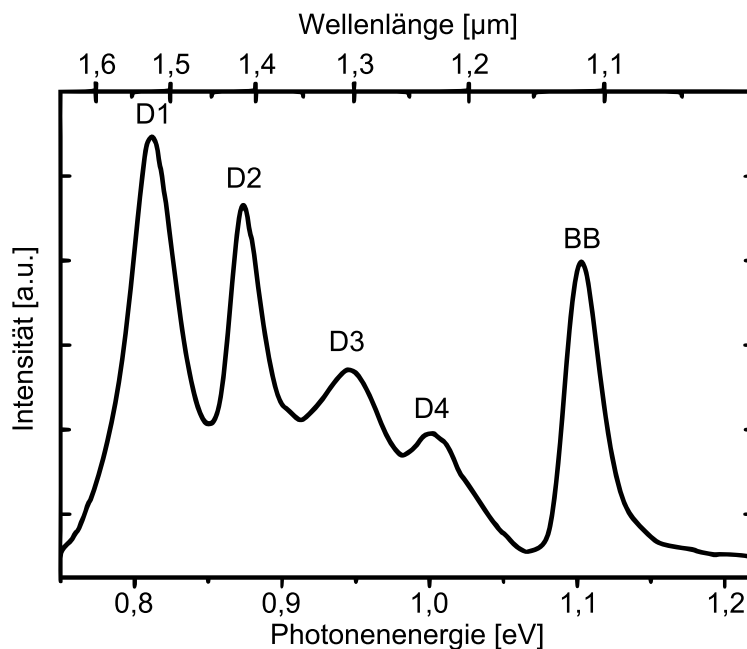


Abbildung 2.5 – Typisches PL-Spektrum von plastisch verformtem Silizium bei 80 K. Versetzungslinien (D1–D4) und Band–Band (BB) Strahlung, vgl. [31].

Demgegenüber wird im Ge kein solch ausgeprägtes Spektrum, das Versetzungen zugeordnet werden kann, gefunden. Stattdessen wurde ein breites Lumineszenzband um 0.55 eV gefunden [32–35].

2.3 Optische und elektrische Eigenschaften von Si und Ge

2.3.1 Die Bandstruktur von Si und Ge

Die Bandstrukturen von Si und Ge sind in Abb. 2.6 dargestellt. Dabei handelt es sich um Impuls-Energie-Diagramme. Die benutzten Symbole beschreiben die verschiedenen Eigenschaften der Bänder. Γ bezeichnet den Punkt wo der Wellenvektor $\mathbf{k} = 0$ ist, d. h. er befindet sich im Zentrum der ersten Brillouin-Zone. X und L sind die Grenzen der ersten Brillouin-Zone eines kubischen Halbleiters in $\langle 010 \rangle$ - bzw. $\langle 111 \rangle$ -Richtung.

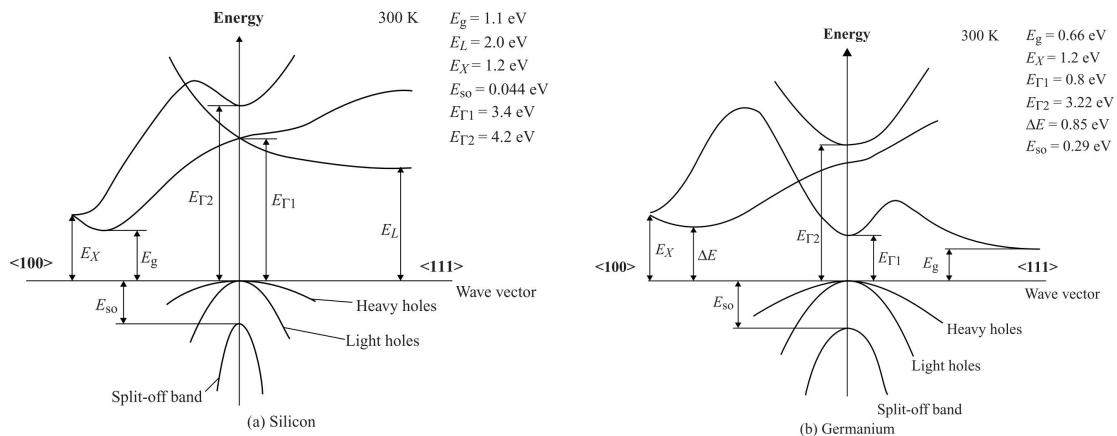


Abbildung 2.6 – Bandstruktur von (a) Silizium und (b) Germanium. [16, S. 30 f.]

Silizium ist ein indirekter Halbleiter mit einer Bandlücke von $1,12 \text{ eV}$. Indirekte Halbleiter benötigen die Unterstützung eines Phonons für die strahlende Rekombination. Das heißt, dass strahlende Übergänge eines Elektrons aus dem Leitungsbandminimum in das Valenzbandmaximum einen Teil der Energie aus einer bestimmten Impulsänderung beziehen. Diese Impulsänderung geschieht durch die Absorption oder Emission eines oder mehrerer Phononen. Als Phononen werden elementare Gitterschwingungen bezeichnet.

Germanium ist ebenfalls ein indirekter Halbleiter mit einer Bandlücke von $E_g = 0,664 \text{ eV}$. Darüber hinaus hat es noch ein weiteres Tal im Leitungsband am Γ -Punkt. Dies ist die direkte Bandlücke mit einer Energie von $E_{g,\Gamma} = 0,8 \text{ eV}$ und ist

somit nur 136 meV größer als die Indirekte. Beim direkten Übergang geschieht die strahlende Rekombination ohne eine Mitwirkung eines Phonons, was die Übergangswahrscheinlichkeit enorm erhöht.

Ein emittiertes Photon hat also die Energie E :

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \approx \frac{1240}{\lambda [\text{nm}]} \quad (2.18)$$

Sie wird bestimmt durch das Planck'sche Wirkungsquantum h und der Frequenz ν des Photons bzw. durch die Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ . Bei der indirekten Rekombination weicht diese Energie um den Energiebetrag der am Übergang beteiligten Phononen ab.

2.3.2 Temperaturabhängigkeit der Bandlücke

Laut VARSHNI [22] wird die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke durch zwei Mechanismen hervorgerufen:

- (1) Eine Verschiebung der relativen Position des Leitungs- und Valenzbandes durch die temperaturabhängige Ausdehnung des Kristallgitters. Dies bewirkt ca. ein Viertel der Gesamtverschiebung bei hohen Temperaturen.
- (2) Der größere Anteil der Änderung der Bandlücke kommt durch eine Verschiebung der relativen Position des Leitungs- und Valenzbandes durch die temperaturabhängige Elektron-Gitter-Wechselwirkung.

Weiter empfahl er für die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke in Halbleitern folgenden Zusammenhang:

$$E_g = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (2.19)$$

wobei E_g die direkte oder indirekte Bandlücke und E_0 ihr Wert bei 0 K ist. Die Werte der entsprechenden Parameter α und β für Si und Ge sind in Tabelle 2.1 dargestellt sind.

Abbildung 2.7 zeigt die berechneten Temperaturabhängigkeiten der Bandlücken für Si und Ge nach Gl. (2.19).

Tabelle 2.1 – Werte der Parameter für Gleichung (2.19) [22].

Material	Typ der Bandlücke	E_0 [eV]	α [$\times 10^{-4}$]	β
Si	indirekt	1,1557	7,021	1108
Ge	indirekt	0,7412	4,561	210
Ge	direkt	0,8893	6,842	398

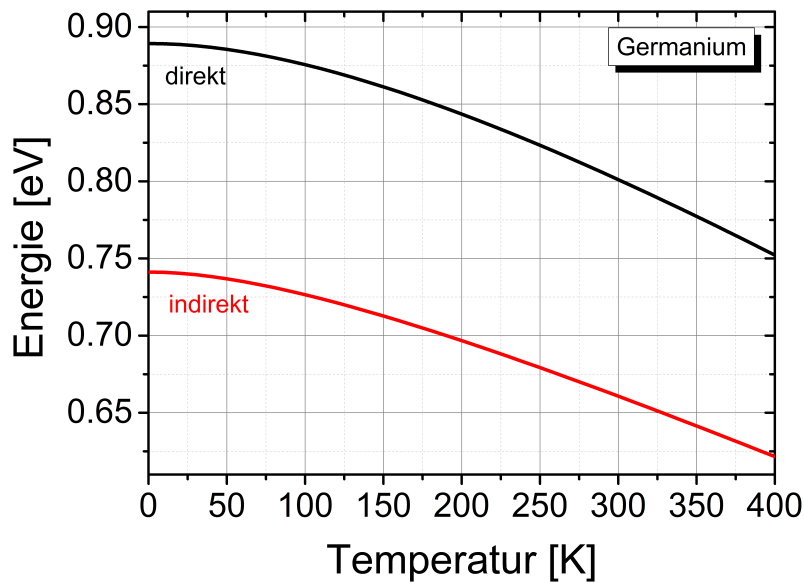


Abbildung 2.7 – Temperaturabhängigkeit der direkten und indirekten Bandlücke berechnet nach Gl. (2.19).

2.3.3 Absorption

Die Absorption kann als inverser Prozess zur strahlenden Rekombination angesehen werden. Durch Wechselwirkung eines Photons mit einem Valenzbandelektron entsteht ein freies Elektron-Loch-Paar. Das Elektron nimmt die Energie des Photons auf und wird aus dem Grundzustand angeregt. Ist die Energie des Photons niedriger als die Energie der Bandlücke des Halbleiters kann keine Absorption stattfinden. Gibt es aber Zustände innerhalb der Bandlücke, z. B. aufgrund von Kristalldefekten (siehe Abschnitt 2.1.2) oder Dotierung, ist eine Anregung der Valenzbandelektronen trotzdem möglich. Andernfalls ist das Material für diesen Wellenbereich transparent. Durch die Absorption von Photonen nimmt die Intensität der Strahlung mit zunehmender

Eindringtiefe in das Material ab, die Strahlung wird also gedämpft. Dies wird durch das Lambert-Beer'sche-Gesetz beschrieben:

$$P(d, \lambda) = P_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot d}. \quad (2.20)$$

Die durch ein Medium der Dicke d hindurchtretende Strahlungsleistung $P(d)$ ist abhängig von der Ausgangsleistung P_0 und dem Absorptionskoeffizienten α und nimmt exponentiell mit zunehmender Dicke d ab. Der Absorptionskoeffizient ist wiederum abhängig von der Wellenlänge λ der eintreffenden Strahlung. Im Umkehrschluss ist die Eindringtiefe bei fester Wellenlänge und gleicher Ausgangsleistung materialabhängig.

Die Eindringtiefe des verwendeten Laser-Strahls mit einer Wellenlänge von 532 nm in Si beträgt mehrere Mikrometer wohingegen derselbe Strahl nur einige zehn Nanometer in Germanium eindringt. Die Intensitätsverteilung wurde für die Ge/Si Multi-Quantum-Well (MQW)-Strukturen im Abschnitt 4.4.2 berechnet und ist in Abb. 4.25 dargestellt.

2.3.4 Einfluss von Zinn

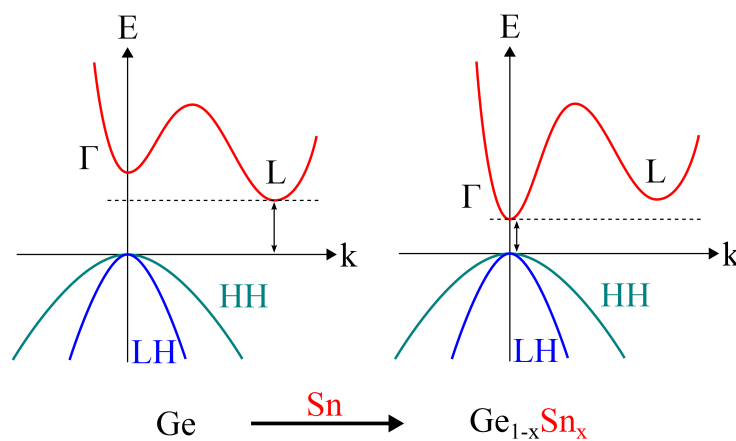


Abbildung 2.8 – Schematische Darstellung des Einflusses des Zumischens von Sn in Ge. Zinn hat besonders Einfluss auf die direkte Bandlücke.

Das Beimischen von α -Zinn (Sn) hat einen Einfluss auf die Bandstruktur von Germanium. Das Zinn reduziert die Energien der direkten und indirekten Leitungsbandtaler im

Vergleich zum Germanium, was zu einer Rotverschiebung des Spektrums führt. Die Abbildung 2.8 verdeutlicht diesen Einfluss, wobei die Wirkung auf den direkten Übergang besonders stark ist. Theoretisch ist es also möglich, dass sich GeSn bei ausreichend hohem Sn-Anteil wie ein direkter Halbleiter verhält. Die Literaturrecherche hat ergeben, dass die Verhaltensänderung zu einem direkten Halbleiter bei Sn Konzentrationen zwischen 5,5 und 15% geschieht [1, 36–39]. Dies würde außerdem bedeuten, dass sich eine direkte Bandlücke im Bereich von 0,48 bis 0,64 eV ergibt.

Allerdings ist die Löslichkeit von Zinn in Germanium sehr gering. Bei einer Wachstumstemperatur von 350 °C beträgt sie nur etwa 1,1 % [40]. Größere Sn Konzentrationen können also nur außerhalb des thermischen Gleichgewichts gewachsen werden. Dies führt in der Weiterverarbeitung der Wafer oder im Betrieb der Bauelemente u. U. zu Problemen durch die Entmischung des Sn. Weiter reduziert sich auch die kritische Dicke der epitaktischen Schicht. Dies limitiert die Anwendungsgebiete solcher Schichten, da nur geringe Dicken unter 100 nm erreicht werden können.

Des Weiteren kommt es durch die größere Gitterkonstante von α -Sn zu einer Vergrößerung der Gitterabstände benachbarter Ge Atome. Dieser Fakt wird im Abschn. 4.3 zur Erhöhung der Zugverspannung der aktiven Schicht ausgenutzt.

2.3.5 Quanten-Confinement

Quanten-Confinement bezeichnet die Lokalisierung von Elektronen und Löchern in bestimmten Schichten. Dies geschieht, wenn die Dicke einer Schicht kleiner ist als der exzitonische Bohr Radius des Materials bzw. des Elements aus dem die Schicht besteht. Für Germanium ist dieser mit 24,3 nm sehr viel größer als der von Silizium 4,9 nm [41, 42]. Hat man eine sich abwechselnde Schichtfolge zweier Halbleiter A und B, wobei die Bandlücke von B größer ist als von A, so entsteht eine Multi-Quantum-Well (MQW) Struktur. Für das Confinement können sich damit zwei Szenarien ergeben, welche schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt sind.

Diese werden üblicherweise mit *Typ I* und *Typ II* bezeichnet. In *Typ I* MQWs sind sowohl Elektronen als auch Löcher in derselben Schicht lokalisiert. Die Schichten A bilden dabei den Potentialtopf und die Schichten B wirken als Barriere. Das Energieniveau der

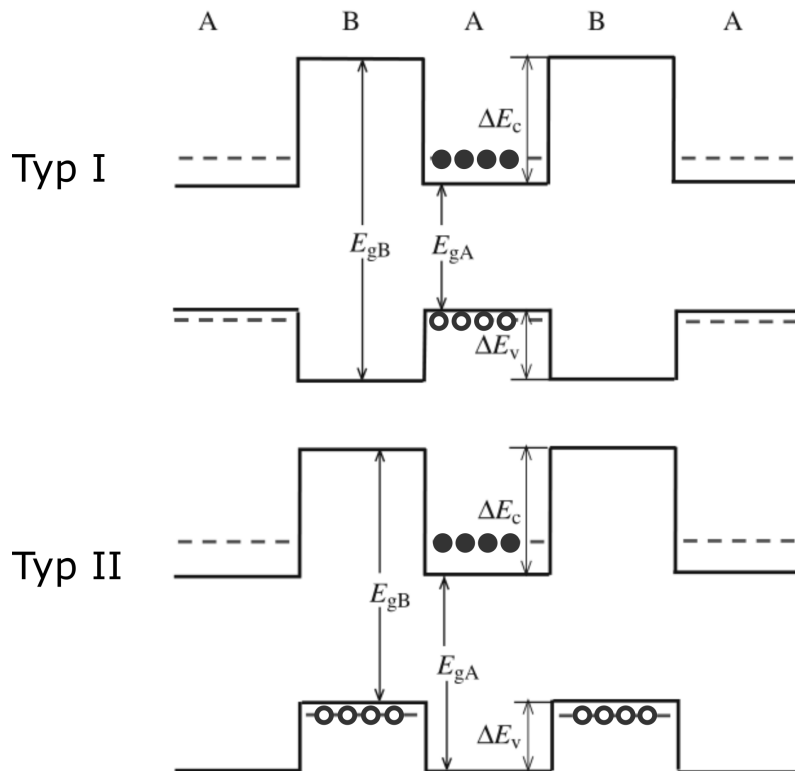


Abbildung 2.9 – Schematische Banddiagramme zur Klassifikation des Quanten-Confinements von Elektronen und Löchern.

lokalisierten Teilchen ist in Abb. 2.9 gestrichelt eingezeichnet und liegt auf Grund der Quantisierung oberhalb des ursprünglichen Grundzustands. Eine Typ II MQW Struktur wird auch als *räumlich indirekter* Halbleiter bezeichnet, da die Elektronen in einer Schicht und die Löcher in einer anderen Schicht lokalisiert sind, vgl. [43].

Die in Abschnitt 4.4.1 untersuchten GeSn/Ge-MQW-LEDs haben ein Typ I Confinement, wohingegen die in Abschnitt 4.4.2 untersuchten Proben eine Typ II Bandausrichtung haben.

2.3.6 Der pn-Übergang

Dieser Abschnitt befasst sich mit den elektrischen Eigenschaften eines pn-Übergangs. In der unmittelbaren Nähe eines ungestörten pn-Übergangs diffundieren, aufgrund des Konzentrationsunterschieds von Elektronen und Löcher, die Elektronen der Donatoren vom n-Gebiet in das p-Gebiet und die Löcher der Akzeptoren in das n-Gebiet. Dadurch kommt es zum Angleichen der Fermi-Niveaus und es entsteht ein elektrisches Feld, welches zu einem Driftverhalten der Ladungsträger entgegen der Richtung des Diffusionsstroms führt. Das Band-Diagramm eines pn-Übergangs ist in Abbildung 2.10 dargestellt und zeigt die auftretenden Ströme. Es sind die Energie des Leitungsbandes E_c , des Fermi-Niveaus E_f und des Valenzbandes E_v eingezeichnet.

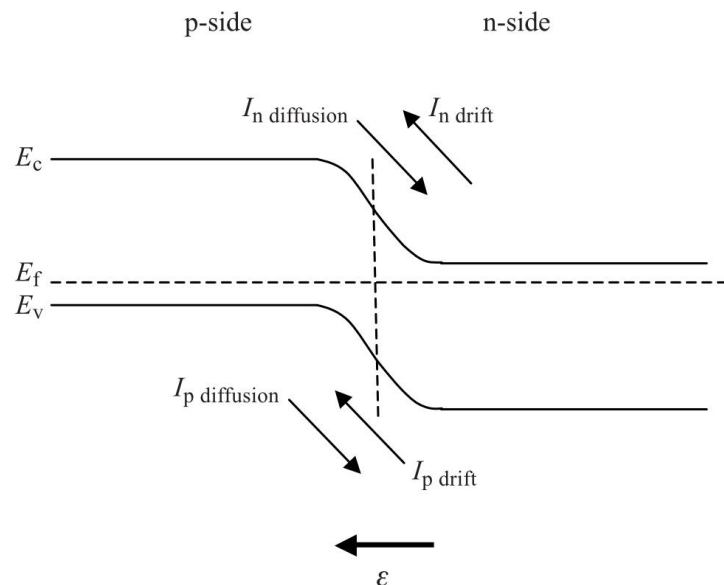


Abbildung 2.10 – Flussrichtungen der Diffusions- und Driftströme, $I_{\text{diffusion}}$ bzw. I_{drift} , am pn-Übergang, [16].

Im Gleichgewicht, d. h. im spannungsfreien Zustand, heben sich die einzelnen Ströme gegenseitig auf und es fließt kein Nettostrom. Im Sperrbereich, bei negativer Spannung, fließt nur ein kleiner Driftstrom. Dies ist der Sperrsättigungsstrom. Der Vorwärtsbereich, bei positiver Spannung, fließt ein schnell ansteigender Diffusionsstrom. Die Diodenkennlinie des pn-Übergangs wird in Abbildung 2.11 gezeigt.

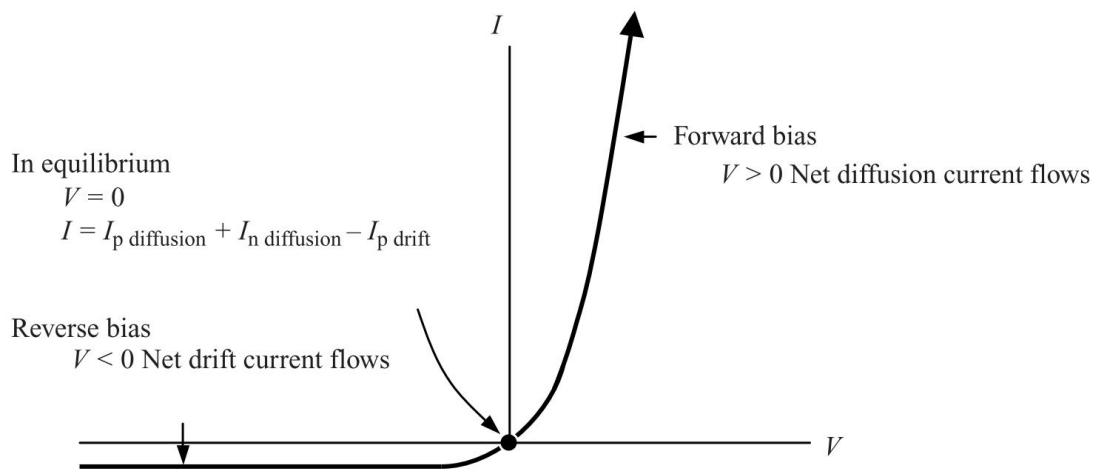


Abbildung 2.11 – Der Diodenstrom als Funktion der Spannung [16].

3

Methoden

3.1 Lumineszenz-Spektroskopie

Bei der Lumineszenzspektroskopie wird eine Probe zum Strahlen angeregt und das emittierte Spektrum bezüglich der Wellenlänge und Intensität analysiert. Die Anregung erfolgt hierbei elektrisch (EL) bzw. optisch durch einen Laser (PL). Der Lumineszenz-Messplatz wurde ursprünglich von Dr. Tzanimir Arguirov [31] aufgebaut. Nach der Übernahme ist er an die Bedürfnisse der aktuellen Forschung angepasst worden. Die Software, vorwiegend *Matlab*-Skripte, wurde optimiert und erheblich erweitert, um eine verlässliche Messung über mehrere Stunden hinweg zu gewährleisten. Des Weiteren ersetzen ein Funktionsgenerator und eine Transistor-Steuerung die analoge Stromquelle zur Anregung der Elektrolumineszenz. Dies ermöglichte eine Regelung der Stromstärke durch den PC. Diese zusätzliche Automatisierung erhöht die Verlässlichkeit und Genauigkeit der Messung. Als Letztes erfolgte eine Kalibrierung bzw. Messung der Empfindlichkeit des Gesamtsystems, da ein anderer Detektor verwendet wurde. Ohne die Korrektur der Empfindlichkeit war keine zuverlässige Auswertung der Spektren möglich.

3.1.1 Elektrolumineszenz (EL)

Im Rahmen dieser Arbeit wurde hauptsächlich die Elektrolumineszenz genutzt. Die Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Elektrolumineszenz-Messplatzes.

Der Messplatz ist modular aufgebaut und lässt sich grob in drei Gruppen unterteilen. Das sind der Teil der Anregung, der bewegliche Kryostat und die Signalverarbeitung.

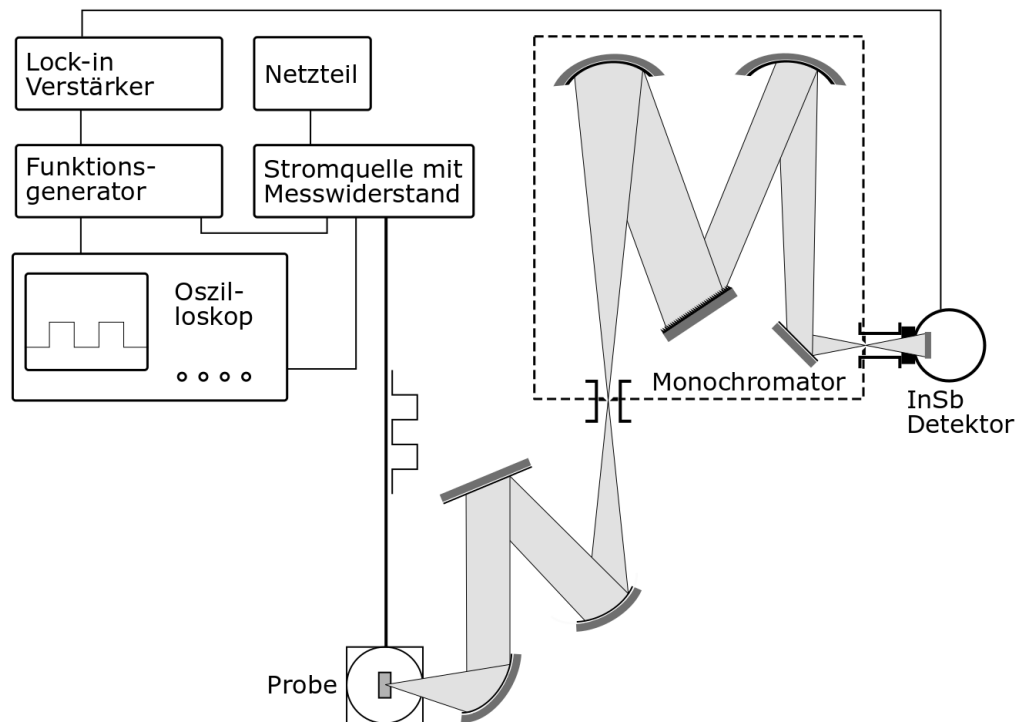


Abbildung 3.1 – Skizze des Elektrolumineszenz Messplatzes.

Anregung Für die Elektrolumineszenz (EL)-Spektroskopie erfolgt die Anregung der Probe durch einen elektrischen Strom. Mittels eines Funktionsgenerators wird eine Rechteckspannung mit einer Frequenz von 125 Hz erzeugt. Diese Spannung wird als Trigger-Signal für den Lock-In Verstärker und das vierfach Oszilloskop genutzt. Des Weiteren wird die Spannung an eine selbstgebaute spannungsgesteuerte Stromquelle mit Messwiderstand geführt. Die Stromquelle besteht größtenteils aus einem Vorwiderstand, einem MOSFET und einem Netzwerk aus Widerständen mit einem Gesamtwiderstand von 1Ω . Betrieben wird die Stromquelle durch ein einfaches Labornetzteil.

Die Höhe des Stromes wird durch die Amplitude der Rechteckspannung des Funktionsgenerators bestimmt, welche durch den angeschlossenen PC geregelt wird. Mittels

des Oszilloskops werden die verschiedenen Spannungen vor und hinter dem Messwiderstand, und vor der Probe bestimmt. Aus der Spannung über dem Messwiderstand wird der Strom durch die Probe bestimmt. Dieser wird mit den Vorgaben des Messprogramms verglichen und bei Abweichung angepasst. Durch diese Schaltung sind modulierte Anregungsströme im Bereich von 0 bis 3 A möglich.

Kryostat Die Probe befindet sich in einem Kryostaten (Microstat N, *Oxford Instruments*), welcher auf einem xy-Tisch montiert ist, um ein Ausrichten der Probe zu ermöglichen. Mittels des Kryostaten und der integrierten Heizung lassen sich Temperaturen im Bereich von 80 bis 350 K durch Zufuhr von flüssigem Stickstoff und Gegenheizen einstellen. Zwei Kontaktdurchführungen ermöglichen die elektrische Kontaktierung der Probe.

Signalverarbeitung Das Signal entsteht durch die strahlende Rekombination (siehe Unterabschnitt 2.2.1) von elektrisch injizierten Überschussladungsträgern. Ein Parabolspiegel oberhalb der Probe sammelt die emittierte Strahlung und fokussiert sie auf den Eingangsspalt des Monochromators. Es handelt sich dabei um einen Czerny-Turner-Monochromator HR 640 der Firma *Jobin Yvon*. Dieser Gittermonochromator ist mit einem 300 Linien/mm Gitter ausgestattet, welches eine Blaze-Wellenlänge von 2000 μm besitzt. Durch Drehung des Gitters kann die emittierte Strahlung spektral aufgelöst werden. Gemessen wurde in der Regel im Bereich von 1 bis 3 μm .

Aufgenommen wird die Intensität durch eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Indiumantimonid (InSb) Photodiode der Firma *EG&G Judson*. Der Empfindlichkeitsbereich dieses Detektors ist groß und liegt bei ca. 1 bis 5 μm . Da aber die in der Diode erzeugten Photoströme sehr gering sind, kommt zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses die Lock-In Technik zur Anwendung. Deshalb ist die vorher erwähnte Modulation der Anregung notwendig. Durch den PC wird dann das Spektrum (Intensitäts-Wellenlängen-Abhängigkeit bzw. Intensitäts-Energie-Abhängigkeit) aufgenommen.

3.1.2 Photolumineszenz (PL)

Der experimentelle Aufbau des Photolumineszenz (PL)-Messplatzes ist in Abb. 3.2 dargestellt und ähnelt dem der Elektrolumineszenz. Der größte Unterschied liegt in der optischen Anregung der Probe, welche in der Regel eine zerstörungsfreie Untersuchung von teilprozessierten Wafern ermöglicht. Im Folgenden wird nur auf die Unterschiede der Messaufbauten eingegangen.

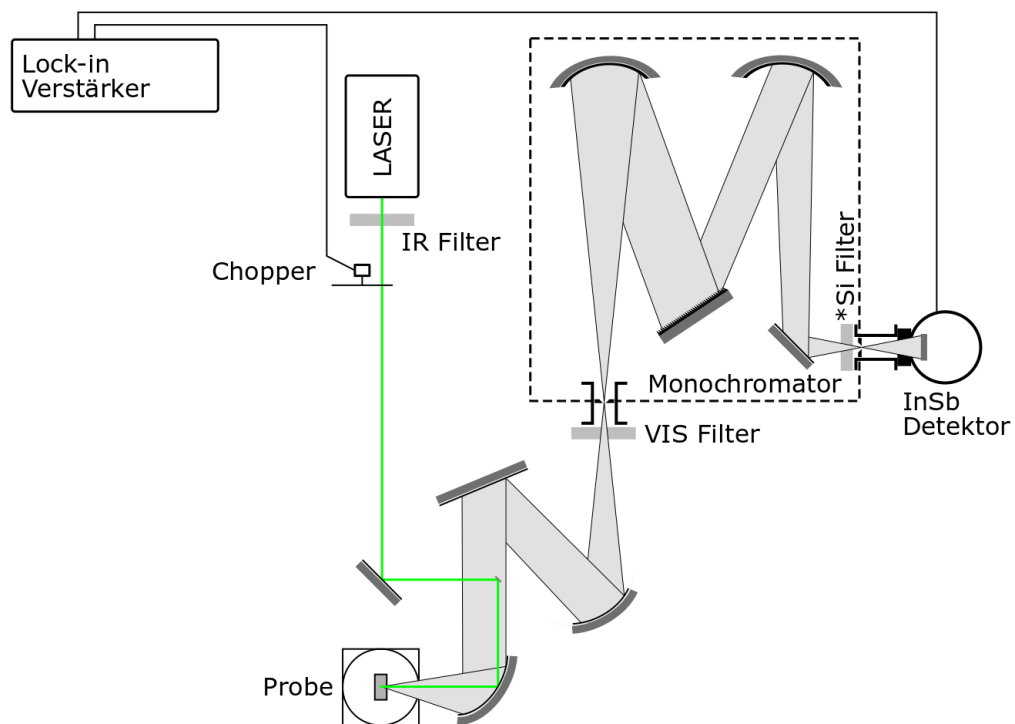


Abbildung 3.2 – Skizze des Photolumineszenz-Messplatzes.

Anregung Die Anregung der Probe erfolgt hierbei durch einen optisch gepumpten Halbleiterlaser Verdi G2 der Firma *Coherent*. Die mittlere Wellenlänge des Lasers beträgt 532 nm, welche intern durch Frequenzverdopplung erzeugt wird. Die maximale Ausgangsleistung über alle Wellenlängen beträgt 2 W. Der Strahl läuft durch einen Kurzpass-Filter (IR Filter), welcher die infrarote Hauptwellenlänge (1064 nm) des Lasers blockiert, da diese sonst zu Artefakten im zu messenden Spektrum führen würde.

Anschließend wird der Strahl durch einen Lichtzerhacker (Chopper) moduliert, da auch hier die Lock-In Technik angewandt wird. Weiter läuft der Strahl über mehrere Umlenkspiegel zu einem Parabolspiegel (Brennweite 12 cm), der den Laser-Strahl auf die Probe fokussiert. Es wird damit ein Spotdurchmesser von 100 μm erreicht. Durch Einbringung einer zusätzlichen Linse in den Strahlengang kann der Spotdurchmesser auf ca. 5 mm erweitert werden. Dies ist besonders bei inhomogenen Proben oder zur Reduzierung der Leistungsdichte notwendig.

Kryostat Die Probe befindet sich auch hier in dem Kryostaten, wobei eine elektrische Kontaktierung nicht notwendig ist.

Signalverarbeitung Das Signal entsteht bei der Photolumineszenz ebenfalls durch die strahlende Rekombination von Überschussladungsträgern, nur werden diese durch die Absorption des Laser-Lichts erzeugt. Der Parabolspiegel oberhalb der Probe lenkt den Laser-Strahl auf diese und sammelt gleichzeitig die emittierte Lumineszenz-Strahlung. Das PL-Signal wird umgelenkt und auf den Spalt des Monochromators fokussiert. Am Eingang des Monochromators befindet sich jedoch ein weiterer Filter (VIS Filter). Dies ist ein Langpass-Filter, der Wellenlängen unterhalb von 800 nm blockiert, um zu verhindern, dass die Anregungsstrahlung in den Monochromator gelangt.

Zum Messen der Proben mit einem hohen Silizium-Anteil wird ein zusätzliches Stück FZ-Si mit einer Dicke von 1 cm als Filter in den Strahlengang vor dem Detektor eingebracht. Dieses reduziert das Si-Signal, sowohl in der Intensität als auch in der Breite, da es sonst im Bereich von 2 bis 2,4 μm zur Überlagerung des Signals mit der zweiten Ordnung des Si-Peaks kommt. Die Aufnahme des Spektrums erfolgt entsprechend der Elektrolumineszenz. Einziger Unterschied hierbei ist, dass der Lock-In Verstärker das Referenzsignal vom Chopper bekommt.

3.1.3 Kalibrierung des Messplatzes

Um eine Auswertung der Spektren im mittleren Infrarot-Bereich zu gewährleisten, ist eine Messung und Korrektur der Empfindlichkeit notwendig. Gemessen wird die

Empfindlichkeit, in dem das Spektrum eines Infrarot (IR)-Strahlers (Oriel 6580) mit bekannter spektraler Abstrahlung aufgenommen wird. Der Strahler wird dazu in den eigentlichen Strahlengang des Anregungslaser und vor dem Chopper gebracht. Ein VIS-NIR Spiegel ersetzt die Probe.

Wird der Strahler mit einer elektrischen Leistung von 9 W betrieben, strahlt dieser wie ein schwarzer Körper mit einer ungefähren Temperatur von 1130 K. Ein Vergleich des Soll-Spektrums aus dem Datenblatt mit dem gemessenen Spektrum ergibt die spektrale Empfindlichkeit des Systems, siehe Abbildung 3.3a.

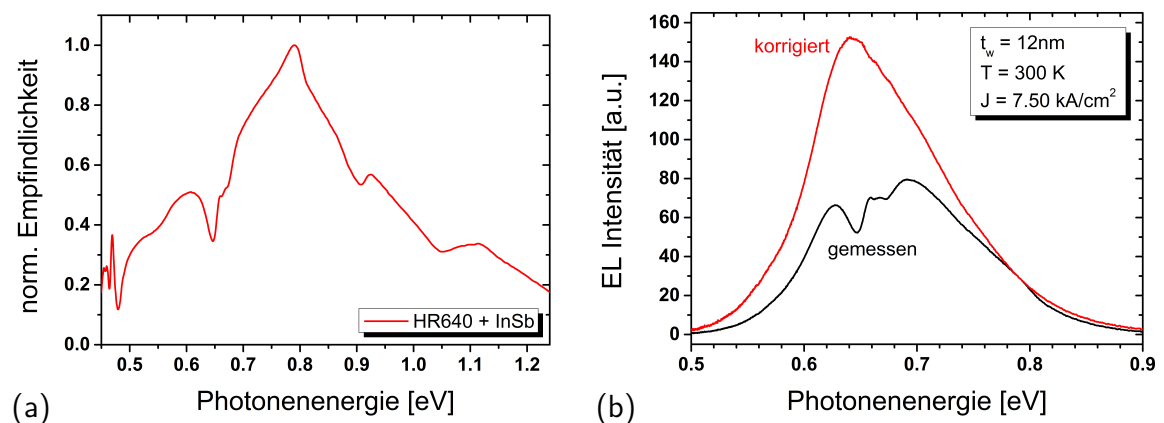


Abbildung 3.3 – (a) Die spektrale Empfindlichkeit des Lumineszenz-Messplatzes wurde mit Hilfe eines IR-Strahlers mit bekannter Emissivität bestimmt. (b) Als Beispiel wurde ein Spektrum einer GeSn MQW LED unkorrigiert und korrigiert dargestellt. Das unplausible Spektrum lässt sich mittels der Korrektur mit der Empfindlichkeit vernünftig auswerten.

Als Beispiel wird die Auswirkung und Notwendigkeit einer Korrektur der gemessenen Spektren mittels der Empfindlichkeit des Systems in Abbildung 3.3b gezeigt. Das gemessene Spektrum einer GeSn-MQW-LED, wie sie später genauer beschrieben wird, zeigt unregelmäßige Berge, Täler und Plateaus. Nach der Korrektur zeigt sich ein breites Lumineszenzband.

Eine absolute Leistungs-Kalibrierung war nicht möglich. Die Bestrahlungsstärke am Ort der Probe konnte nicht bestimmt werden, da es an einer entsprechenden Referenzquelle mit schmalen Lumineszenz-Peak mangelte.

3.1.4 Vergleichbarkeit der Intensitäten

Um die Lumineszenzintensitäten zwischen den PL- und den EL-Spektren zu vergleichen, wurde die Anzahl der erzeugten bzw. injizierten Überschussladungsträgern pro Sekunde berechnet. Für die Photolumineszenz wurde die optische Ausgangsleistung des 532-nm-Lasers an der Probenposition gemessen. Unter der Annahme, dass jedes Photon mit nur einem Elektron interagiert, würde der 532 nm-Laser, der bei 1 W betrieben wird, $2,678 \times 10^{18}$ Elektron-Loch-Paare pro Sekunde erzeugen. Im Falle der Elektrolumineszenz bedeutet ein Strom von 1 A, dass $6,24 \times 10^{18}$ Elektronen pro Sekunde eingeprägt werden. Somit können die PL-Spektren mit einer Laserleistung von 0,6 W und EL-Spektren mit einem Strom von 250 mA bzw. einer Stromdichte J von $1,25 \text{ kA/cm}^2$ miteinander verglichen werden. Der Durchmesser des Laserspots und der aktiven Fläche der untersuchten LED-Strukturen sind vergleichbar.

3.2 Strom-Spannungs-Messungen

Zur Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien wurde ein *Agilent E5270B Precision IV* Analyser eingesetzt. Dieser besitzt vier Messeinheiten, jeweils 2 für mittlere und hohe Ströme, 100 mA bzw. 1 A. Für die Messungen wurden die Module für hohe Leistungen genutzt. Die Kontaktierung erfolgte durch Kelvin-Messkabel bis zur Signaldurchführung am Kryostaten. Besonders wichtig war die Abdeckung des optischen Fensters, da bereits das Umgebungslicht in den Dioden Elektron-Loch-Paare generiert und es zu einem Anstieg des Stroms kommt.

3.3 Berechnung der Bandenergien bei Verspannung

Für diese Arbeit wurde die Bandstruktur von Germanium bei verschiedenen Verspannungen berechnet. Diese Rechnungen wurden von Dr. M. Reiche durchgeführt. Dazu wurde ein Tight-Binding Modell und die 8 Band $k \cdot p$ Methode genutzt. Die sich ergebenden Energien der direkten und indirekten Bandlücken sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

4

Einfluss verschiedener Parameter auf die Ge-Lumineszenz

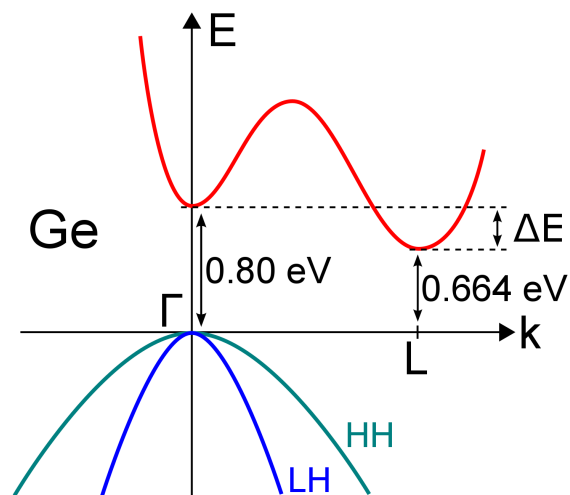


Abbildung 4.1 – Schematische Darstellung der Bandstruktur von Ge mit dem direkten ($0,8 \text{ eV}$) und dem indirekten ($0,664 \text{ eV}$) Übergang. Die Energiedifferenz ΔE zwischen beiden Übergängen beträgt nur 136 meV .

Um effiziente Ge-Lichtemitter zu erhalten, benötigt es eine starke Lumineszenz des direkten Ge-Übergangs. Die schematische Bandstruktur in Abbildung 4.1 zeigt, dass man dazu die Energiedifferenz ΔE zwischen direktem und indirektem Übergang überwinden muss. Dafür gibt es mehrere Ansätze. Einer ist die Energiedifferenz durch eine Zugverspannung zu verringern und mittels n-Dotierung das Fermi-Niveau in das L-Tal

des Leitungsbandes zu heben um die Übergangswahrscheinlichkeit der Elektronen vom L- in das Γ -Tal zu erhöhen. Dies wurde von LIU u. a. [44] erstmals vorgeschlagen.

Im Folgenden wird der Einfluss verschiedener Parameter auf die Ge-Lumineszenz untersucht. Als erstes gibt es einen kurzen Überblick über die Lumineszenz von bulk Ge. Dann wird der Einfluss der Dotierung und Verspannung, wie ihn LIU u. a. empfohlen haben, überprüft. Des Weiteren folgt eine Untersuchung zum Quanten-Confinement welches erfolgreich bei den III-V Halbleitern zum Einsatz kommt. Als letzter Punkt in diesem Kapitel wird der Einfluss der Versetzungen auf die Lumineszenz mittels PL- und EL-Spektroskopie bei verschiedenen Temperaturen diskutiert.

4.1 Lumineszenz von Ge

Das PL-Spektrum von einkristallinem (mono-) Ge, welches bei 300 K gemessen wurde, wird in Abbildung 4.2 gezeigt. Es wird durch den Phonon-gestützten indirekten Übergang zwischen dem L-Tal des Leitungsbandes und dem Valenzband dominiert. Die Energie des direkten Übergangs beträgt 0,8 eV und entspricht einer Wellenlänge von 1,55 μm , die typischerweise für optische Verbindungen in der Telekommunikation verwendet wird. Aufgrund der Eigenabsorption erscheint der direkte Peak im Spektrum schwächer und unterhalb von 0,8 eV. Nach einer Korrektur ist das direkte Peak-Maximum blau verschoben und dessen Intensität nimmt zu, siehe [45].

Im Ge-Spektrum, welches bei 80 K gemessen wurde, verschwindet die direkte Linie, da die thermische Energie nicht ausreicht, um Elektronen über die Barriere ΔE vom L- in das Γ -Tal zu heben. Im 80 K Spektrum in Abb. 4.2 kann man sehen, dass sich das indirekte Band durch einzelne Linien zusammensetzt. Diese entstehen durch die Absorption und Emission von LA-Phononen mit einer Energie von 28 meV, für Details siehe z.B. [46].

Um effiziente Lichtemitter für die Si-Photonik zu erhalten, wird eine starke Lumineszenz der direkten Linien benötigt. Einkristallines bulk Ge ist nicht im Stande dies zu leisten. Dünne Ge-Schichten sind hingegen nicht von der Selbstabsorption betroffen und zeigen eine starke direkte und eine schwächere indirekte Lumineszenz, da die Wahrscheinlichkeit für eine strahlende Rekombination am Γ -Punkt sehr viel größer

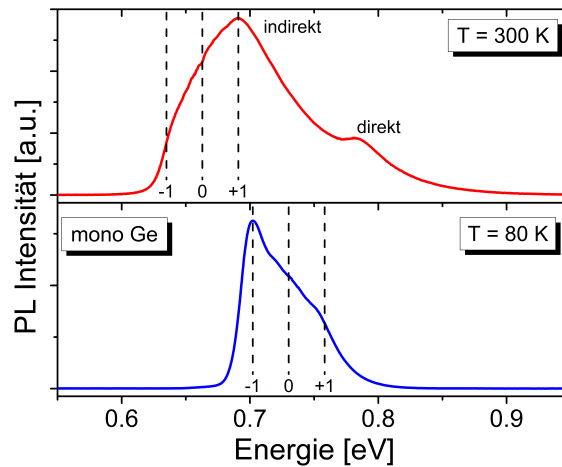


Abbildung 4.2 – PL-Spektren von monokristallinem Ge bei 300 K und 80 K. Eingezeichnet sind die Linien der Übergänge bei Emission bzw. Absorption von longitudinal akustische (LA) Phononen mit einer Energie von 28 meV.

ist für den Phonon-gestützten indirekten Übergang am L-Punkt. Im Folgenden wird deshalb der Einfluss verschiedener Parameter, wie z. B. die Dotierstoffkonzentration, die Verspannung, das Quanten-Confinement und etwa Versetzungen gezeigt und diskutiert.

4.2 Einfluss der Dotierung

Zuerst wird der Einfluss der Dotierung auf die Lumineszenz von Ge behandelt. Dafür wurde die Elektrolumineszenz von Ge Licht-emittierende Diode (LED) mit unterschiedlicher Dotierung der aktiven Schicht untersucht.

4.2.1 Probenbeschreibung – Ge LED

Um den Einfluss der Dotierung auf die Lumineszenzintensität zu bestimmen, wurde die Elektrolumineszenz von LEDs mit unterschiedlicher Dotierstoffkonzentration untersucht. Die aktive Schicht der Dioden wurde mit Antimon (Sb) dotiert. Antimon wirkt dabei als Elektronendonator und sorgt somit für eine n-Dotierung. Die Konzentration wurde von 10^{18} bis 10^{20} cm^{-3} variiert. Als Referenz dient eine undotierte Ge LED.

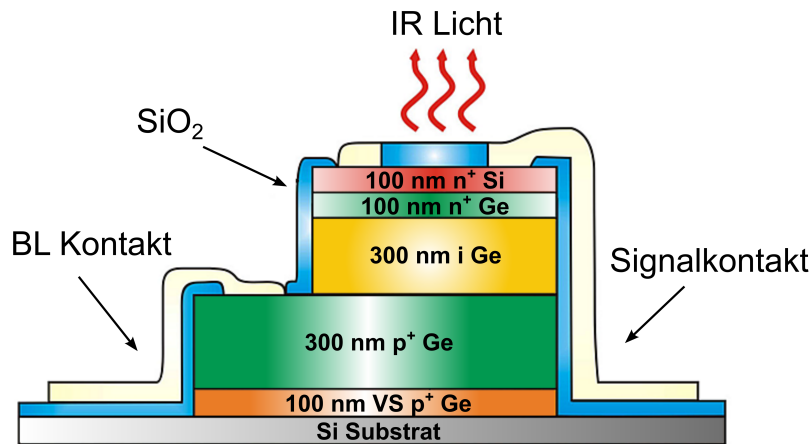


Abbildung 4.3 – Schematischer Querschnitt einer Ge-LED auf Si-Substrat.

Obwohl diese nicht absichtlich dotiert wurde, weist sie eine p-artige Hintergrunddotierung von $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf.

Ein schematischer Querschnitt der Ge-LEDs wird in Abbildung 4.3 gezeigt. Ausgehend von dem Si Substrat wurde zunächst eine 100 nm dicke Bor-dotierte Ge-Schicht mit einer Konzentration von 10^{20} cm^{-3} abgeschieden. Anschließend folgte ein Hochtemperatur-Temper-Schritt. Diese Schicht bildet das virtuelle Ge Substrat (Ge-VS). Darauf folgte eine 300 nm Ge Schicht mit einer B-Dotierung von 10^{20} cm^{-3} . Diese bildet zusammen mit dem Ge-VS den vergrabenen (BL, engl. *buried layer*) Kontakt. Auf den Kontakt folgt die 300 nm dicke aktive Schicht. Den oberen Signalkontakt bildet eine Si/Ge Heterostruktur von jeweils 300 nm Dicke welche ebenfalls sehr stark Sb-dotiert ist. Die untersuchten Ge-LEDs haben also eine p^+in^+ - bzw. p^+nn^+ -Struktur.

4.2.2 Intensität

Die Spektren der verschiedenen Proben bei gleichen Messbedingungen sind Abbildung 4.4a gezeigt. Die gemessenen EL Spektren weisen eine starke Lumineszenz im Bereich von 0,7 bis 0,8 eV auf. Es zeigt sich, dass die Intensität des direkten Übergangs stark von der Dotierung abhängt.

Betrachtet man die integrierten Intensitäten der einzelnen LEDs, wie in Abbildung 4.4b dargestellt, erkennt man eine Zunahme der Intensität bis zu einer Antimonkonzentration von 10^{19} cm^{-3} .

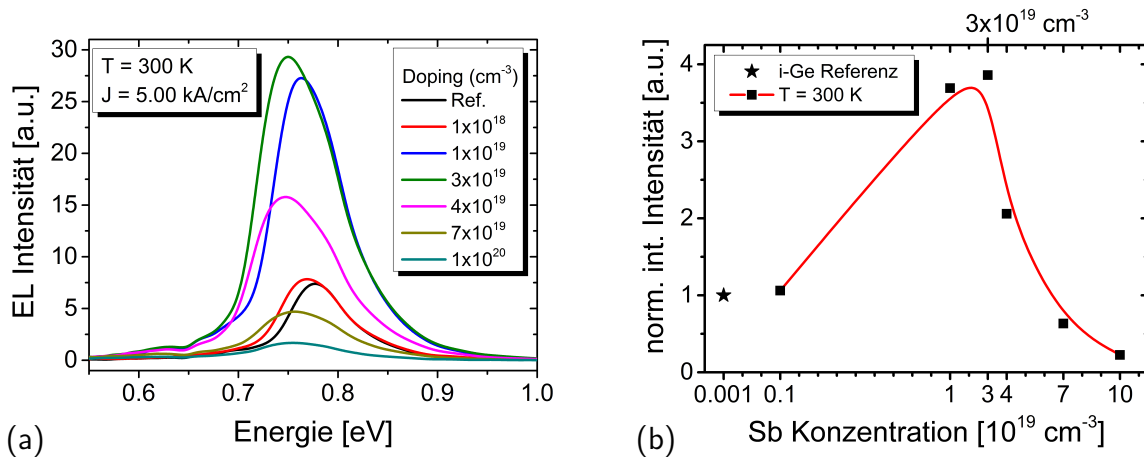


Abbildung 4.4 – (a) EL Spektren der Proben mit unterschiedlicher Dotierstoffkonzentration bei gleicher Temperatur und Stromdichte. Sowohl eine Rotverschiebung des Maximums, als auch eine Änderung der Intensität mit zunehmender Dotierung wurde beobachtet. (b) Integrierte Intensitäten der verschiedenen Proben normiert auf die Intensität der Referenzprobe. Die höchste Intensität wurde bei der Probe mit einer Dotierstoffkonzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gefunden.

tration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Den Berechnungen von LIU u. a. [44] zu Folge benötigt man eine Dotierstoffkonzentration von $7,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ um das Leitungsbandminimum am L-Punkt bis zur Leitungsbandkante am Γ -Punkt mit Elektronen zu füllen. Trotz der berechneten Werte zeigt sich bereits ein Intensitätsmaximum bei einer Konzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, siehe Abbildung 4.4b. Dass dieser Wert geringer ist, kann am positiven Einfluss der Zugverspannung der aktiven Schicht liegen. Des Weiteren haben YAMAMOTO u. a. [47] bestätigt, dass auch für eine Phosphor-Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die höchste Intensität auftritt.

Eine Dotierung darüber hinaus führt zu einer rapiden Abnahme der Lumineszenzintensität. Bereits bei einer Dotierung von $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist die Intensität geringer als die der Referenzdiode. Eine Ursache ist die Dominanz der nicht-strahlenden Rekombination durch Auger-Prozesse. Des Weiteren haben die Durchstoßversetzungen aufgrund der Gitterfehlانpassung zwischen Si und Ge einen großen Einfluss auf die Lumineszenzintensität. Darüber hinaus haben BROTZMANN u. a. [48] mit Diffusionsexperimenten herausgefunden, dass sich neutrale Antimon-Fehlstellen-Komplexe ab einer Sb-Konzentration von $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bilden. Dies führt zu einer Verringerung der Konzentration der elektrisch aktiven Antimonatome. Elektrisch aktiv sind jeweils nur

die Dotierstoffatome die im Kristallgitter auf einem regulären Gitterplatz sitzen und somit ein Ge Atom ersetzen. Allerdings ist die genaue Menge der elektrisch aktiven Sb Atome nicht bekannt, da die Molekularstrahlepitaxie (MBE) Anlage mittels Sekundärionen-Massenspektroskopie (SIMS) geeicht wurde und dies nur die chemische Zusammensetzung wiedergibt.

4.2.3 Energie der Bandlücke

Ein direkter Vergleich der Positionen der Intensitätsmaxima ist nicht möglich, da die Temperatur der Proben, je nach Leistungsaufnahme, bei gleichen Stromdichten verschieden sein kann. Bei höherer Leistung wird die Peakposition E_{peak} aufgrund der Joule'schen Wärme rotverschoben und die gemessene Position somit durch die Messung verfälscht. Dies wird deutlich, wenn man sich die Spektren einer Probe bei verschiedenen Stromdichten anschaut. Dafür sind in Abb. 4.5a die Spektren der intensivsten LED, normiert auf die Intensität des Hauptpeaks, dargestellt.

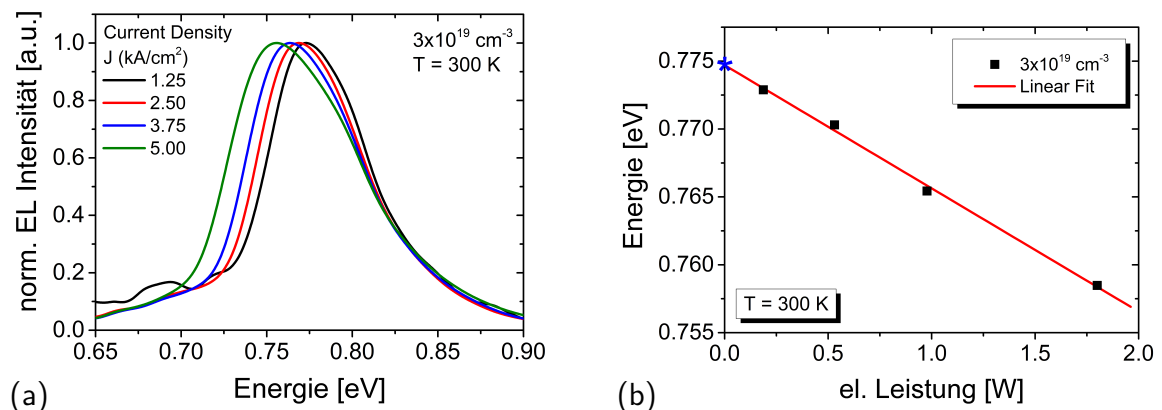


Abbildung 4.5 – (a) Normierte EL Spektren der Leuchtdiode mit einer Dotierstoffkonzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei unterschiedlichen Stromdichten. Die Rotverschiebung bei höheren Strömen entsteht durch die Joule'sche Erwärmung. (b) Energetische Lage der Intensitätsmaxima einer Probe bei unterschiedlichen Leistungen. Eine Kompensation der Rotverschiebung durch die Joule'sche Wärme wird durch die lineare Extrapolation auf 0 W erreicht. Es ergibt sich somit eine Energie des Intensitätsmaximums E_{max} von 0,775 eV bei Umgebungstemperatur.

Trägt man nun die Positionen des Intensitätsmaximums über der elektrischen Leistung auf, erhält man mittels linearer Extrapolation auf 0 W, die Energie des Intensitätsmaxi-

mums E_{\max} bei der gewünschten Temperatur. Dies ist beispielhaft für die Probe mit der höchsten Intensität dargestellt, siehe Abb. 4.5b.

Aus der Energie E_{\max} kann nun die Energie der Bandlücke E_g mithilfe der folgenden Gleichung bestimmt werden:

$$E_{\max} = E_g + \frac{k_B \cdot T}{2}. \quad (4.1)$$

Gleichung 4.1 berücksichtigt Abstand von Bandlücke und Intensitätsmaximum durch die dreidimensionale Zustandsdichte und Boltzmann-Verteilung [23, S. 88]. k_B und T entsprechen der Boltzmann Konstante bzw. der Temperatur. Das theoretische Emissionsspektrum einer LED wurde bereits in Abbildung 2.3 gezeigt und verdeutlicht die Notwendigkeit.

Die Bestimmung der Energie des Intensitätsmaximums, wie in Abbildung 4.5b gezeigt, ergibt für die Probe mit einer Dotierstoffkonzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eine Energie von $E_{\max} = 0,775 \text{ eV}$. Die Energie der Bandlücke wird beispielhaft mittels (4.1) und $k_B T/2 = 12,9 \text{ meV}$ bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ K}$ bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von $E_{g, 3e19} = 0,762 \text{ eV}$.

Führt man diese Bestimmung der Bandlücke für alle weiteren Proben dieser Serie durch, kann man eine Rotverschiebung der Bandlücke zu geringeren Energien bei steigender Dotierung beobachten. Dieser Effekt wird im Folgenden als Verkleinerung der Bandlücke (BGN) aufgrund der Dotierstoffkonzentration bezeichnet.

Abb. 4.6 zeigt, dass dieses Verhalten nahezu temperaturunabhängig ist, da der Verlauf der beiden Kurven für $T = 80 \text{ K}$ und 300 K fast parallel ist. Die Bandlücke wird bei einer Temperatur von $T = 80 \text{ K}$ aufgrund der Schrumpfung des Kristallgitters und der geänderten Elektron-Gitter-Wechselwirkung größer. Ein ähnliches Verhalten bei Temperaturänderung wurde bereits von HAAS [49] gefunden. Die von mir gefundenen Bandlücken sind bei Raumtemperatur höher und bei $T = 80 \text{ K}$ niedriger als die von HAAS gefundenen Werte. Es ist möglich, dass diese Unterschiede aufgrund der verschiedenen Probenarten (Dünnschicht-Ge vs. bulk Ge) entstehen.

Erwartungsgemäß wird die BGN mit zunehmender Dotierung größer. Die gemessenen Daten passen sehr gut zu den veröffentlichten Werten von OEHME u. a. [50] und folgen

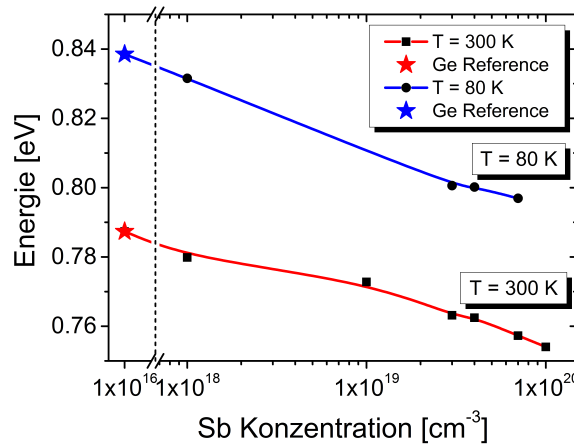


Abbildung 4.6 – Energie der Bandlücken bei unterschiedlichen Dotierungen und Temperaturen. Die Bandlücke schrumpft mit zunehmender Dotierung und ist größer bei geringerer Temperatur.

den Berechnungen von MAHAN [51], wie man in Abb. 4.7 erkennen kann. Man muss anmerken, dass MAHAN die Schrumpfung der Bandlücke aufgrund von Dotierung für den indirekten Übergang berechnet hat. Wobei HAAS bereits berichtet hat, dass die Veränderung der direkten und indirekten Bandlücke mit der Dotierung sehr ähnlich ist und sich nicht signifikant unterscheidet [49]. Deshalb ist ein Vergleich mit MAHAN's Berechnungen gerechtfertigt.

Die Verkleinerung der Bandlücke ΔE_{BGN} kann mittels folgender Gleichung berechnet werden:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{BGN}} &= E_{\Gamma} - E_{\text{g}} \\ &= 0,8 \text{ eV} - E_{\text{g}}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

wobei E_{Γ} die ungestörte direkte Bandlücke von bulk Germanium (Ge) ist. Die extrapolierte Peakposition der Referenzprobe bei $T = 300 \text{ K}$ beträgt $E_{\text{max, Ref}} = 0,801 \text{ eV}$. Die entsprechende Energie der Bandlücke wird mittels Gleichung 4.1 auf $E_{\text{g}} = 0,789 \text{ eV}$ berechnet. Gemäß Gleichung 4.2 ergibt sich eine Verkleinerung der Bandlücke von $\Delta E_{\text{BGN}} = 11 \text{ meV}$. Da diese Probe nicht absichtlich dotiert war, müsste sich eine BGN von null ergeben. Dies ist hier nicht der Fall, was auf einen weiteren Einflussfaktor hinweist. Dieser Versatz von 11 meV deutet auf eine Zugverspannung der aktiven Schicht hin, welche beim Wachstumsprozess aufgrund der unterschiedlichen thermischen

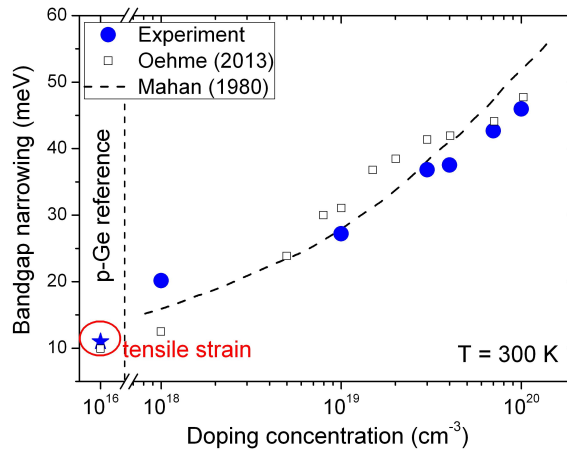


Abbildung 4.7 – Die dotierungsabhängige Schrumpfung der Bandlücke ist für eine Temperatur T von 300 K dargestellt. Die Abweichung der Referenzprobe entsteht durch eine Zugverspannung der aktiven Schicht von 0,13 %.

Ausdehnungskoeffizienten von Ge und Silizium (Si) entsteht. SCHMID u. a. ermittelten, mittels Raman Spektroskopie, eine Zugverspannung von 0,13 %. Sie verglichen die Wellenzahlen des Ge-Ge Peaks [53] um die Zugverspannung zu bestimmen. Im Fall der Referenzprobe handelt es sich daher nicht um eine Verkleinerung der Bandlücke im Sinne von BGN.

4.2.4 Zusammenfassung

Zusammenfassend kann man sagen, dass eine n-artige Dotierung das Spektrum der Elektrolumineszenz beeinflusst. Es wird durch die Verkleinerung der Bandlücke zu höheren Wellenlängen verschoben. Zusätzlich steigert die Dotierung die Intensität der Leuchtdioden bis zu einer Antimonkonzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Diese Konzentration ist niedriger als von [44] vorhergesagt. Trotz alledem nimmt die Intensität bei noch höherer Dotierung rasant ab.

4.3 Einfluss der Verspannung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Verspannung auf die Lumineszenz untersucht. Dazu wurde die Elektrolumineszenz einer Reihe von hochdotierten Ge-LEDs mit unterschiedlicher Zugspannung im aktiven Bereich gemessen. Während andere Gruppen sich für die optischen und elektrischen Eigenschaften von GeSn interessieren [54, 12, 55–57, 14], ist der Ansatz hier, die größere Gitterkonstante, also die strukturellen Eigenschaften, von GeSn für die Verspannung der darauffolgenden Ge-Schicht zu nutzen. Daher wird eine GeSn-Schicht als virtuelles Substrat (VS) verwendet. Die aktive Schicht hatte dabei verschiedene Zugverspannung im Bereich von 0,27 bis 0,35 %. Die Ergebnisse dieses Abschnittes wurden bereits in [58] veröffentlicht.

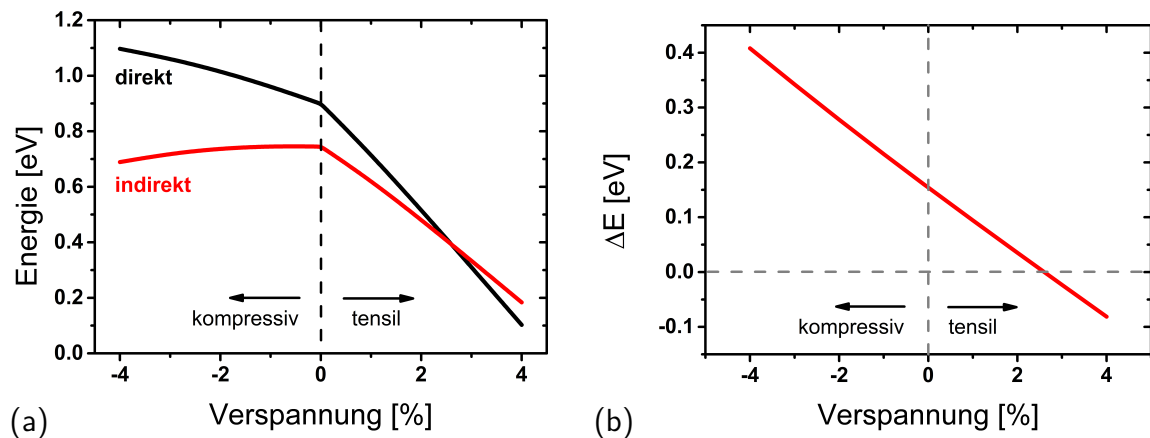


Abbildung 4.8 – (a) Berechnete Energien der direkten und indirekten Bandlücke E_g von Germanium für kompressive und tensile Verspannungen bei 300 K. (b) Darstellung der Energiedifferenz ΔE zwischen der direkten und indirekten Bandlücke.

Abbildung 4.8 fasst die Energien der Bandlücken von Ge aus den berechneten Bandstrukturen zusammen, vgl. Abschn. 3.3. Die Rechnungen zeigen, dass die Energiedifferenz ΔE zwischen dem direkten und indirekten Übergang mit zunehmender Zugverspannung abnimmt. Bei einer Zugverspannung von $\sim 2,6$ % wird der Punkt der Energiegleichheit beider Bandlücken erreicht. Eine höhere Zugverspannung würde zu einem direkten Verhalten von Ge führen.

4.3.1 Probenbeschreibung – s-Ge LED

Die s-Ge-LEDs wurden mittels MBE auf Si (001)-Substrat gewachsen. Diesmal wurde anstelle des bisher verwendeten Ge-VS [50, 59] ein Germanium-Zinn (GeSn)-VS mit einem Sn-Gehalt von 4,5 % genutzt, welches gleichzeitig die Funktion des vergrabenen Kontaktes hat. Die größere Gitterkonstante von GeSn erlaubt die Aufnahme einer höheren Zugspannung in die darauf gewachsene Ge-Schicht. Diese Ge-Schicht ist der aktive Bereich der LED. Ihre Zugverspannung wurde von 0,27 bis 0,35 % durch Veränderung der Schichtdicke t auf 50, 100 und 200 nm variiert. Zum Vergleich wurde eine 100 nm Referenzdiode auf Ge-VS mit nur einer geringen Zugverspannung von 0,08 % aufgewachsen. Die Verspannungen wurden durch Vergleich der Gitterkonstanten der Bulk-Ge und der epitaktischen Schichten mittels Röntgenbeugung (XRD) bestimmt. Die genauen Daten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

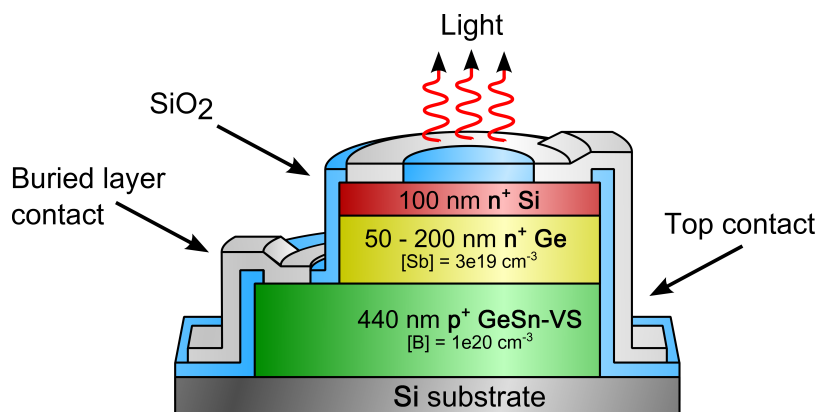


Abbildung 4.9 – Schematischer Querschnitt der s-Ge LED. Über dem GeSn virtuellen Substrat (VS) liegt die aktive Region der verspannten Ge-Schicht.

Weitere Informationen über das epitaktische Wachstum und die strukturellen Eigenschaften der Proben finden sich in [60]. Die s-Ge-Schicht und das virtuelle Substrat sind durch Bor sehr hoch p-dotiert. Die verspannte Ge-Schicht ist mit einer Konzentration von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Sb dotiert. Folglich wird ein p-n-Übergang zwischen der VS- und der Ge-Schicht gebildet. Ein schematischer Querschnitt der LED-Struktur ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

4.3.2 Lumineszenz

Die Lumineszenz der verspannten Germanium (s-Ge) Leuchtdioden ist komplexer als die der Ge Dioden aus Abschnitt 4.2. Im Folgenden wird die Elektrolumineszenz der verspannten Ge-Schicht genauer betrachtet, welche die höchste Intensität im Spektrum erzeugt. Spektren der 200 nm Probe bei unterschiedlichen Stromdichten werden in Abb. 4.10 gezeigt. Das Spektrum setzt sich aus mehreren strahlenden Übergängen zusammen. Die maximale Intensität entsteht durch den direkten Übergang im verspannten Ge. Der zweite kleinere und niederenergetische Peak setzt sich aus dem indirekten verspannten Germanium (s-Ge) Übergang und dem direkten GeSn Übergang zusammen. Doch dazu später mehr.

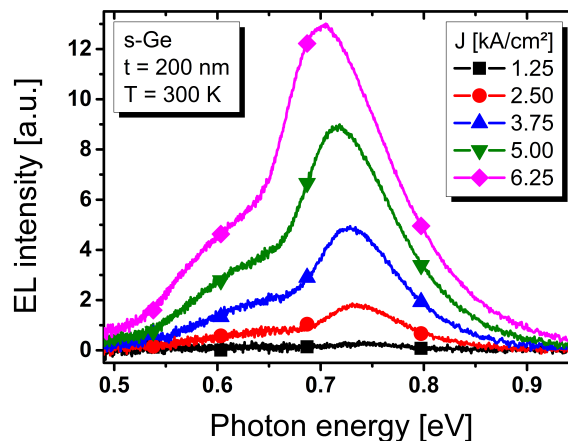


Abbildung 4.10 – Elektrolumineszenzspektren der Probe 3 bei unterschiedlichen Stromdichten J und einer Temperatur T von 300 K. Die Dicke t der aktiven s-Ge Schicht beträgt 200 nm. Der Hauptpeak stammt vom direkten Übergang des verspannten Germaniums. Der kleinere Peak bei geringer Energie wird als eine Überlagerung aus dem indirektem s-Ge Übergang und dem direktem Übergang des GeSn-VS gedeutet.

Ein Vergleich der Spektren bei einer Temperatur von 80 K und 300 K weist kaum Unterschiede auf. Das Spektrum bei 80 K ist erwartungsgemäß blauverschoben und die Lumineszenz ist nur geringfügig reduziert.

Des Weiteren gibt es eine Rotverschiebung des Spektrums sowie einen Intensitätsanstieg mit zunehmender Stromdichte. Im Folgenden wird auf die Rotverschiebung

eingegangen, da sie maßgeblich die Bestimmung der direkten Bandlücke vom s-Ge beeinflusst. Danach werden die Intensitäten der Spektren analysiert.

4.3.3 Peakposition und Bandlücken

Die angesprochene Rotverschiebung entsteht durch die Joule'sche Wärme aufgrund der elektrischen Leistung. Trägt man die ermittelten Peakpositionen über der elektrischen Leistung auf, so ergibt sich ein linearer Verlauf. Extrapoliert man dies nun auf null Leistung so erhält man die Peak Energie bei der eingestellten Temperatur. Im Detail ist dies für die 200 nm s-Ge Probe in Abb. 4.11a dargestellt. Es ergibt sich ein Wert von $E_g = 0,743$ eV. Die anderen Proben zeigen eine ähnliche Abhängigkeit, wie man in Abb. 4.11b erkennen kann.

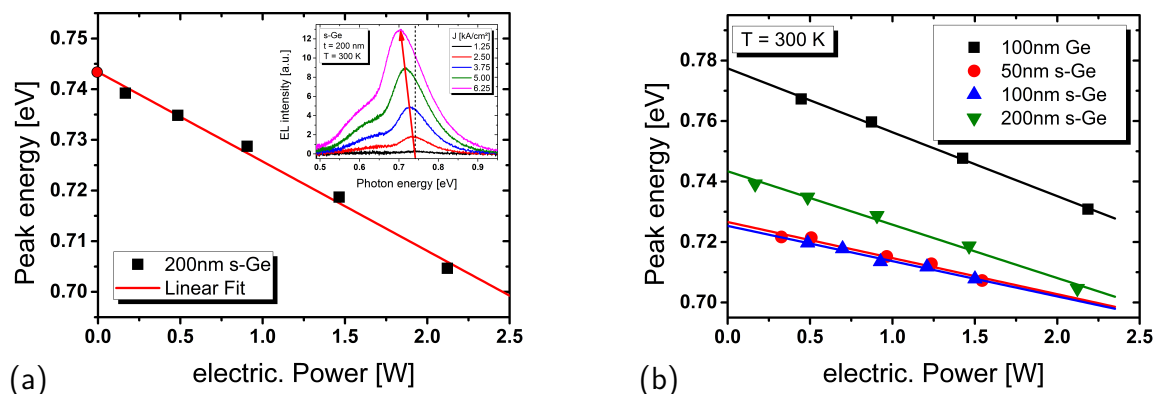


Abbildung 4.11 – (a) Beispiel für die Extrapolation auf null elektrische Leistung um die thermische Rotverschiebung durch die Joule'sche Wärme zu korrigieren. Das Nebenbild verdeutlicht die Rotverschiebung mit einem Pfeil entlang der Position der Peakmaxima von Abb. 4.10. (b) Extrapolation auf Nullleistung aller Proben bei einer Temperatur von 300 K. Die resultierenden Peakenergien bei null Leistung sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Aus den ermittelten Peakmaxima können nun die Energien der Bandlücken E_g berechnet werden. Eine Berechnung ist notwendig, da das theoretische Emissionsspektrum einer LED durch die Boltzmann-Verteilung und die Zustandsdichte bestimmt wird. So kommt es, dass die Bandlückenenergie einer LED, laut SCHUBERT [23], nicht mit der Position des Maximums übereinstimmt. Die Berechnung erfolgt mittels Gleichung (4.1)

und die so ermittelten und berechneten Werte der verspannten Ge Schichten sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1 – Eigenschaften der Proben und die ermittelten Energien der Peakpositionen und Bandlücken des direkten Ge Übergangs.

	Probe 1	Probe 2	Probe 3	Probe 4	
Material	s-Ge	s-Ge	s-Ge	Ge	
Dicke, t [nm]	50	100	200	100	
Zugverspannung, ϵ [%]	0.35	0.35	0.27	0.08	
E_{\max} [eV],	$T = 300$ K	0.727	0.725	0.743	0.777
	$T = 80$ K	0.755	0.745	0.769	0.809
E_g [eV],	$T = 300$ K	0.714	0.712	0.730	0.764
	$T = 80$ K	0.752	0.742	0.766	0.807

Abbildung 4.12a zeigt eine Gegenüberstellung der Bandlücken und der dazugehörigen Verspannungen bei 300 K und 80 K. Des Weiteren wurde die berechnete Kurve für undotiertes bulk Ge bei 300 K eingezeichnet. Es lässt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Verspannung und der Bandlücke erkennen. Somit folgt der Verlauf der Messergebnisse dem Verlauf der Berechnung. Im direkten Vergleich mit den berechneten Werten sind die Bandlücken der verspannten Schichten um ca. 20 meV reduziert. Dies geschieht aufgrund der Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, welche zu einer Verkleinerung der Bandlücke führt. Diese Daten sind vergleichbar mit den Werten aus Literatur [50, 59]. Die Werte für 80 K zeigen eine Blauverschiebung von ca. 35 meV. Diese Blauverschiebung ist nur etwa halb so groß, verglichen mit den Berechnungen nach VARSHNI [22]. In Abb. 4.12b sieht man zwei Spektren derselben Probe bei unterschiedlichen Temperaturen. Diese wurden normiert auf die Intensität des Hauptpeaks. Die angesprochene Blauverschiebung lässt sich deutlich erkennen, wobei sich die Form des Spektrums nur geringfügig ändert in dem es schmaler wird.

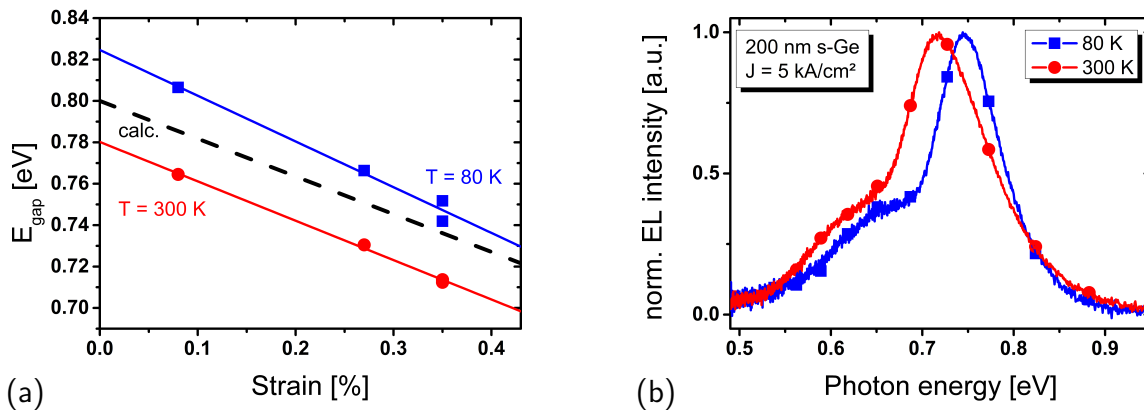


Abbildung 4.12 – (a) Dargestellt sind die Energien der direkten Bandlücke von Ge bei Zugverspannung. Die Messwerte sind jeweils für Temperaturen von 80 K und 300 K gezeigt. Die gestrichelte Linie zeigt den berechneten Verlauf der Bandlücke von bulk Ge bei 300 K. (b) Vergleich der normierten Spektren von Probe 3 bei 300 K und 80 K. Eine Blauverschiebung von ca. 35 meV wurde bei Abkühlung beobachtet.

4.3.4 Peak-Intensitäten

Ziel ist es die Intensität des direkten Übergangs zu steigern. Dazu werden nun die Peak-Intensitäten diskutiert. In Abb. 4.13 sieht man eine Gegenüberstellung der Spektren der verschiedenen Proben unter gleichen Anregungsbedingungen bei sowohl 300 K als auch 80 K. Es zeigt sich, dass die Intensität des Hauptpeaks mit zunehmender Dicke ebenfalls zunimmt.

In Abb. 4.14a ist die maximale Intensität des direkten Ge Übergangs über der Dicke der aktiven Schicht aufgetragen. Man nutzt die Verspannung als Mittel zur Reduzierung der Energiedifferenz zwischen direktem und indirektem Übergang um die direkte Lumineszenz zu erhöhen. Deshalb würde man erwarten, dass die Schichten höherer Zugverspannung auch eine höhere Intensität aufweisen. Da die erreichten Zugverspannungen sehr gering sind, ist auch der Einfluss auf die Energiedifferenz des direkten und indirekten Übergangs gering. Die Bandstrukturberechnungen (siehe Abb. 4.8) zeigen, dass die Reduzierung des Bandabstandes von Γ und L der Proben mit 0,27 und 0,35 % Zugverspannung nur 17 und 22 meV beträgt. Die Zugverspannung der Referenzdiode von 0,08 % bringt bereits eine Reduzierung von 5 meV, somit ergibt sich eine Nettoänderung von ΔE von nur 12 meV bzw. 17 meV. Diese Werte sind sehr gering im Vergleich

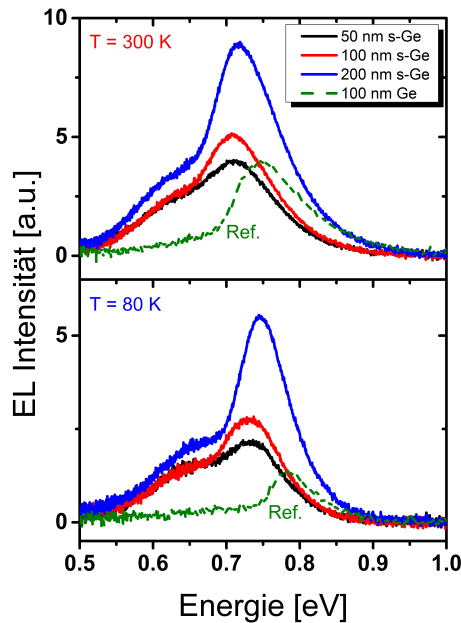


Abbildung 4.13 – Vergleich der Elektrolumineszenzspektren von s-Ge-LEDs (0,27 bis 0,35 % Zugverspannung) mit einer Referenz-Ge-LED (0,08 % Zugverspannung) bei gleicher Stromdichte. Die Spektren wurden jeweils bei 300 K (oben) und 80 K (unten) aufgenommen.

zur ursprünglichen Energiedifferenz von 136 meV im bulk Ge. Vergleicht man die Intensitäten der verspannten Proben mit der Referenzprobe, sieht man sowohl bei 300 K als auch bei 80 K einen Anstieg der Lumineszenz auf Grund der Verspannung.

Beim Vergleich der s-Ge Proben untereinander ist das Gegenteil der Fall. Die höhere Zugverspannung der dünneren Schichten führt nicht zu einer höheren Intensität. Als Grund dafür ist die nicht-strahlende Rekombination an Grenzflächendefekten zu nennen, die einen größeren Einfluss bei dünneren Schichten hat, da das aktive Volumen kleiner ist. Außerdem beeinflusst die hohe Anzahl an Durchstoßversetzungen im Bereich von 10^9 cm^{-2} die Effizienz der Lichtemission. Dennoch zeigt sich der Vorteil der höheren Zugverspannung beim Vergleich der Intensitäten mit der Referenzprobe. So hat selbst die halb so dicke s-Ge Probe eine vergleichbar hohe Intensität wie die Referenz bei 300 K. Besonders deutlich zeigt sich der Vorteil bei einer Temperatur von 80 K. Aber obwohl die Zugverspannung durch Einsatz eines GeSn-VS mehr als vervierfacht wurde, konnte die Intensität nur etwa verdoppelt werden.

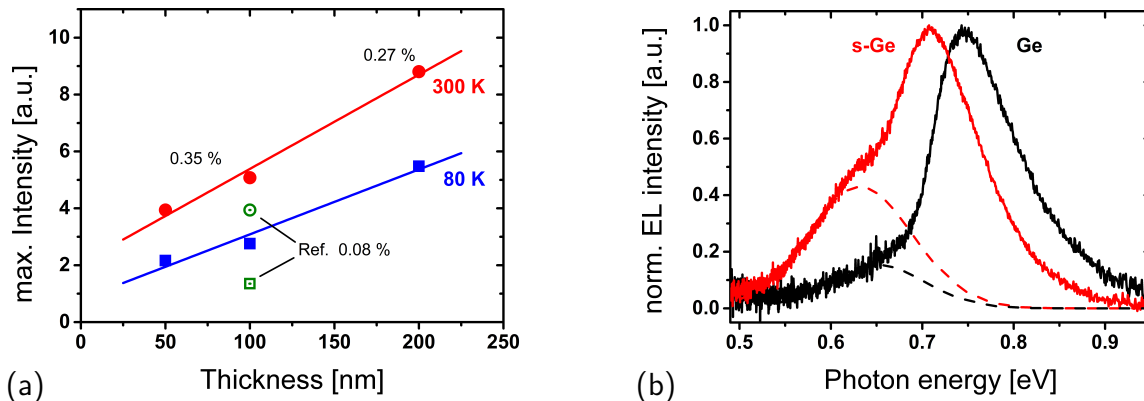


Abbildung 4.14 – (a) Die Maximalintensitäten des direkten s-Ge Übergangs zeigen eine lineare Abhängigkeit von der Dicke der aktiven Schicht. Die angegebenen Prozentwerte beziehen sich auf die Zugverspannung in der jeweiligen Schicht. (b) Normierte EL-Spektren der Proben 2 und 4. Die gestrichelten Linien zeigen die Gauß-Fits der kleineren Peaks um deren Intensitäten besser vergleichen zu können.

4.3.5 Elektrolumineszenz des GeSn-VS

Wie weiter vorn beschrieben, besteht das Spektrum der LEDs aus einem weiteren Peak. Dieser setzt sich aus der Lumineszenz des indirekten Ge und des GeSn virtuellen Substrates zusammen.

Abbildung 4.14b zeigt zwei normierte Spektren der s-Ge und Ge LED unter gleicher Anregung. Zum Verdeutlichen wurden die Anteile des kleineren Peaks mittels Gauß-Fits gestrichelt eingezeichnet. Der kleinere Peak beim s-Ge ist gegenüber dem indirekten Übergang des Ge erhöht. Dies legt nahe, dass es sich im Fall s-Ge nicht ausschließlich um das Signal des indirekten Ge Übergangs handeln kann. Daraus lässt sich vermuten, dass die zusätzliche Intensität dem direkten Übergang des virtuellen GeSn-Substrates (GeSn-VS) entstammt.

Eine Analyse der möglichen Peak Positionen bestätigt dies. Für den direkten Übergang des GeSn-VS wird eine Bandlücke von 0,618 eV erwartet, wenn man von einer Energie von 0,643 eV ausgeht und die BGN mit -35 meV und die kompressive Verspannung mit 10 meV berücksichtigt. Der indirekte Übergang der s-Ge Schicht sollte im Bereich von 0,594 bis 0,604 eV für 0,35 % bzw. 0,27 % Zugverspannung liegen. Ausgegangen wurde dabei von der Energie der Bandlücke des indirekten bulk Ge mit einer Energie

von 0,667 eV. Außerdem wurde das *bandgap narrowing* mit -26 meV und die Zugverspannung mit -47 meV bzw. -37 meV berücksichtigt. Zu besserer Übersicht werden die Daten in Tabelle 4.1 dargestellt. Der angegebene Wert für den direkten Übergang von $\text{Ge}_{0.955}\text{Sn}_{0.045}$ wurde aus [56, 61] ermittelt. Der Einfluss der Verspannung wurde den Berechnungen aus Abschnitt 3.3 entnommen. Somit ist klar, dass die Messdaten keine Trennung der beiden Beiträge zulassen, da es sich um eine Überlagerung handelt und die einzelnen Intensitäten nicht bekannt sind und sich auch nicht im Spektrum aufspalten.

4.3.6 Zusammenfassung

Es wurde die Elektrolumineszenz von zugverspannten Ge Leuchtdioden, basierend auf einem virtuellen GeSn Substrat, untersucht. Es zeigten sich zwei charakteristische Peaks. Wobei der intensivere vom direkten Übergang des Ge stammt. Wie gezeigt, setzt sich der schwächere Peak aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen ist das der indirekte Übergang der aktiven Ge Schicht und zum anderen aus dem direkten Übergang des GeSn virtuellen Substrats. Ein Vergleich der unterschiedlich verspannten Proben ergab eine Rotverschiebung des Intensitätsmaximums mit höherer Zugverspannung. Des Weiteren wurde gezeigt, dass sich die höhere Zugverspannung positiv auf die Lumineszenz-Intensität auswirkt und die Intensität der Referenz LED sowohl bei 80 K als auch bei 300 K, trotz halber Dicke, übertroffen wird. Nichtsdestotrotz bleibt der Intensitätsgewinn im direkten Vergleich mit der Referenzdiode hinter den Erwartungen zurück.

4.4 Einfluss des Quanten-Confinements

Um den Einfluss des Quanten-Confinement zu ermitteln, wurde die Elektrolumineszenz von GeSn/Ge-MQW-LEDs mit unterschiedlich dicken GeSn-Schichten untersucht. Außerdem wurde die Lumineszenz von versetzungs-freien Ge/Si MQW Stapeln mit unterschiedlicher Anzahl an Schichten untersucht.

4.4.1 GeSn/Ge-MQW-LEDs

In diesem Abschnitt werden die Spektren und Ergebnisse der Elektrolumineszenzmessungen an den GeSn/Ge-MQW-LEDs gezeigt. Ein Teil der Ergebnisse wurde bereits in Ref. [62] veröffentlicht.

Probenbeschreibung

Die GeSn/Ge-MQW-Strukturen wurden mittels MBE auf Si(001)-Substrat gewachsen. Der Aufbau ähnelt dem der Ge-LEDs aus Abschnitt 4.2.1, nur dass die aktive Schicht diesmal aus zehn alternierenden GeSn- und Ge-Schichten besteht. Die Ge-Schichten dienen dabei als Barrieren und waren 10 nm dick. Die GeSn-Schichten des Quantentopfes wurden mit einem Anteil von 7 % Sn und verschiedenen Dicken ($t_w = 6, 8, 10$ und 12 nm) gewachsen. XRD Messungen zeigten, dass die aktiven Schichten ca. 1 % ($\epsilon = -0.01$) kompressiv verspannt sind. Ein schematischer Querschnitt der Probenstruktur wird in Abb. 4.15 gezeigt. Weitere Details zu den Proben können in [63] gefunden werden.

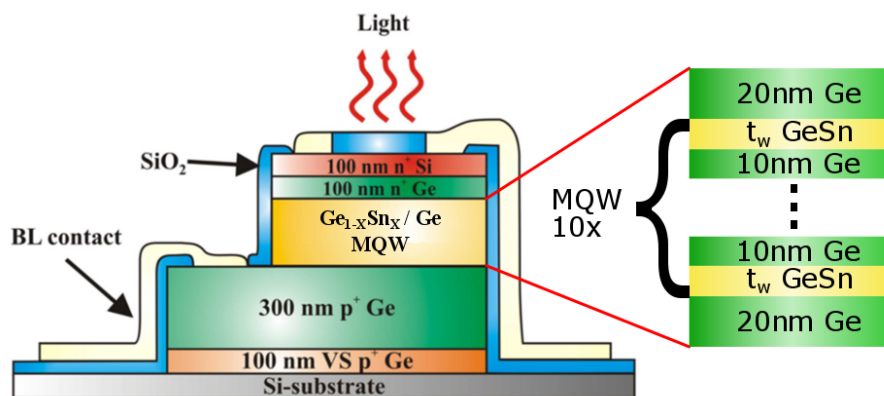


Abbildung 4.15 – Schematischer Querschnitt der GeSn/Ge MQW Leuchtdiode. Der aktive Bereich besteht aus einem Stapel von 10 aufeinanderfolgenden Doppelschichten aus GeSn und Ge, wobei die Dicke t_w der GeSn Schicht zwischen den Proben variiert.

Einige TEM-Aufnahmen sind in Abb. 4.16 dargestellt. Die LEDs weisen eine allgemein als gut zu bezeichnende Schichtqualität auf. Die einzelnen Schichten aus der Skizze in

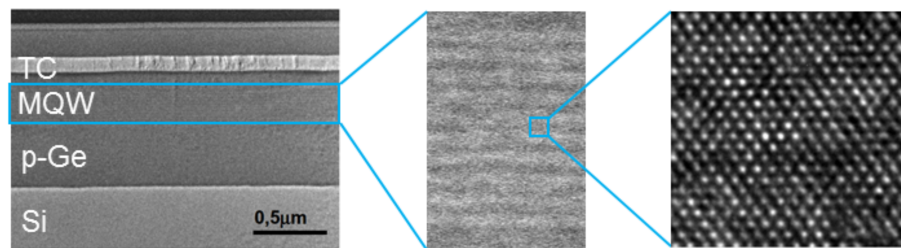


Abbildung 4.16 – Verschiedene TEM-Aufnahmen der GeSn/MQW-Struktur. Die Vergrößerten Ausschnitte zeigen eine allgemein gute Schichtqualität.

Abb. 4.15 sind gut zu erkennen. Allerdings ist der Versetzungskontrast in der *bright-field*-TEM-Aufnahme, ganz links, nicht besonders gut, wie die TEM-Aufnahme später im Abschnitt 4.5.3 zeigt.

Das EL-Spektrum der Proben

Die MQW-Leuchtdioden zeigen ein sehr breites Lumineszenzband mit der maximalen Intensität bei einer Energie von ca. 0,65 eV, was auf eine Dominanz der GeSn-Schichten deutet. Die Spektren der Proben mit unterschiedlicher Dicke der Quantum-Well (QW)-Schicht sind in Abb. 4.17 dargestellt. Artefakte in den gemessenen Spektren wurden, wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben, korrigiert. Des Weiteren ist die in Abschnitt 2.3.4 erwähnte Rotverschiebung durch das Zinn zu erkennen.

Entfaltung des Spektrums

Um die Lumineszenz der Leuchtdioden entsprechend charakterisieren zu können, mussten die Spektren entfaltet werden. Zur Entfaltung der gemessenen MQW-Spektren wurden Gaußfunktionen verwendet. GHETMIRI u. a. [64] zeigten, dass die Gauß'sche Entfaltung solcher Spektren brauchbare Ergebnisse liefert. Ein typisches Spektrum der untersuchten Proben zeigt die Abbildung 4.18a. Bei der Analyse der Spektren der verschiedenen Proben sind drei signifikante Peaks (A, B, C) aufgefallen, wobei der Peak B die höchste Intensität dieses Triplets zeigt. Aufgrund der Peak-Energie und des Intensitätsverhältnisses von Peak A und B, wird der Peak A dem indirekten

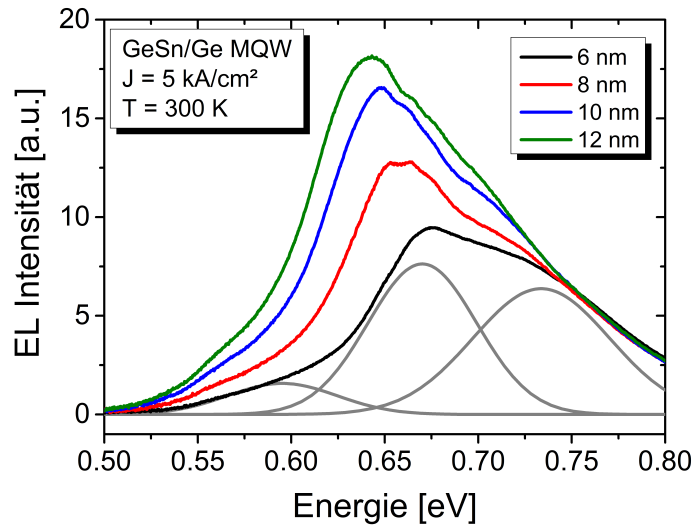


Abbildung 4.17 – EL Spektren der GeSn/Ge-MQW-LEDs. Die Dicke der aktiven Quantum-Well-Schichten wurde variiert. Sie zeigen eine Blauverschiebung der Peakmaxima bei dünnerer Schicht und eine Zunahme der Intensität mit steigender Dicke der GeSn-Schichten.

Übergang des GeSn zugeordnet. Während Peak B dem direkten Übergang der GeSn-Schicht entspricht. Der Ursprung des Peak C wird im weiteren Verlauf diskutiert.

Der höher energetische Bereich des Spektrums ab Energien größer als 0,78 eV entsteht durch die Boltzmann-Verteilung der Ladungsträger (siehe z. B. [23]). Demnach ist die EL-Intensität proportional zu $\exp(-E/k_B T)$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur bezeichnet. Die Abbildung 4.18b zeigt eine logarithmische Darstellung des in Abb. 4.18a gezeigten Spektrums. Aus dem linearen Anstieg lässt sich eine lokale Temperatur von etwa 350 K bestimmen. Diese liegt, durch die Joule'sche Erwärmung aufgrund der elektrischen Anregung, über der jeweils eingestellten Temperatur.

Analyse der Intensitäten

Die EL-Intensitäten der drei charakteristischen Peaks A, B und C weisen eine lineare Abhängigkeit von der Dicke der GeSn-Schicht t_w auf. Das bedeutet, dass die Intensitäten mit steigender Dicke der GeSn-Schichten zunehmen. Dieser Zusammenhang ist in

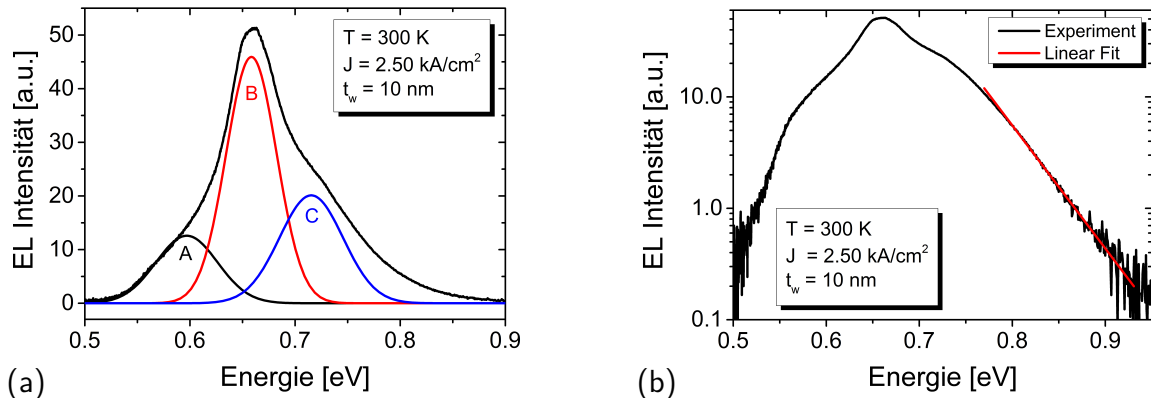


Abbildung 4.18 – (a) Entfaltung eines EL Spektrums der GeSn/Ge MQW LED. Es wurden drei strahlende Übergänge (A, B, C) gefunden. Der dominierende Peak B entspricht dem direkten Übergang im GeSn. (b) Logarithmische Darstellung des Spektrums in (a). Der lineare Bereich auf der höher energetischen Seite entsteht durch die Boltzmann-Verteilung der Ladungsträger. Der Anstieg des Fits entspricht einer *gefühlten* Ladungsträgertemperatur von ca. 350 K.

Abbildung 4.19 dargestellt. Eine Extrapolation der Daten auf $t_w = 0$ ergibt ebenfalls eine Intensität von null. Dies ist ein Hinweis darauf, dass alle drei Peaks aus den GeSn-Schichten stammen.

Analyse der Peak-Energien

Die Peak-Positionen E_{\max} der Peaks A, B und C zeigen eine deutliche Rotverschiebung mit zunehmender elektrischer Leistung bzw. Stromdichte, welche aufgrund der Joule'schen Wärme entsteht. Dementsprechend wurde eine Extrapolation auf die Nullleistung durchgeführt um die entsprechenden Peak-Energien E_{peak} bei Umgebungstemperatur zu extrahieren. Ein Beispiel dafür wurde bereits in Abschnitt 4.2.3 für die Ge-LED gezeigt. Wichtig ist hier die Unterscheidung zwischen der Peak-Position E_{\max} und der Peak-Energie E_{peak} . Die Peak-Position E_{\max} bezeichnet die Position des Intensitätsmaximums eines Peaks, wohingegen die Peak-Energie E_{peak} bereits auf Nullleistung extrapoliert wurde. Direkte Vergleichbarkeit ist also nur mit Hilfe der Peak-Energie möglich.

Die Peak-Energien bei Nullleistung wurden für die Peaks A, B und C der GeSn-MQW-LEDs mit Dicken von 6, 8, 10 bzw. 12 nm bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen bei

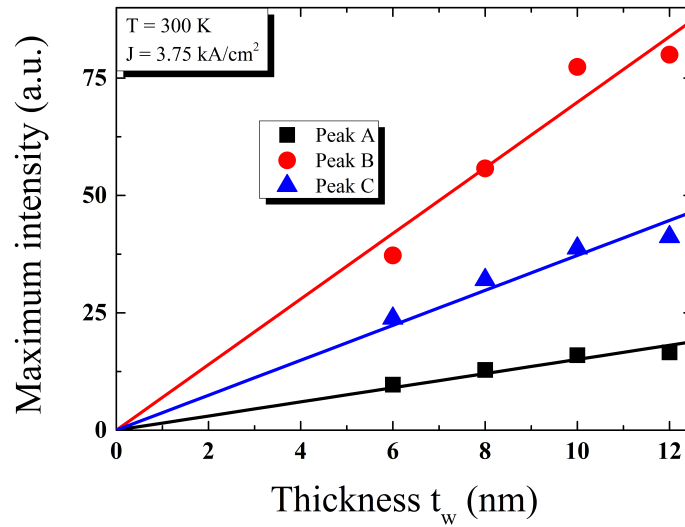


Abbildung 4.19 – Die Maximalintensitäten der drei Peaks zeigen eine lineare Abhängigkeit von der Dicke t_w der GeSn-Schicht. Bei linearer Extrapolation auf $t_w = 0$ verschwindet auch die Intensität. Folglich haben alle drei Peaks ihren Ursprung in der aktiven Region.

300 K sind im linken Diagramm von Abbildung 4.20 dargestellt. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei einer Temperatur von 80 K, siehe Abb. 4.20 rechts. Die Peak-Energien des indirekten Übergangs (Peak A), des direkten Übergangs (Peak B) und des Peak C steigen mit abnehmender Dicke t_w der GeSn-Schicht. Dieses Verhalten wird durch das Quanten-Confinement verursacht und ist in guter Übereinstimmung mit den vorher diskutierten Peak-Intensitäten, vergleiche Abb. 4.19. Somit bestätigt dies die Annahme, dass die komplette Lumineszenz der LEDs aus den GeSn-Schichten stammt. Im Folgenden wird diese Abhängigkeit näher erläutert.

Nach den Berechnungen von [54, 65] bildet die GeSn/Ge-Heterostruktur ein Typ-I Confinement, vgl. 2.3.5. Dadurch kann für einen GeSn-Quantentopf, als gute Näherung, ein idealer quadratischer Potentialtopf mit unendlichen hohen Barrieren angenommen werden. Diese Methode wird auch *Infinite-Well-Approximation* genannt. Durch das Quanten-Confinement entstehen im Quantentopf Energieniveaus oberhalb der Bandlücke. Die Energien dieser Energieniveaus E_{QW} können durch folgende Gleichung berechnet werden:

$$E_{QW} = E_{\text{bulk}} + E_n. \quad (4.3)$$

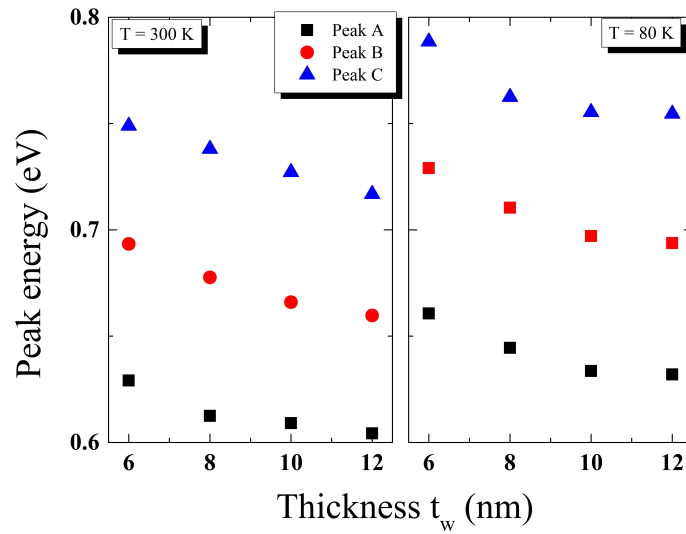


Abbildung 4.20 – Die Energien der Peakmaxima E_{\max} bei Nullleistung sind für den indirekten (Peak A), den direkten (Peak B) GeSn-Übergang und für Peak C, als Funktion der Dicke t_w der GeSn-Schicht sowohl für 300 K als auch 80 K dargestellt. Die Zunahme der Peak-Energien bei abnehmender Dicke t_w ist ein Hinweis auf das Quanten-Confinement.

Dabei bezeichnet E_{bulk} die Energie der Bandlücke des QW-Materials, wenn es als Volumenmaterial vorhanden wäre. Die Energie E_n wird durch den folgenden Term

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\frac{n}{t_w} \right)^2 \quad (4.4)$$

definiert und beschreibt die Quantisierungsenergie des n-ten Energieniveaus. Diese hängt von der Dicke des Quantentopfes t_w und der effektiven Masse m^* der Ladungsträger ab. Trägt man die Energien des Quantentopfes E_{QW} über $1/t_w^2$ auf sollte sich ein lineares Verhalten ergeben. Des Weiteren strebt die Quantisierungsenergie E_n für einen unendlich breiten Quantentopf, d. h. für $t_w \rightarrow \infty$, gegen null. Somit entspricht, gemäß Gleichung (4.3), die Energie an der Stelle $1/t_w^2 = 0$ der Energie des Grundzustandes. Dies ist gleichbedeutend mit der ungestörten Energie E_{bulk} der Bandlücke des Bulk-Materials des Quantentopfes.

Bei der Analyse der experimentell ermittelten Energien entspricht die Energie des Quantentopfes E_{QW} der Peak-Energie E_{peak} . Eine entsprechende Darstellung der Peak-

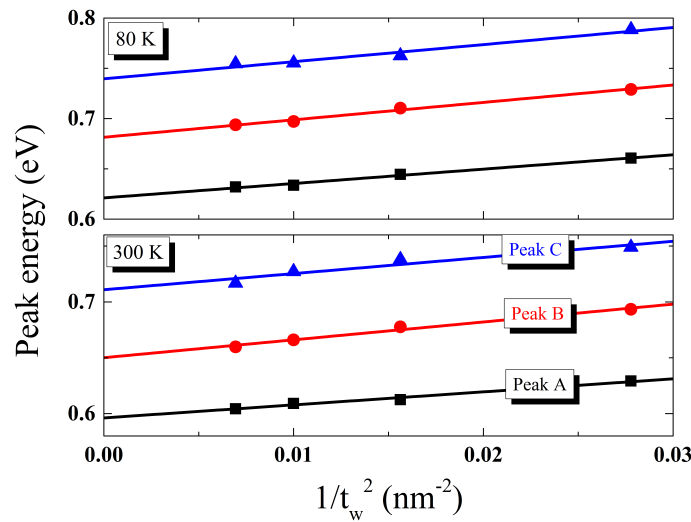


Abbildung 4.21 – Durch das Quanten-Confinement zeigen die Peaks A, B und C eine lineare Abhängigkeit von $1/t_w^2$. Eine Extrapolation auf $1/t_w^2 = 0$ ergibt die zugehörigen Bulk-Energien E_{bulk} . Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Energien aus Abbildung 4.20 ist in Abbildung 4.21 gegeben und zeigt in der Tat ein lineares Verhalten. Da die Geraden der drei Peaks parallel zueinander verlaufen, entspricht jeder Peak einem eigenen Grundzustand bzw. Übergang. Würden zwei Peaks z. B. aus dem ersten und zweiten Niveau im Quantentopf entstehen, müssten die beiden Geraden zueinander verlaufen und einen Schnittpunkt mit der Energieachse bei derselben Energie haben. Da dies nicht der Fall ist, werden also keine höheren Energieniveaus angeregt.

Die Bulk-Energien E_{bulk} die durch die Extrapolation nach $1/t_w^2 = 0$ bestimmt wurden, sind in der Tabelle 4.2 zusammengefasst. Wie bereits festgestellt wurde, entspricht der Peak B einem direkten Übergang aus dem ersten Energieniveau im GeSn Quantentopf. Da die Bulkenergie für Peak C ca. 60 meV über der von Peak B liegt und nicht derselben Bulk-Energie entspricht, handelt es sich dabei um einen weiteren Übergang im GeSn. Somit kann man nun von drei separaten Übergängen im GeSn ausgehen.

Wie bereits bei der Probenbeschreibung erwähnt wurde, haben XRD-Messungen eine kompressive biaxiale Verspannung der GeSn-Schicht von 1 % ergeben. Die Bandstruktur-Berechnungen von M. Reiche legen nahe, dass es dabei zu einer Trennung von leichten und schweren Löchern im Valenzband kommt. Es bildet sich jeweils ein Band

Tabelle 4.2 – Übersicht der experimentell ermittelten Energien des kompressiv verspannten Germanium-Zinn

Peak	E_{bulk} (siehe Abb. 4.21)	
	$T = 80 \text{ K}$	$T = 300 \text{ K}$
A, indirekt, L-HH	0,621 eV	0,596 eV
B, direkt, Γ -HH	0,681 eV	0,651 eV
C, direkt, Γ -LH	0,740 eV	0,711 eV

aus schweren (HH) und leichten (LH) Löchern, was zum Auftreten der Peaks A, B und C führt. Die gefundene Energiedifferenz von 60 meV zwischen Peak B und C ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Bandabstand der leichten und schweren Löcher von 63 meV durch CHEN u. a. [54]. Die schematische Bandstruktur von GeSn mit den drei Übergängen wird Abbildung 4.22 gezeigt. Peak A entsteht durch den Übergang zwischen dem L-Punkt und dem Valenzband. Der direkte Übergang vom Leitungsbandminimum am Γ -Punkt in das Band schwerer Löcher (HH) entspricht dem Peak B. Somit ist Peak C der direkte Übergang vom Leitungsband in das Band der leichten Löcher (LH).

Zusammenfassung

Die GeSn/Ge-MQW-LEDs zeigen eine starke Lumineszenz mit einem Intensitäts-Maximum bei etwa 0,65 eV. Eine Entfaltung der Spektren ergab drei signifikante Peaks. Die Abhängigkeit der Intensitäten von der Dicke der GeSn-Schicht zeigt, dass die komplette Lumineszenz aus dem Bereich der MQWs kommt. Eine Abschätzung der Bulk-Energien mittels *Infinite-Well-Approximation* ergab drei separate Grundzustände. Dies ist zum einen der indirekte Übergang (A) von L- Γ , und zum anderen zwei direkte Übergänge von (B) Γ -HH bzw. (C) Γ -LH. Die Aufspaltung des Valenzbandes in leichte und schwere Löcher wird dabei durch die kompressive Verspannung der GeSn-Schicht verursacht. Eine Rotverschiebung gegenüber der eigentlichen Bandlücke von Ge wird durch das Beimengen von Sn verursacht.

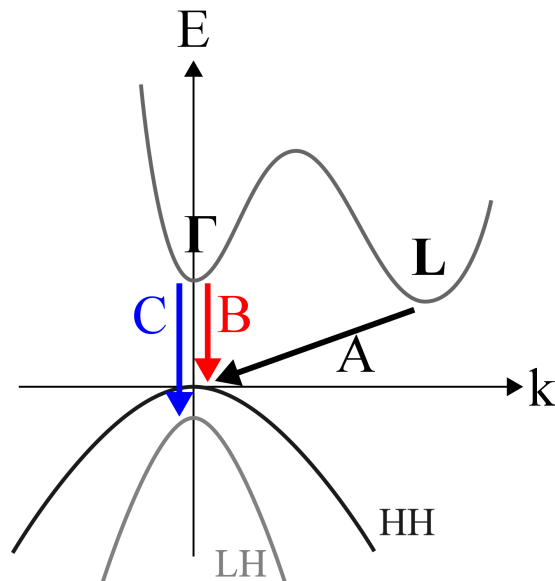


Abbildung 4.22 – Schematische Darstellung der Bandstruktur der GeSn-Schicht. Die strahlenden Übergänge des indirekten Peaks A, und der direkten Peaks B und C werden gezeigt.

4.4.2 Ge/Si-MQW-Strukturen

Die Bildung von Durchstoßversetzungen kann durch ein pseudomorphes Wachstum von ultradünnen Germanium-Schichten auf Silizium in Form einer Ge/Si-MQW-Struktur verhindert werden. RODDATIS u. a. haben bereits gezeigt, dass ein pseudomorphes Wachstum von 5 Monolagen (ML) Germanium auf Silizium durch den Frank-van der Merwe Mechanismus möglich ist, bevor die Bildung von Ge-Inseln beginnt [66].

Probenbeschreibung

Bei den Proben handelt es sich um einen Stapel von 5,5 ML Ge zwischen 10 nm Si Schichten. Diese Schichten wurden am IHT Stuttgart mittels MBE auf Si (001) Substrat gewachsen. Die Zahl der Ge/Si Lagen variierte dabei zwischen einer und 10 Doppelschichten. Untersuchungen am Querschnitt der Proben, mittels TEM, bestätigen das pseudomorphe Wachstum mit fast ebenen Grenzflächen. Abbildung 4.23a zeigt eine Querschnitts-TEM Aufnahme der Probe mit 10 Ge/Si Schichten. In Abbildung 4.23b ist

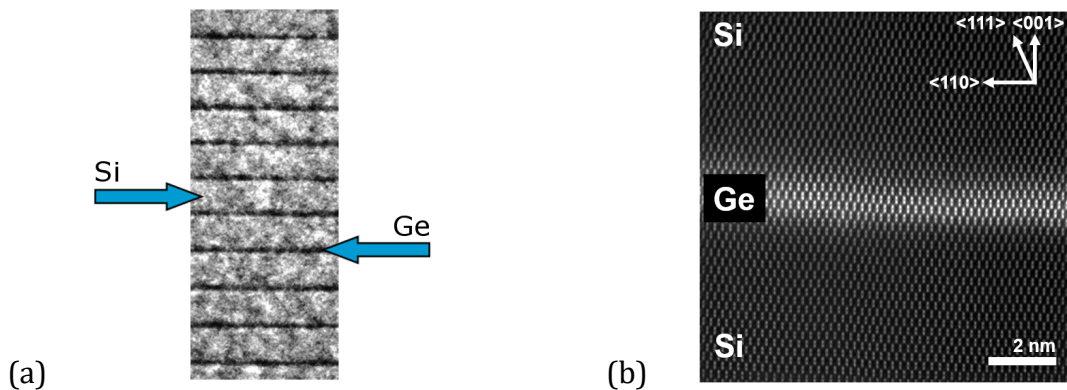


Abbildung 4.23 – (a) Querschnitts-TEM Aufnahme der Ge/Si MQW Schichten auf (001) Si Substrat. (b) Die HAADF Aufnahme einer einzelnen Schicht des linken Stapels bestätigt die gute Schichtqualität. Für diese Abbildung wurde eine {110} Querschnittsprobe genutzt.

eine HAADF Hochauflösungsaufnahme eines {110} Querschnitts zu sehen. Die Dicke der Ge Schicht beträgt $\sim 1,8$ nm. Des Weiteren wurden keine Defekte bezüglich einer Ge-Si-Gitterfehlانpassung, wie z. B. Versetzungen, oder Inselbildung gefunden. Die TEM Aufnahmen wurden von M. Reiche am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik veranlasst. Gemessen wurde mit einem Cs-korrigierten Raster-Transmissions-Elektronenmikroskop (STEM, FEI Titan 80-300). Im Folgenden wurde das Lumineszenzverhalten untersucht.

Photolumineszenz der Schichten

Bei Raumtemperatur ähnelt das PL Spektrum der Probe mit 10 Schichten bei schwacher Anregung dem von monokristallinem Ge mit einem breiten Lumineszenzband um 0,7 eV. Das Peakmaximum liegt an der Position des indirekten Ge Übergangs. In Abbildung 4.24 taucht im Spektrum zusätzlich das Si Signal auf. Aufgrund der Geometrie des verwendeten Gittermonochromators taucht der Peak der Si Band-zu-Band Lumineszenz ebenfalls bei der doppelten Wellenlänge bzw. halben Energie erneut auf. Um den freien Spektralbereich zu erweitern wurde die Si-Lumineszenz durch einen zusätzlichen Si-Filter vor dem Detektor gedämpft.

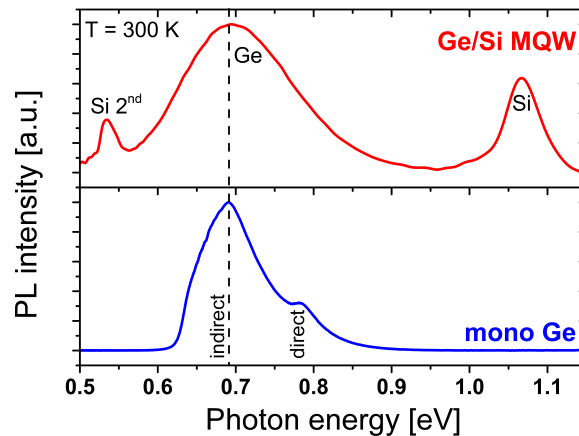


Abbildung 4.24 – Vergleich der PL Spektren der Ge/Si MQWs (oben) und von monokristallinem Ge (unten) bei Niederinjektion. Das Spektrum der MQWs zeigt zusätzliche Signale vom Si-Substrat. Diese wurden bereits teilweise durch einen Si-Filter gedämpft.

Berechnungen der Intensitätsverteilung des grünen 532 nm Lasers in der Ge/Si MQW-Struktur mit 10 Ge-Schichten zeigen, dass der Si Peak im Substrat entsteht, siehe Abschnitt 2.3.3. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Da die Absorption im Ge sehr viel stärker als im Si ist, kommt es trotz der dünnen Ge-Schichten zu einer starken Reduzierung der Intensität. Bei einem Stapel aus zehn Ge/Si-Schichten dringt etwa ein Fünftel der Ausgangsleistung bis zum Substrat durch. Damit stehen für die Generation des Photolumineszenzsignals ca. 80 % der eintreffenden Laserleistung zur Verfügung. 20 % der Leistung werden vom Substrat absorbiert. Im Fall der Probe mit nur einer Ge-Schicht sind es sogar mehr als 80 % der Laserleistung die im Substrat verloren gehen.

Temperaturabhängigkeit bei starker und schwacher Anregung

Die Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz wurde für starke und schwache Anregung untersucht. Der Unterschied zwischen starker und schwacher Anregung ist, dass bei letzterer der Laserstrahl auf einen Durchmesser von 5 mm geweitet wurde.

Generell ist es so, dass die Intensität mit sinkender Temperatur zunimmt, siehe Abb. 4.26a. Bei starker Anregung zeigt sich bei Raumtemperatur ein breites Lumineszenzband. Durch Abkühlung sieht man, dass es sich aus zwei verschiedenen Peaks zusammen-

4 Einfluss verschiedener Parameter auf die Ge-Lumineszenz

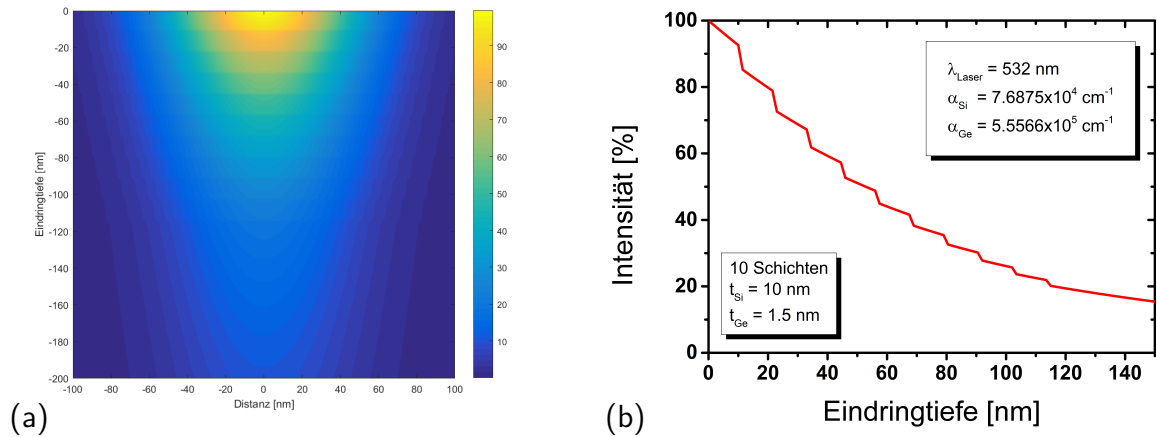


Abbildung 4.25 – (a) Berechnete Intensitätsverteilung beim Eindringen eines 532 nm Laserstrahls mit Gauß'schen Strahlprofil in eine Ge/Si MQW Struktur. (b) Profil der Intensitätsverteilung.

setzt. WENDAV u. a. [67] haben folgende Zuordnung der Peaks vorgeschlagen. Der höher-energetische Peak (NP) entsteht durch elastische Streuzentren, wie z. B. Kristalldefekte oder die Grenzflächenrauhigkeit. Der nieder-energetisch Peak entspricht dem Phonon-gestützten (indirekten) Band-zu-Band Übergang.

Bei sehr schwacher Anregung erscheint dagegen ein Peak, dessen Intensität ebenfalls mit sinkender Temperatur zunimmt. Dieser lässt sich auch bei einer Temperatur von 80 K nicht in zwei Anteile zerlegen, wie man in Abbildung 4.26b erkennen kann. Wahr-

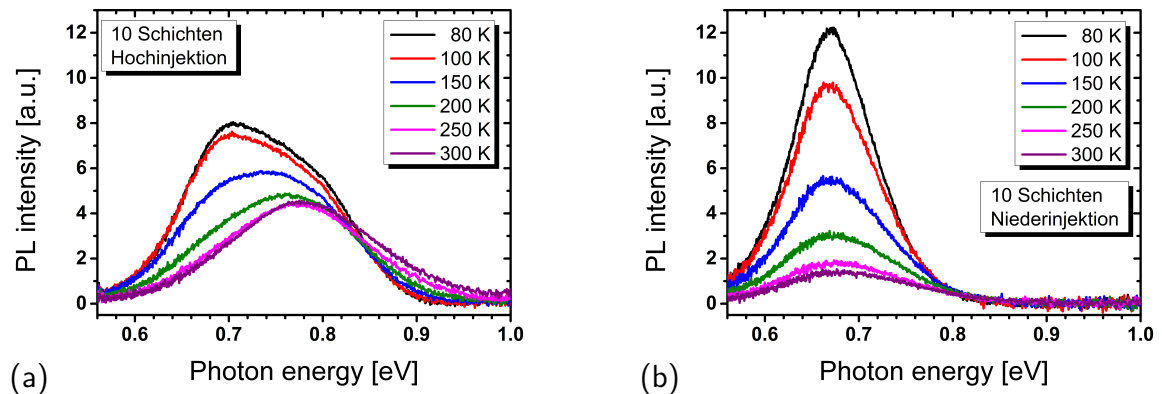


Abbildung 4.26 – Spektren bei Hoch- und Niederinjektion.

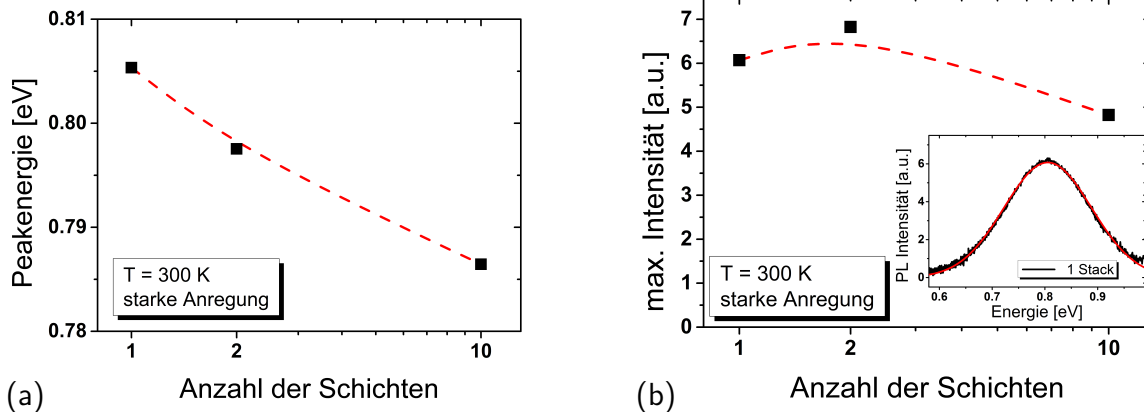


Abbildung 4.27 – Auswertung der (a) Peakposition und der (b) Intensität unter starker Anregung bei $T = 300$ K.

scheinlich ist bei schwacher Anregung nur der indirekte Übergang sichtbar, da das Confinement effektiv genug ist und vor dem Einfluss der Grenzfläche schützt.

Einfluss der Anzahl der Schichten im Stapel

Erstaunlicherweise wurde bereits ein starker Ge Lumineszenzpeak von einem einzigen Quantentopf beobachtet, was vermutlich an der Versetzungsfreiheit liegt. Bei einer Temperatur von 300 K sieht man eine Rotverschiebung des Peakmaximums mit steigender Anzahl der Schichten, siehe Abb. 4.27a. Was einerseits Folge der beginnenden Teilrelaxation mit größerer Schichtdicke sein könnte, oder andererseits auch eine Verschiebung durch wechselnde Intensitätsanteile der beiden bei 80 K ersichtlichen Peaks. Die maximalen Intensitäten bei Raumtemperatur ändern sich nicht gravierend mit wachsender Anzahl der Schichten, was aus Abb. 4.27b ersichtlich ist. Im Inset von Abb. 4.27b sieht man das Spektrum einer einzelnen Ge-Schicht mit einem Gauß-Fit.

Bei einer Temperatur von 80 K kommt es zu einer Aufspaltung/Verbreiterung des Peaks durch zwei Anteile, siehe Inset von Abb. 4.28a. Eine Entfaltung des Spektrums mittels zweier Gauß-Fits war möglich. Werden die einzelnen Peakenergien über der Anzahl der Schichten aufgetragen, ergibt sich ebenfalls eine Rotverschiebung beider Peaks. Die maximalen Intensitäten der einzelnen Peaks zeigen, dass die Intensität des indirekten Peaks nahezu konstant bleibt, wobei der NP-Peak leicht an Intensität ge-

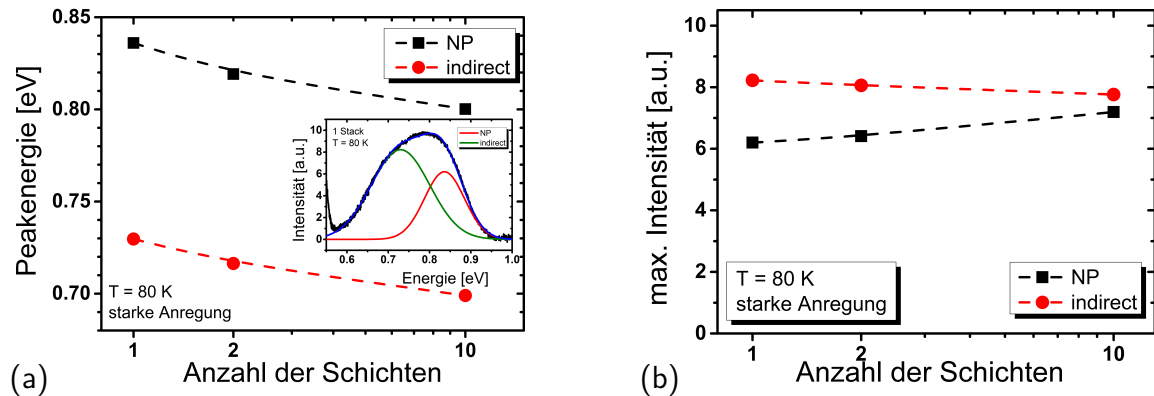


Abbildung 4.28 – Auswertung, starke Anregung bei $T = 80$ K.

winnt, siehe Abb. 4.28b. Dies bedeutet, dass die strahlende Rekombination an Defekten und aufgrund der Grenzflächenrauhigkeit mit zunehmender Anzahl an Schichten zunimmt. Die Schichtqualität nimmt also ab, oder es ist ein Anzeichen von beginnendem Inselwachstum, da die Dicke von 5,5 ML leicht über der kritischen Dicke von 5 ML liegt, die RODDATIS u. a. gefunden haben.

Leistungsabhängigkeit

Eine Untersuchung der Leistungsabhängigkeit des PL-Signals zeigt, dass die Energie des Lumineszenzpeaks durch die Anregungsdichte/Laserleistung beeinflusst wird, siehe Abb. 4.29a. Der Peak trat bei etwa 0,70 eV unter schwacher Anregung auf, wurde aber mit zunehmendem Anregungsniveau blau verschoben, siehe Abb. 4.29a. Seine Energie erreichte 0,8 eV bei starker Anregung, was der Energie des direkten Übergangs im bulk Ge entspricht. WENDAV u. a. [67] haben berechnet, dass die Bandstruktur des Ge/Si MQW eine Typ-II Ausrichtung besitzt, siehe Abschnitt 2.3.5. Dies bedeutet, dass die Elektronen und Löcher räumlich getrennt sind. Die Löcher konzentrieren sich im Valenzband der Ge-Schichten, wohingegen die Elektronen in den Si-Barrieren lokalisiert sind. Die Lumineszenz entsteht aus der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löchern an der Grenzfläche von Barriere und Quantentopf. Die leistungsabhängige Blauverschiebung wird durch die höhere Bandbiegung aufgrund der größeren Anzahl von Überschussladungsträgern verursacht. Weitere Details sind in der Referenz [67] zu finden.

Bei schwacher Anregung dominiert somit die indirekte Bandlumineszenz, siehe unterer Teil von Abb. 4.29b. Schwaches Anregungsregime bedeutet, dass nur das L-Tal des Leitungsbandes aufgrund der geringen Intensität des Lasers mit Elektronen gefüllt wird. Wenn man zu einer starker Anregung übergeht, was bedeutet, dass das Leitungsband oberhalb des Energieniveaus des Γ -Tals gefüllt wird, ist der Lumineszenzpeak der Ge/Si MQW blau verschoben und zeigt eine dominierende Direktbandlumineszenz, siehe Abb. 4.29b oben. So ermöglicht eine starke Anregung die Erzeugung einer intensiven Direktbandlumineszenz. Ein Skizze der Ge-Bandstruktur wird ebenfalls in Abb. 4.29a gezeigt, um das schwache und starke Anregungsregime zu veranschaulichen.

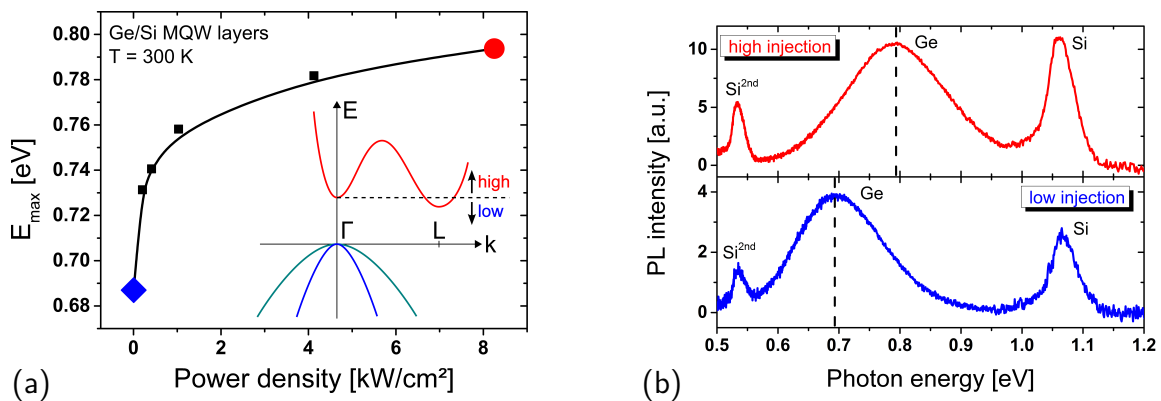


Abbildung 4.29 – (a) Die Energie des Peakmaximums, E_{peak} , der Ge/Si MQW hängt von der Leistung des Anregungslasers ab. Mit ansteigender Leistung wurde eine nicht-lineare Verschiebung zu höheren Peakenergien gefunden. (b) Ein Vergleich der Lumineszenzspektren der Ge/Si MQW Strukturen unter starker (oben) und schwacher (unten) Anregung. Die Ge Peakposition hängt von der Leistungsdichte ab und entspricht unter starker Anregung der des direkten Übergangs in bulk Ge.

Zusammenfassung

Die Lumineszenz pseudomorph gewachsener Ge/Si-MQW-Schichten auf Si Substrat wurde untersucht. Durch TEM-Untersuchungen wurde das pseudomorphe Wachstum bestätigt. Es wurden keine Anzeichen von Versetzungen gefunden. Die Lumineszenz ist nicht eindeutig, da es bei der Konfiguration um ein Typ-II Confinement handelt. Es gibt eine Blauverschiebung der Peakenergien von der Energie der indirekten zur

direkten Bandlücke mit zunehmender Anregungsleistung. Die Anzahl der Schichten hat kaum Einfluss auf die Lumineszenzintensität, da ein großer Teil der Laserleistung in das Substrat geht.

4.5 Einfluss von Versetzungen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Versetzungen auf die Lumineszenz erörtert. Dafür wurde die Temperaturabhängigkeit verschiedener Proben durch Lumineszenzspektroskopie im Bereich zwischen 80 K und 300 K untersucht. Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Proben (mono Ge, Ge-LEDs, GeSn/Ge-MQW-LEDs und Ge/Si-MQW-Schichten auf Si) wurde die Lumineszenz von dünnen Ge-Schichten auf Si-Substrat untersucht. Diese Schichten wurden mittels Chemischer Gasphasen Abscheidung (CVD) hergestellt. Ein monokristalliner Ge-Wafer dient hierfür als Referenz. Es wird ebenfalls ein kurzer Überblick über die Lumineszenz von Silizium gegeben und mit der von Germanium verglichen.

Anmerkungen: Die Eigenschaften der Lumineszenz von Si werden sinngemäß wiedergegeben. Die Grundlage und die Untersuchungen dazu stammen von Herrn ARGUIROV [31]. Teile dieses Kapitels wurden bereits in Ref. [68] veröffentlicht.

4.5.1 Monokristallines Germanium

Das Temperaturverhalten der Intensität des Peak-Maximums der direkten bzw. indirekten Linie ist in Abb. 4.30c dargestellt. Wie man schon in den Spektren in Abschnitt 4.1 gesehen hat, verschwindet der direkte Übergang beim Abkühlen der Probe unter 120 K. Wohingegen die Intensität der indirekten Linie zu nimmt. Die Abbildung 4.30d vergleicht das Temperaturverhalten der Energie der direkten Bandlücke E_g von Ge mit dem berechneten Verlauf durch die Varshni-Beziehung (siehe Abschn. 2.3.2) mit den gemessenen Energien des direkten Peaks, E_{peak} . Beide Graphen verlaufen parallel. Die Rotverschiebung der experimentellen Daten wird durch die Selbstabsorption der direkten Linie im Bulk-Material verursacht. Das Kreuz bei 313 K zeigt das Peakmaximum E_{peak} bei $\sim 0,807$ eV welches an einer dünnen Ge-Probe beobachtet wurde [69], bei

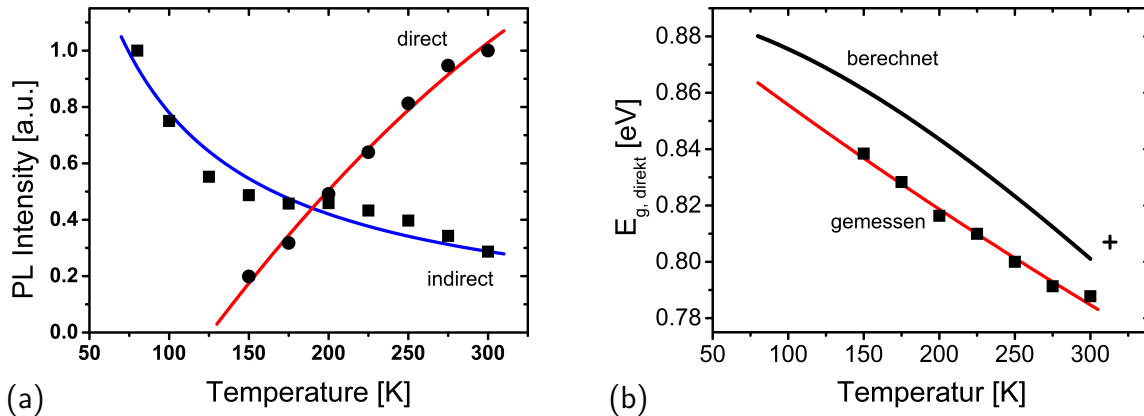


Abbildung 4.30 – Lumineszenz von monokristallinem Ge: (a) Normierte PL-Intensität des direkten und indirekten Peaks über der Temperatur. (b) Gemessene Energie des direkten Peaks und berechnete Bandlücke über der Temperatur; das „+“-Zeichen zeigt einen Wert aus der Literatur [69] für dünnes Ge.

der die Eigenabsorption vernachlässigt werden kann. Dieser experimentelle Wert stimmt mit der berechneten Energie der direkten Bandlücke E_g überein, wenn man die Beziehung $E_g = E_{peak} - kT/2$ berücksichtigt, die E_g und E_{peak} verbindet, siehe [23]. Das Temperaturverhalten der indirekten Lumineszenz von Ge wird im Folgenden diskutiert.

4.5.2 Anmerkungen zur Lumineszenz von Silizium

Silizium ist ein indirekter Halbleiter, bei dem die Lumineszenz durch transversal optisch (TO)-Phononen unterstützt wird. Abbildung 4.31a zeigt ein PL-Spektrum von Float-Zone (FZ)-Si. Es zeigen sich drei indirekte Phononlinien mit Peak-Energien von $E_{peak,indirekt} = E_g - n \cdot E_{TO}$ ($n = 1, 2$ bzw. 3). Die Ein-Phonon-Linie ($n = 1$) mit der höchsten Intensität ist um ein bis zwei Größenordnungen intensiver als die Zwei- bzw. Drei-Phononen-Linie.

Abbildung 4.31b zeigt den Vergleich des Temperaturverhaltens von monokristallinem Si (FZ-Si) und Si mit Versetzungen [31]. Die Peak-Intensität der Ein-Phonon-Linie von monokristallinem Si nimmt bei steigender Temperatur ab, d. h. sie zeigt dasselbe Verhalten, das auch für die indirekte Ge-Linie beobachtet wird, siehe Abb. 4.30b. Im Gegensatz dazu zeigt die Intensität der Ein-Phonon-Linie von versetzungsbehafteten

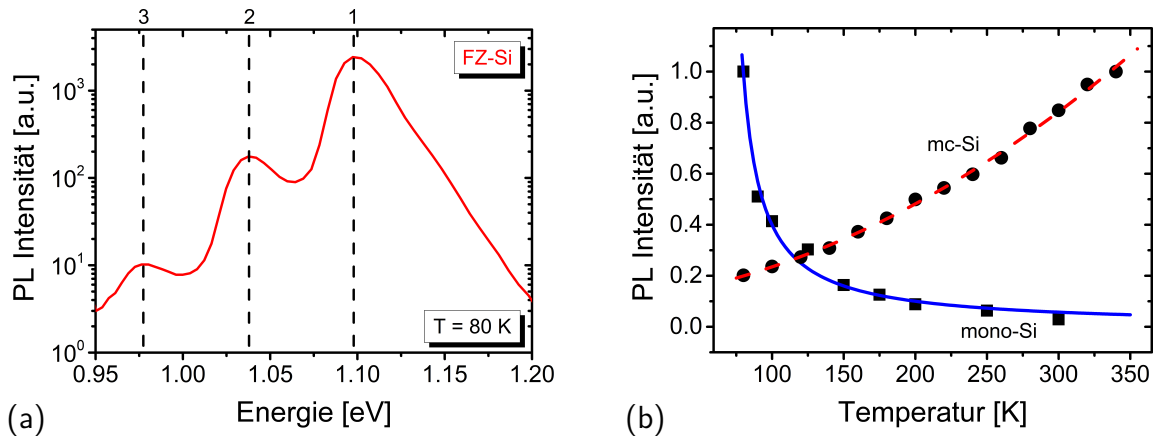


Abbildung 4.31 – (a) PL-Spektrum von FZ-Si, welches bei 80 K aufgenommen wurden, zeigt die 1-, 2-, und 3-Phonon-Linie. (b) Temperaturabhängigkeit der Intensität des indirekten Übergangs für monokristallinem und multikristallinem Si. Die PL-Intensität wurde normiert.

Si ein entgegengesetztes Verhalten, d. h. eine abnehmende Intensität bei sinkender Temperatur. Die Abnahme der Lumineszenz von versetzungsbehafteten Si bei Abkühlung wird durch die Zunahme der nicht-strahlende Rekombination, die laut KITTNER u. a. [70] durch flache Defektzentren verursacht wird. Tatsächlich wurde für *saubere* Versetzungen im Si gezeigt, dass die nicht-strahlende Rekombination durch flache Versetzungsniveaus dominiert wird [71]. Darüber hinaus entstehen durch Versetzungen in Si die Defektlinien der sogenannten D-Band-Lumineszenz, [72, 73]. Ein Beispiel dafür ist das Spektrum in Abbildung 2.5.

4.5.3 Intensität der indirekten und direkten Ge-Lumineszenz

Dünne Germanium-Schicht auf Si-Substrat

In diesem Abschnitt wird die Lumineszenz von einer 1 μm dicken Ge-Schicht mit einer geringen Dichte an Durchstoßversetzungen $\sim 1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ untersucht. Diese Schicht wurde mittels CVD auf (001) Si-Substrat gewachsen, siehe [74], und hat eine biaxiale Zugverspannung im Bereich von 0,11 bis 0,14 %. Das PL-Spektrum zeigt den direkten und den indirekten Übergang vom Germanium, siehe Inset von Abbildung 4.32a. Die Intensitäten des direkten und indirekten Übergangs nehmen mit steigender Tem-

peratur zu, siehe Abb. 4.32a. Das Temperaturverhalten des direkten Übergangs ist vergleichbar mit dem von monokristallinem Ge, siehe Abb. 4.2a. Die indirekte Ge-Linie verhält sich ähnlich der indirekten Linie von Si mit Versetzungen, siehe Abb. 4.31b. Einen Vergleich der Intensitäten des indirekten Übergangs der CVD Ge-Schicht und dem monokristallinem Ge wird in Abbildung 4.32b gezeigt. Die beiden Temperaturabhängigkeiten wurden unter gleichen Anregungsbedingungen gemessen und zeigen, dass die Versetzungen eine starke Reduzierung der Lumineszenzintensität um etwa zwei Größenordnungen verursachen. Der Grund für die Abnahme der Intensität ist vermutlich derselbe wie im Silizium, nämlich die nicht-strahlende Rekombination über flache Defektzentren in der Bandlücke aufgrund von Versetzungen.

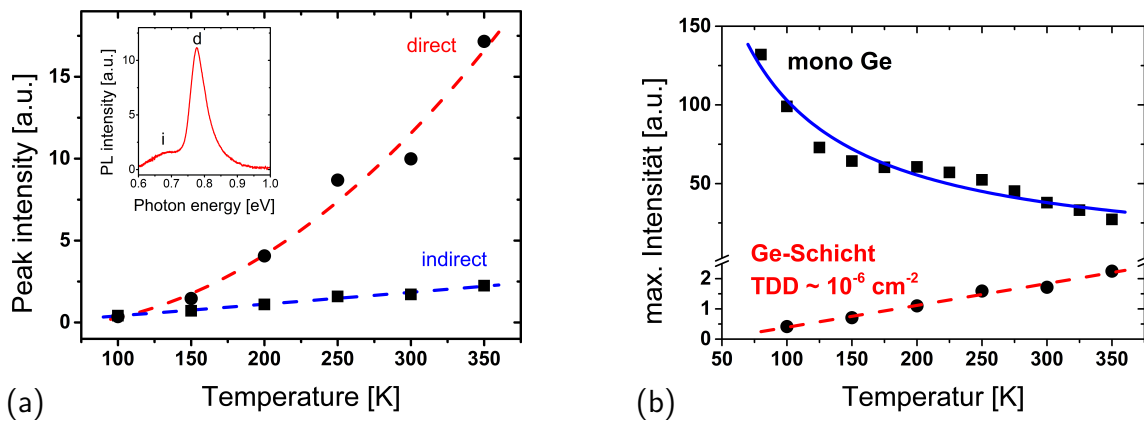


Abbildung 4.32 – (a) Temperaturabhängige PL-Intensität des direkten und indirekten Peaks einer 1 µm dicken Ge-Schicht auf (001) Si-Substrat. Die Ge-Schicht weist eine Durchstoßversetzungsdichte $>10^6 \text{ cm}^{-2}$ auf. Das Inset zeigt ein Spektrum bei 300 K, welches die direkte -d- und die indirekte -i- Ge-Linie enthält. (b) Temperaturabhängige PL-Intensität des indirekten Peaks, wobei das monokristalline Ge mit der versetzungsbehafteten Ge-Schicht verglichen wird.

Ge-LED und GeSn/Ge-MQW-LED auf Si Substrat

In diesem Abschnitt wird die Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz der Germanium LED und der Ge GeSn/Ge-MQW-LED aus Abschnitt 4.2 bzw. 4.4 untersucht. Durch das virtuelle Substrat zwischen dem Si-Substrat und der aktiven Schicht der LED wird versucht, die Auswirkungen der Gitterfehlpassung zwischen Si und Ge so gering wie möglich zu halten. Nichtsdestotrotz kommt es zur Bildung von Durchstoßversetzun-

gen. TEM-Aufnahmen von Querschnitten der GeSn-MQW-Struktur zeigen dies deutlich (siehe Abbildung 4.33). Die Versetzungen entstehen an der Grenzfläche zwischen dem Si-Substrat und dem Ge-VS und ziehen sich dann durch den gesamten Schichtstapel. Durch Auszählung der Versetzungen wurde eine Durchstoßversetzungsdichte von $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$ gefunden. Der Einfluss der Dotierung auf die Lumineszenz der Ge-LEDs wurde bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt. Dies gilt ebenfalls für die GeSn/Ge-MQW-LED, die im letzten Abschnitt behandelt wurde. Die Lumineszenz stammt dabei aus den GeSn-Quantentöpfen und hat drei charakteristische Linien. Ein Beispiel dafür ist im Inset der Abbildung 4.34 zu erkennen. Die Linie A ist auf den indirekten Übergang zwischen dem L-Tal und den schweren Löchern (HH) in GeSn zurückzuführen. Die direkten Linien B und C werden jeweils durch die Übergänge zwischen dem Γ -Tal und den schweren bzw. leichten Löchern (LH) erzeugt.

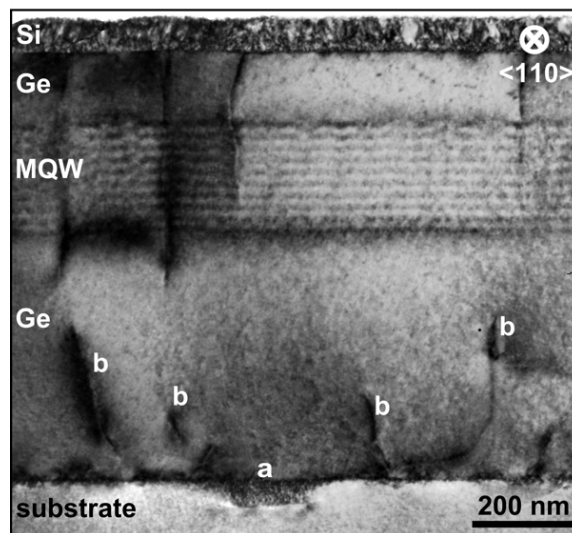


Abbildung 4.33 – TEM-Aufnahme des Querschnitts der GeSn/Ge-MQW-Struktur. Durchstoßversetzungen, die an der Grenzfläche zwischen dem Si-Substrat und dem Ge-VS entstehen, lassen sich erkennen. Dies ergibt eine Durchstoßversetzungsdichte von $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

Die Form der Elektrolumineszenz-Spektren der Ge-LEDs ist vergleichbar mit der der PL-Spektren der Ge-Schichten auf Si (siehe Inset von Abb. 4.32a). Sie bestehen ebenfalls aus einem starken direkten Ge-Peak und einer schwächeren indirekten Ge-Linie. Die Intensitäten der Peakmaxima der direkten und der indirekten Übergänge steigen bei steigender Temperatur ebenfalls an, wie man in Abbildung 4.34a sieht. Wenn man genau

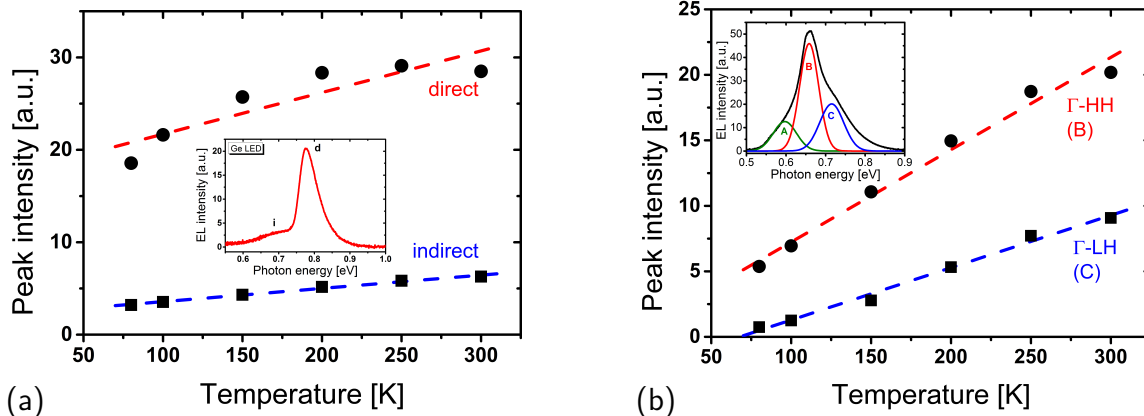


Abbildung 4.34 – (a) Temperaturabhängige EL-Intensität des direkten und indirekten Peaks der Ge-LED. Das Inset zeigt das Spektrum der Ge-LED. (b) Temperaturabhängige EL-Intensität der Peaks B und C der MQW-LED. Diese Peaks repräsentieren die direkten Übergänge zwischen dem Tal des Leitungsbandes und dem Band der schweren (HH) bzw. leichten Löcher (LH). Das Inset zeigt ein bei 300 K gemessenes Spektrum, welches die indirekte Linie A und die direkten Linien B und C zeigt, 4.4.

hinschaut, sieht man, dass sich die Intensität der direkten Linie zwischen 200 K und 300 K kaum ändert. Dieser Unterschied zum PL Verhalten, welches in Abbildung 4.32a dargestellt ist, liegt vermutlich daran, dass die Ge-LEDs eine drei Größenordnungen höhere Versetzungsdichte haben. Nichtsdestotrotz zeigt das Temperaturverhalten der EL der Ge-LEDs grundsätzliche Ähnlichkeit zur Photolumineszenz der dünnen Ge-Schicht auf Si.

Das Temperaturverhalten der EL der beiden direkten GeSn-Linien B und C der MQW-LED wird in Abbildung 4.34b dargestellt und mit dem der Ge-LED verglichen. Das Verhalten des indirekten Übergangs A der MQW-LED konnte aus den experimentellen Daten nicht zuverlässig ermittelt werden, da bei geringen Temperaturen die Intensität sehr klein wird und einen Gauß-Fit unmöglich macht.

Pseudomorph gewachsene Ge/Si MQWs auf Si Substrat

Der Aufbau der Proben wurde bereits in Abschnitt 4.4.2 erläutert. Das PL-Spektrum der Ge/Si-MQW-Struktur mit 10 QW-Schichten wird in Abbildung 4.35a gezeigt. Ein Vergleich mit dem Spektrum von Bulk-Ge zeigt, dass das Ge/Si-MQW-Spektrum vom

indirekten (Phononen-gestützten) Übergang des Ge dominiert wird. Des Weiteren zeigt das MQW-Spektrum die Si-Linie, die von den Si-Schichten des MQW und seiner 2. Ordnung emittiert wurde, wo die Intensität der Si-Lumineszenz mittels Si-Filtern unterdrückt wurde. Es sollte angemerkt werden, dass das MQW-Spektrum in Abb. 4.35a unter niedrigen Anregungsbedingungen aufgenommen wurde. Die Intensität des Maximums, d. h. die des indirekten Übergangs der versetzungs-freien Ge-Schichten, nimmt mit zunehmender Temperatur ab, siehe Abbildung 4.35b. Dieses Temperaturverhalten ist vergleichbar mit dem von einkristallinem Ge.

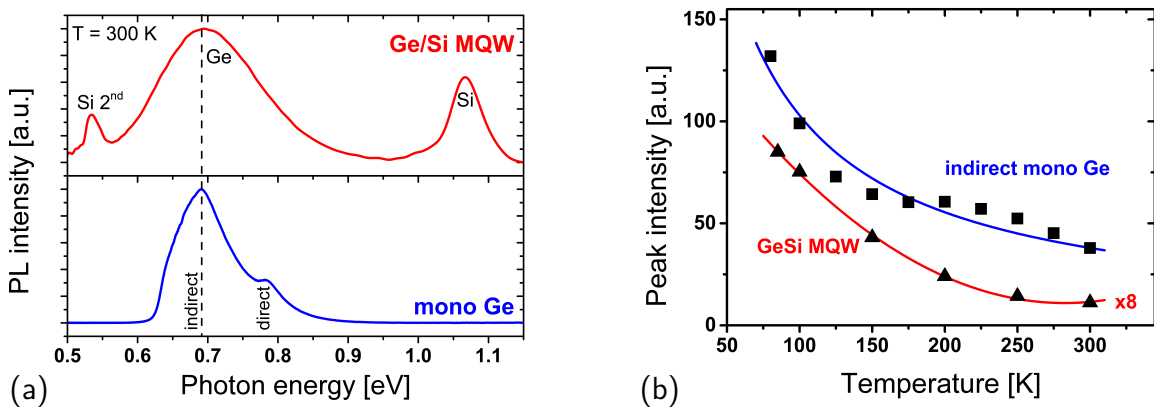


Abbildung 4.35 – (a) Vergleich der PL-Spektren der Ge/Si-MQW Schichten und mono-Ge, gemessen bei 300 K unter schwacher Anregung. (b) Temperaturabhängige PL-Intensität des indirekten Peaks der Ge/Si-MQWs im Vergleich mit dem mono-Ge.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse zum Temperaturverhalten der Lumineszenzintensitäten der direkten und indirekten Übergänge sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Es ist deutlich zu erkennen, dass für monokristallines, d.h. für versetzungs-freies Material, die indirekte Lumineszenzintensität bei wachsender Temperatur abnimmt, während für Material mit Versetzungen das entgegengesetzte Verhalten auftritt. Die Abnahme der Lumineszenz in versetzungs-behafteten Si bei Temperaturabsenkung wurde auf die Zunahme der konkurrierenden nicht-strahlenden Rekombination durch flache Defektzustände zurückgeführt [70]. Durch die flachen Zentren in der Bandlücke erhöht sich die SRH-Rekombinationsrate bei Verringerung der Temperatur, was zu einer Reduzierung

Tabelle 4.3 – Temperaturverhalten der Intensität der direkten und indirekten Linie der verschiedenen Ge-basierten Proben, sowie des indirekten Si Übergangs. Die offenen Pfeile bedeuten, dass das Material Versetzungen enthält.

Probe	Methode	Temperatur vs. Intensität	
		direkte Linie	indirekte Linie
monokristallines Si	PL		↘
multikristallines Si			↗
monokristallines Ge	PL	↗	↘
Ge-Schicht auf Si TDD > 10^6 cm^{-2}	PL	↗	↗
Ge-LED auf Si TDD > 10^9 cm^{-2}	EL	↗	↗
GeSn/Ge-MQW-LED auf Si TDD > 10^9 cm^{-2}	EL	↗	
Ge/Si MQW auf Si TDD → 0	PL		↘

der strahlenden Rekombination und somit zum beobachteten Temperaturverhalten von versetzungsbehafteten Material führt. Es wird davon ausgegangen, dass diese Erklärung für Si auch für Ge mit Versetzungen gilt.

Im Gegensatz zu der indirekten Lumineszenz wird der Charakter der direkten Ge-Lumineszenz, d. h. der Anstieg der Intensität bei Temperaturerhöhung, nicht durch die Versetzungen beeinflusst. Da der oben erwähnte Effekt der flachen Defektzentren, durch Erhöhung der SRH-Rekombinationsrate bei Abkühlung, den Trend des direkten Ge-Lumineszenzverhaltens nicht umkehren kann.

4.5.4 Temperaturabhängigkeit der Bandlücke

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde das Temperaturverhalten der Intensität von Ge diskutiert. Dabei wurde bereits eine Beziehung zwischen den Versetzungen und den flachen Defektzentren in der Bandlücke hergestellt. Hier werden die Ergebnisse

zum Einfluss von Versetzungen auf die Bandlücke diskutiert. Im ersten Teil wird die indirekte Bandlücke bzw. der indirekte Lumineszenzpeak von Ge analysiert und im zweiten Teil die direkte Lumineszenz.

Temperaturabhängigkeit der indirekten Bandlücke

Das berechnete Temperaturverhalten der indirekten Bandlücke von Ge (siehe Abb. 4.8 und auch [46]) und die gemessenen indirekten Peakpositionen der verschiedenen Proben sind in Abbildung 4.36 dargestellt. Die experimentellen Daten zeigen keine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten für die indirekte Bandlücke. Dieses Verhalten ist nur teilweise verstanden und es wird im Folgenden ein Ansatz zur Klärung gegeben.

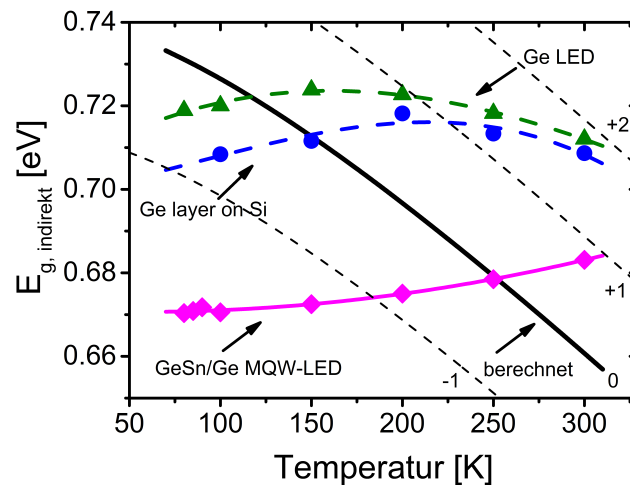


Abbildung 4.36 – Das Temperaturverhalten der Energien der indirekten Bandlücke verschiedener Proben. Das berechnete Verhalten der indirekten Bandlücke von mono-Ge ist ebenfalls angegeben. Berechnet wurden die Energien für die Emission eines LA Phonons (-1), die Null-Phonon-Linie (0) und für die Phononen-Absorption (+1,+2).

Die Lumineszenz des indirekten Übergangs von Ge zeigt eine Feinstruktur mit unterschiedlichen Sub-Peaks, siehe Abbildung 4.2. KITTLER u. a. [46] fanden, dass LA-Phononen (28 meV) an der Bildung dieser Sub-Peaks beteiligt sind. Die Phonon-Linie, die mit -1 bezeichnet ist, entsteht durch die Emission eines LA-Phonons. Die mit 0 bezeichnete Linie ist die Null-Phonon-Linie, und die mit +1 bezeichnete Linie wird

durch Absorption eines LA-Phonons gebildet. Diese Ein-Phonon-Linie dominiert das indirekte Lumineszenzband bei Raumtemperatur. Die Energie der Null-Phonon-Linie entspricht der indirekten Bandlücke $E_g = 0,664$ eV, die Energie der -1-Linie beträgt $E_{-1} = E_g - E_{LA} \approx 0,64$ eV und die der +1-Linie $E_{+1} = E_g + E_{LA} \approx 0,69$ eV. Die Verschiebung der Linienpositionen zwischen 80 und 300 K spiegelt den Einfluss der Temperatur auf die Bandstruktur gemäß der Varshni Beziehung wider [22]. Es ist auch erwähnenswert, dass die Intensität Linie -1 (unterstützt durch LA-Emission) zunimmt, wenn es zur Abkühlung kommt, wohingegen die Linie +1 (unterstützt durch LA-Absorption) mit steigender Temperatur intensiver wird. Es scheint also energetisch günstiger zu sein, dass bei niedrigen Temperaturen Phononen während des indirekten Übergangs ins Kristallgitter emittiert werden. Wohingegen bei hohen Temperaturen die Phononen aus dem Gitter absorbiert werden. Diese Beobachtung entspricht dem erwarteten Verhalten der Phonon-gestützten strahlenden Rekombination in indirekten Halbleitern [54].

In Abbildung 4.36 ist das berechnete Temperaturverhalten der indirekten Übergänge (-1, 0, +1, +2) dargestellt. Für die Ge-LED (TDD $\approx 10^9$ cm⁻²) und die Ge-Schicht (TDD $> 10^6$ cm⁻²) auf Si scheint bei 300 K der Übergang mit Zwei-Phononen-Absorption zu dominieren. Bei 80 K wird der -1-Übergang unter Emission eines LA-Phonon favorisiert. Die Rotverschiebung der Daten der GeSn/Ge-MQW-LED (TDD $\sim 10^9$ cm⁻²) ist die Folge der kleineren Bandlücke der GeSn-Quantentöpfe.

Temperaturabhängigkeit der direkten Bandlücke

Das Temperaturverhalten des direkten Peakmaximums verschiedener Proben ist in Abb. 4.37a dargestellt. Alle experimentell gemessenen Abhängigkeiten zeigen einen Trend, der der berechneten Temperaturabhängigkeit der direkten Ge-Bandlücke ähnelt, aber rot verschoben ist. Es ist deutlich sichtbar, dass die Versetzungsdichte das Temperaturverhalten nicht beeinflusst. Die für monokristallines Ge gefundene Abhängigkeit wurde bereits am Anfang diskutiert. Hier wird der Ursprung der Rotverschiebung für die anderen Proben analysiert.

Die Ge-Schichten auf Si enthalten eine in der Ebene liegende (biaxiale) Zugverspannung von etwa 0,11 bis 0,14 % [74]. Nach den Berechnungen, siehe Abschn. 3.3, bewirkt eine

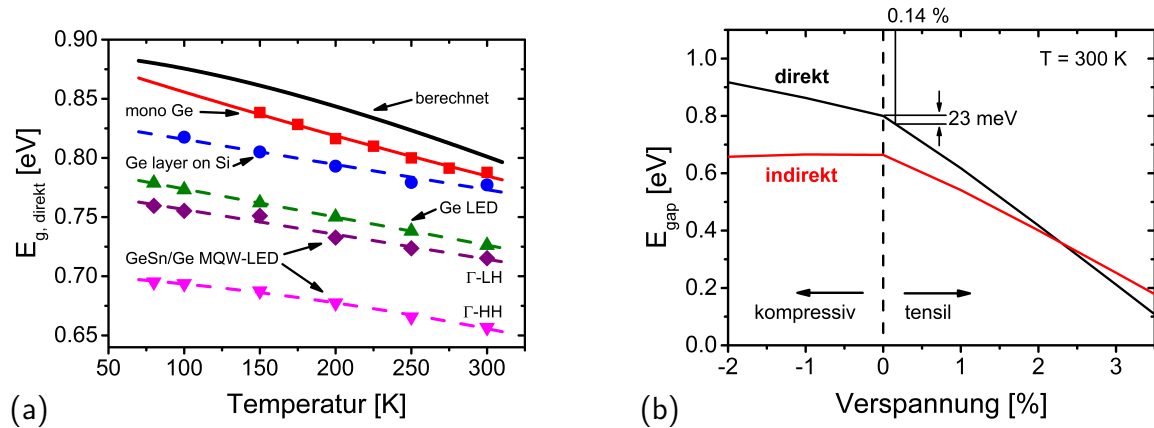


Abbildung 4.37 – (a) Temperaturabhängige Peakenergien der direkten Bandlücken der verschiedenen Proben. Die oberste Kurve zeigt das nach Varshni [22] berechnete Verhalten für die direkte Bandlücke von mono-Ge. (b) Berechnete Energien der direkten und indirekten Bandlücke für komprimiertes und zugverspanntes Ge.

Zugspannung von 0,14 % eine Rotverschiebung der direkten Bandlücke von etwa 23 meV, vgl. Abb. 4.37b. Diese Verschiebung stimmt ungefähr mit der Differenz des berechneten Wertes und der gemessenen Peakposition bei 300 K überein. Es ist zu beachten, dass der Einfluss der Eigenabsorption für dünne Ge-Schichten vernachlässigt werden kann, [69].

Die Rotverschiebung, die zwischen dem Peakmaximum der Ge-LED und der berechneten Bandlücke beobachtet wird, ist größer als 70 meV. Diese Rotverschiebung kann durch die Wirkung der Bandlückenverengung erklärt werden, die aufgrund des hohen Sb-Gehalts von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eine Verschiebung der Peakposition um ungefähr 30 meV verursacht. Darüber hinaus betrug die Zugspannung der aktiven Ge-Schicht der LED 0,13 %, was zu einer zusätzlichen Verschiebung von mehr als 20 meV führt. Zusätzlich erzeugt die Joule'sche Erwärmung während der EL-Messungen eine Rotverschiebung von etwa 20 meV, siehe Abb. 4.7.

Für die GeSn/Ge-MQW-LED, bei der die Lumineszenz aus den GeSn-QW-Schichten stammt, wird die größte Rotverschiebung beobachtet. Die Bandstruktur von GeSn ist im Vergleich zu Ge modifiziert. Durch des Erhöhen des Sn-Gehalts schrumpft die direkte Bandlücke, siehe z.B. [56]. Dies verursacht die Differenz der Peakenergien der direkten Linien Γ -HH und Γ -LH, wie in Abb. 4.37a gezeigt wird. Die gemessene

Differenz von 60 meV stimmt mit der von CHEN u. a. berechneten Energiedifferenz von 63 meV zwischen dem HH- und LH-Band überein [54].

Zusammenfassung

Das gemessene Temperaturverhalten des direkten Übergangs von Germanium in den untersuchten Proben entspricht der berechneten Abhängigkeit und spiegelt die direkte Bandlückenenergie wider. Es wurde gezeigt, dass die beobachteten Verschiebungen durch Zugspannung, Bandlückenverengung bzw. durch den Sn-Gehalt von GeSn-Quantum-Wells erzeugt werden. Ein Einfluss von Versetzungen auf den direkten Übergang wurde nicht beobachtet. Das Verständnis des gemessenen Temperaturverhaltens des indirekten Ge-Übergangs, welches nicht mit der berechneten Abhängigkeit übereinstimmt, ist begrenzt.

4.6 Vergleich der Lumineszenz-Intensitäten

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse der verschiedenen Parameter zusammengefasst und verglichen. Dazu wurden die Messwerte der EL-Intensitäten (i-Ge-, n-Ge- und Ge/GeSn-MQW-LED) und der PL-Intensität der Ge/Si MQWs, wie im Abschnitt 3.1.4 dargestellt, auf die Anregungsbedingungen korrigiert. Die Abbildung 4.38 zeigt einen direkten Vergleich der Spektren der Ge-LEDs und der GeSn-MQW-LED. Mit Hilfe einer Sb Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ konnte die Intensität der Ge-LED um den Faktor 4 gesteigert werden. Das Quanten-Confinement der GeSn/Ge-MQW-LED erhöhte die absolute Lumineszenz-Intensität um das 16-fache gegenüber der intrinsischen Ge-LED. Die Versetzungsfreiheit der pseudomorph gewachsenen Ge/Si-MQW-Struktu-

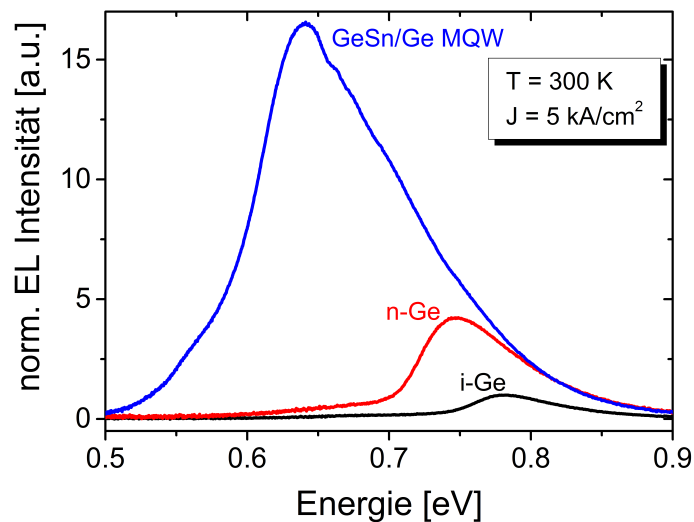


Abbildung 4.38 – Elektrolumineszenzspektren der verschiedenen LEDs. Die Intensitäten wurden auf die der intrinsischen Ge-Diode normiert. Die Strukturen oberhalb der aktiven Schicht der LEDs sind identisch. Deshalb kann man davon ausgehen, dass die Lichtextraktion vergleichbar ist. Die Intensität der GeSn/Ge-MQW-LED ist viermal so hoch wie die der hellsten Ge-LED mit einer Sb-Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

ren erhöht die Intensität um das 11-fache. Werden diese Werte auf die Intensität der intrinsischen Ge-LED normiert und dabei die Dicke der aktiven Schicht berücksichtigt, ergibt sich trotz der hohen Dichte an Durchstoßversetzungen ein 48-facher Anstieg der Lumineszenz der GeSn/Ge-MQW-LEDs. Aufgrund der Versetzungsfreiheit und

der extrem dünnen Ge-Schichten der Ge/Si-MQW-Strukturen würde sich sogar die 220-fache Intensität ergeben.

Den Vergleich der Lumineszenz-Intensitäten, welche durch die Donator-Konzentration, das Quanten-Confinement und durch die Versetzungsdichte beeinflusst wird, zeigt die Tabelle 4.4. Die vergleichsweise geringe Steigerung der Intensität durch die zusätzliche Zugverspannung mittels eines GeSn-VS-Substrat, siehe Abb. 4.13, ist in der Tabelle 4.4 nicht berücksichtigt.

Tabelle 4.4 – Vergleich der Intensitäten der direkten Band-zu-Band Lumineszenz (DBL) verschiedener Strukturen, einschließlich der Normierung auf die Dicke der aktiven Schicht.

	i-Ge	n ⁺ -Ge	GeSn/Ge MQW	Ge/Si MQW
Dicke der aktiven Schicht (kumuliert)	300 nm	300 nm	100 nm	15 nm
DBL Intensität	1×	4×	16×	11×
DBL auf Dicke normiert	1×	4×	48×	220×
Dichte der Durchstoßversetzungen		~ 10 ⁹ cm ⁻²		~ 0

5

Einfluss von Versetzungen auf die Diodenkennlinie

5.1 Probenbeschreibung

Um den Einfluss von Durchstoßversetzungen auf die Dioden-Kennlinie zu untersuchen, wurden die Kennlinien einer kommerziellen Ge Fotodiode mit der der undotierten Ge LED aus Abschnitt 4.2 verglichen. Bei der Referenzdiode handelt es sich um die Ge Photodiode FDG03 der Firma *Thorlabs Inc.* Diese wurde ausgewählt, da sie ebenfalls einen planaren pn-Übergang besitzt. Das bedeutet, dass dieser wie bei den Ge LEDs parallel zur Oberfläche verläuft. Des Weiteren konnte die aktive Fläche der Fotodiode aus dem Datenblatt entnommen werden. Somit konnten die entsprechenden Stromdichten berechnet werden um die gemessenen Kennlinien miteinander vergleichen zu können.

5.2 Kennlinien der untersuchten Proben

Abbildung 5.1 zeigt die teillogarithmisch dargestellten Kennlinien der jeweiligen Proben im Temperaturbereich von 80 bis 300 K. Die stärksten Änderungen treten bis zu einer Temperatur von 200 K auf. Darunter ändern sich die Kennlinien nur noch geringfügig. Die Schwellspannungen werden bei Abkühlung zu höheren Spannungen verschoben, da sich das Fermi-Niveau in Richtung Valenzband schiebt und somit die

5 Einfluss von Versetzungen auf die Diodenkennlinie

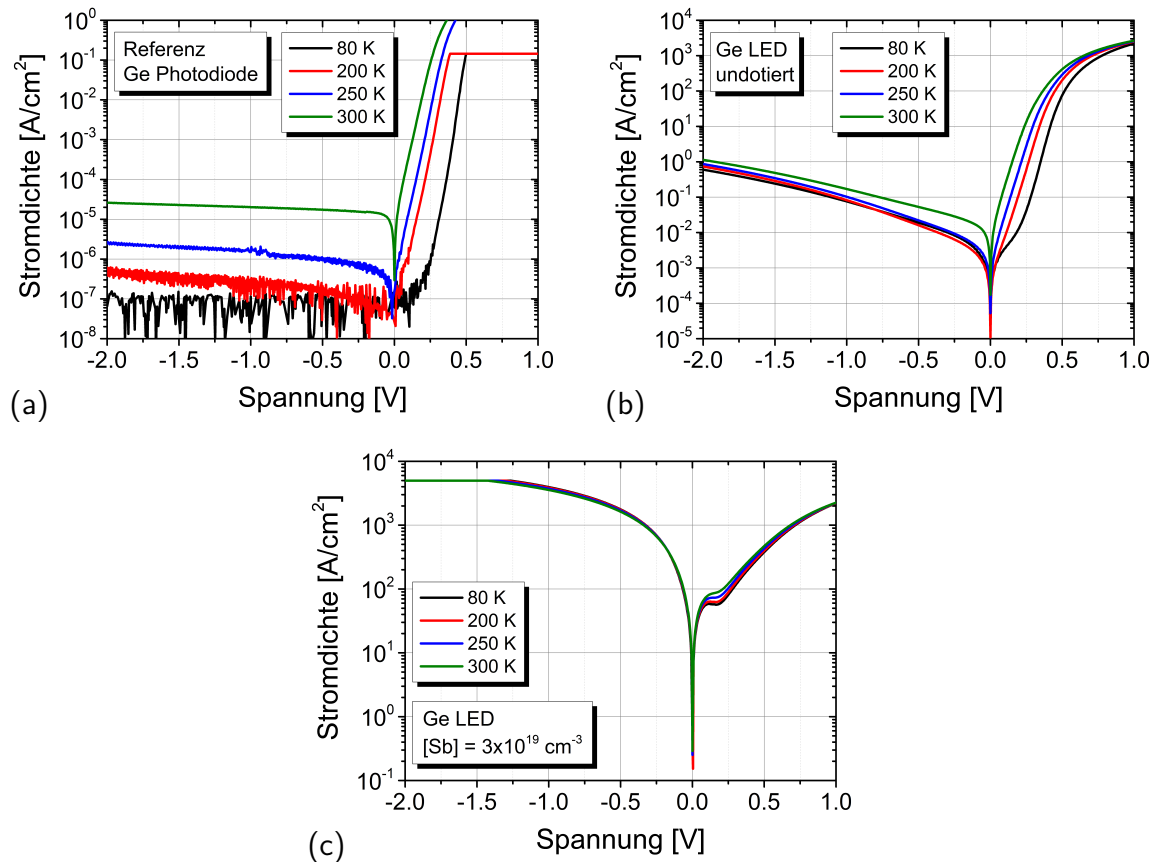


Abbildung 5.1 – Kennlinien der verschiedenen Proben im Temperaturbereich von 80 bis 300 K. (a) Referenz-Photodiode, (b) undotierte Ge LED, (c) n-dotierte Ge LED.

Besetzung der Zustände im Leitungsband durch die thermische Energie abnimmt. Somit wird auch der Sperrstrom kleiner. Im Fall der Fotodiode (siehe Abb. 5.1a) liegt der Sperrstrom bereits unterhalb der Messempfindlichkeit der Source-Measure-Unit. Ein Vergleich der Sperrstromdichten der Referenzdiode und der intrinsischen LED (siehe Abb. 5.1b) zeigt eine Erhöhung dieser um mehrere Größenordnungen für die LED. Dies ist auf die Shunt-Wirkung der Durchstoßversetzungen zurückzuführen. Eine genauere Analyse erfolgt im Abschnitt 5.4.

Die Sperrströme nehmen auch mit zunehmender Dotierung um mehrere Größenordnungen zu. Die hohe Sb-Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ der Ge-LED führt zu einem pn-Übergang bei dem beide Gebiete sehr stark dotiert sind. Dadurch entsteht eine Tunnel- bzw. Esaki-Diode. Dies hat zur Folge, dass die n-dotierte Ge-LED kein Sperr-

verhalten mehr zeigt und die Stromdichte im Vorwärtsbereich bereits unterhalb der Schwellspannung aufgrund der Tunnelströme zunimmt.

5.3 Einfluss eines Shunts

In diesem Abschnitt wird der Einfluss eines Shunts auf die Kennlinie behandelt. Als Shunt wird hierbei ein parasitärer Parallelwiderstand bezeichnet. In Abbildung 5.2a ist der Einfluss eines Parallel- und Serienwiderstandes auf die Diodenkennlinie dargestellt. Der Serienwiderstand ändert den Anstieg der Kennlinie im Bereich oberhalb der Schwellspannung. Wohingegen ein Parallelwiderstand den größten Einfluss unterhalb dieser hat.

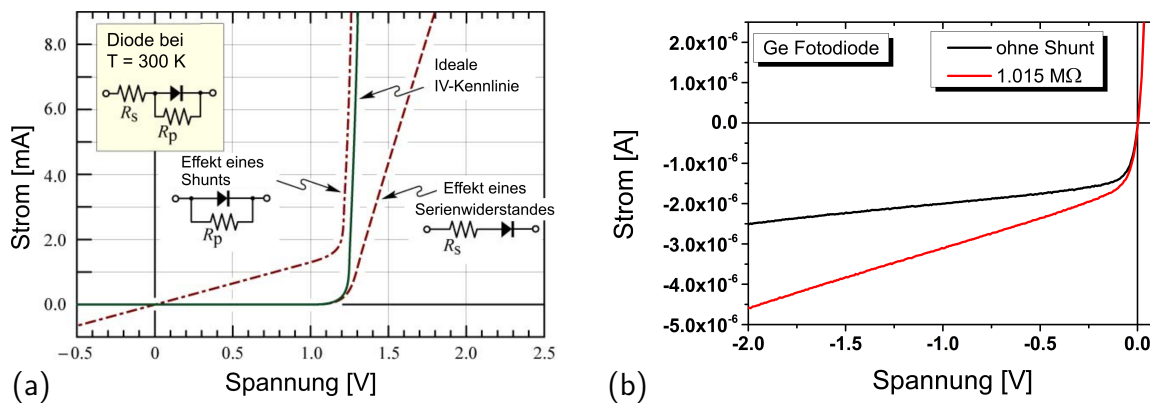


Abbildung 5.2 – (a) Beispielhafte Darstellung einer Diodenkennlinie um den Einfluss eines Parallel- und Serienwiderstands zu verdeutlichen, vgl. [23, S. 60]. (b) Kennlinie der Referenz-Fotodiode mit und ohne Parallelwiderstand (Shunt).

Der Einfluss eines Shunts wurde am Beispiel der Ge Fotodiode experimentell überprüft. Dazu wurde die Referenz-Diode mittels eines $1\text{ M}\Omega$ Widerstands geschuntet. Die Kennlinien mit und ohne Parallelwiderstand sind in Abb. 5.2b dargestellt. Aus den Anstiegen der Kennlinien im Sperrbereich wurde die Widerstände ermittelt. Die Differenz der beiden Widerstände bestätigt den Wert des zusätzlichen Shunts.

5.4 Abschätzung des spez. Widerstandes einer Versetzung

Da sich die Sperrstromdichten der Ge-Fotodiode und Ge-LED um mehrere Größenordnungen unterscheiden wird davon ausgegangen, dass die zusätzliche Stromdichte durch Versetzungen entsteht. Die Vorstellung ist so, dass sich jede einzelne Versetzung, da sie die komplette LED Struktur und somit auch den pn-Übergang durchstößt, wie ein zusätzlicher Leitungs kanal zwischen den Kontakten der LED verhält. Die Leitfähigkeit im Kern der Versetzung bestimmt somit den Widerstand dieser Verbindung und jede Versetzung als Parallelwiderstand (Shunt) zur eigentlichen Diode wirkt. Der Parallelwiderstand der gesamten Ge-LED ist also durch den Widerstand der Durchstoßversetzungen geprägt ist.

Zur Abschätzung des spezifischen Widerstandes ρ_{TD} einer Versetzung wurde der Parallelwiderstand R der undotierten Ge LED im Sperrbereich nahe dem Koordinatenursprung bestimmt, vgl. [23, S. 60]. Der Beitrag einer einzelnen Versetzung R_{TD} zum Gesamtwiderstand R ist dann gegeben durch:

$$R = \frac{R_{TD}}{n}, \quad (5.1a)$$

$$R_{TD} = n \cdot R. \quad (5.1b)$$

Bei einer Versetzungsdichte von 10^9 cm^{-2} entfallen auf die Fläche der Ge LED $n_{TD} = 2,01 \times 10^5$ Versetzungen. Der Widerstand einer einzelnen Versetzung beträgt demnach $R_{TD} = 1,203 \times 10^{11} \Omega$. Der spezifische Widerstand ρ_{TD} ergibt sich aus:

$$\rho_{TD} = R_{TD} \cdot \frac{A_{TD}}{d}, \quad (5.2)$$

wobei A_{TD} der Querschnitt des Versetzungskerns und d die Dicke der aktiven Schicht der LED ist. Für den Querschnitt des Versetzungskerns wird ebenfalls ein Querschnitt von 1 nm^2 angenommen, vgl. [75]. Die Dicke der aktiven Schicht der Ge LED beträgt 300 nm und wird hier als Länge einer Versetzung verwendet. Der spezifische Widerstand einer Durchstoßversetzung im Germanium beträgt somit $\rho_{TD, Ge} \cong 4 \Omega \text{ cm}$ bei einer Temperatur von 300 K .

Tabelle 5.1 – Widerstandswerte der untersuchten Ge-Fotodiode und undotierten Ge LED. Es sind jeweils die aktive Fläche A , der aus der Stromdichte ermittelte Widerstand R^* und der aus den vorherigen Werten berechnete Widerstand R angegeben.

Probe	A [cm ²]	R^* [Ω cm ²]	R [Ω]
Ge Photodiode	$7,10 \times 10^{-2}$	$1,290 \times 10^5$	$1,824 \times 10^6$
Ge LED	$2,01 \times 10^{-4}$	$1,204 \times 10^1$	$5,989 \times 10^4$

Dies ist natürlich nur eine grobe Näherung, da die Durchstoßversetzungen nicht parallel zur Wachstumsrichtung verlaufen, sondern in den {111}-Ebenen. Nichtsdestotrotz ist dieser Wert um 8 Größenordnungen größer als der Wert, den REICHE u. a. [75] für Versetzungen in Silizium ($\rho_{TD, Si} \cong 1 \times 10^{-8} \Omega \text{ cm}$) gefunden haben. Dies erklärt auch, warum die untersuchten Ge-LEDs trotz der hohen Anzahl an Versetzungen noch funktionsfähig sind. Silizium-Bauelemente würden schon bei geringeren Versetzungsdichten versagen.

5.5 Zusammenfassung

Versetzungen haben einen Einfluss auf die Kennlinie von Ge-Dioden. Es wurde gezeigt, dass sich die Form der Kennlinie nur unwesentlich ändert, allerdings steigt die Stromdichte in Sperrrichtung um mehrere Größenordnungen an. Dies liegt an der Shunt-Wirkung der Versetzungen, d. h. jede Versetzung wirkt wie ein Parallelwiderstand zur eigentlichen Diode. Eine Abschätzung des spezifischen elektrischen Widerstands einer Durchstoßversetzung in Ge ergab einen Wert von $\rho_{TD, Ge} \cong 4 \Omega \text{ cm}$. Dieser Wert ist um acht Größenordnungen höher als ein vergleichbarer Wert für Silizium. Dies erklärt warum Ge-Leuchtdioden mit Versetzungsdichten im Bereich von 10^9 cm^{-2} noch funktionsfähig sind und ein Dioden-Charakter aufweisen.

6

Abschließende Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurde hauptsächlich die Lumineszenz von Germanium-Strukturen auf Silizium Substrat mittels Photo- und Elektrolumineszenz untersucht. Die Lumineszenz von Bulk-Germanium wird durch den indirekten Übergang dominiert. Geht man zu dünnen Ge-Schichten über, steigt die beobachtete Intensität des direkten Übergangs. Mit dem Ziel der technischen Nutzbarkeit der direkten Germanium-Lumineszenz als Lichtquelle für die Silizium-Photonik wurde der Einfluss verschiedener Parameter, wie z. B. die Dotierstoffkonzentration, die Verspannung der aktiven Schicht, die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration durch Quanten-Confinement und Versetzungen untersucht.

Die Dotierung der aktiven Schicht verschiebt das Fermi-Niveau in Richtung Leitungsband und erhöht somit auch die Ladungsträgerkonzentration am Γ -Punkt. Dies führte zu einem positiven Ergebnis in Bezug auf die Lumineszenz-Intensität in dem eine Sb-Dotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Lumineszenz auf das Vierfache erhöhte.

Eine zusätzliche Zugverspannung der aktiven Schicht durch ein GeSn virtuelles Substrat hilft bei der Lumineszenz-Ausbeute. Allerdings sind die technisch erreichten Verspannungen sehr gering und ändern wenig an der Energiedifferenz zwischen dem indirekten und direkten Übergang. Im Vergleich der Intensitäten bringt der Einsatz von GeSn als virtuelles Substrat, auch aufgrund der erhöhten Brisanz durch die geringe Löslichkeit von Sn in Ge, nur wenig Vorteile.

Obwohl die Versetzungsfreiheit der Ge/Si-MQW-Strukturen eine sehr hohe Intensität zeigt, ist das Verhalten der Lumineszenz im Detail schwierig zu erklären. Die Typ-II-

Ausrichtung der Bänder und somit die räumliche Trennung der Elektron und Löcher in den jeweiligen Schichten führt zu teilweise unverstandenem Verhalten. Grundsätzlich sind MQW-Strukturen aber zu bevorzugen, da sie die Ladungsträgerkonzentration in der aktiven Schicht erhöhen. Dies haben die Untersuchungen der GeSn/Ge-MQW-LEDs gezeigt, in dem die Lumineszenz durch das Confinement erheblich gesteigert wurde.

Die Untersuchung des Einflusses von Versetzungen haben gezeigt, dass sie das Temperaturverhalten der Lumineszenz des indirekten Übergangs umkehren, jedoch keinen Einfluss auf das Verhalten des direkten Übergangs haben. Es wurde auch gefunden, dass bereits Versetzungsdichten von 10^6 cm^{-2} die Lumineszenz um ein bis zwei Größenordnungen reduzieren. Zu einem ähnlichen Schluss kam der Vergleich der Intensitäten zwischen den Ge-LEDs mit Versetzungsdichten im Bereich von 10^9 cm^{-2} und der versetzungsfreien Ge/Si-MQW-Struktur. Das bedeutet, dass eine Reduzierung der Versetzungen zu einem erheblichen Anstieg der Lumineszenz-Intensität führen würde.

Als letztes wurde der Einfluss der Versetzungen auf die Diodenkennlinie untersucht. Es wurde gezeigt, dass die Durchstoßversetzungen als zusätzliche Leitungs Kanäle in der Diode wirken, da sie den pn-Übergang kreuzen. Der spezifische elektrische Widerstand einer Durchstoßversetzung konnte auf $\rho_{\text{TD, Ge}} \cong 4 \Omega \text{ cm}$ abgeschätzt werden und ergab einen deutlich höheren Wert als für Versetzungen in Si. Obwohl die Versetzungen in Germanium nicht so tragische Auswirkungen haben wie in Silizium, sollten Sie möglichst vermieden werden da sie die Verlustleistung der Diode erhöhen.

Somit lässt sich zusammenfassen, dass im Hinblick auf eine möglichst hohe Lumineszenz-Ausbeute, der Einsatz von MQW-Strukturen und das Vermeiden bzw. Reduzieren von Versetzungen eine hohe Priorität haben sollte. Ebenfalls sollte nach Möglichkeiten der Passivierbarkeit von Versetzungen geforscht werden, falls sie aufgrund unterschiedlicher Materialsysteme unvermeidbar sind, da sie doch einen erheblichen Einfluss auf die Effizienz der Lumineszenz-Intensität haben.

Literaturverzeichnis

- [1] RICHARD SOREF, JOHN KOUVETAKIS und JOSE MENENDEZ: „Advances in SiGeSn/Ge Technology“. *MRS Proceedings* (2006), Bd. 958: S. 471. DOI: 10.1557/PROC-0958-L01-08.
- [2] L. C. KIMERLING, L. DAL NEGRO, S. SAINI, Y. YI, D. AHN, S. AKIYAMA, D. CANNON, J. LIU, J. G. SANDLAND, D. SPARACIN, J. MICHEL, K. WADA und M. R. WATTS: „Monolithic Silicon Microphotonics“. *Silicon Photonics*. Bd. 94. Topics in Applied Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004: S. 89–120. ISBN: 978-3-540-21022-1. DOI: 10.1007/978-3-540-39913-1_3.
- [3] LAURENT VIVIEN, Hrsg.: *Handbook of silicon photonics*. Series in Optics and Optoelectronics. Boca Raton: CRC Press, 2013. ISBN: 978-1-4398-3611-8.
- [4] LORENZO PAVESI und DAVID J. LOCKWOOD: *Silicon Photonics*. Bd. 94. Topics in Applied Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004. ISBN: 3-540-21022-9. DOI: 10.1007/b11504.
- [5] M. A. GREEN, J. ZHAO, A. WANG, P. J. REECE und M. GAL: „Efficient silicon light-emitting diodes“. *Nature* (2001), Bd. 412(6849): S. 805–808. ISSN: 0028-0836. DOI: 10.1038/35090539.
- [6] T. ARGUIROV, M. KITTLER, W. SEIFERT, X. YU und M. REICHE: „Towards silicon based light emitter utilising the radiation from dislocation networks“. *Materials Science and Engineering: B* (2006), Bd. 134(2-3): S. 109–113. ISSN: 09215107. DOI: 10.1016/j.mseb.2006.07.020.
- [7] SALVATORE COFFA, GIORGIA FRANZO und FRANCESCO PRIOLO: „Light Emission From Er-Doped Si: Materials Properties, Mechanisms, and Device Performance“. *MRS Bulletin* (1998), Bd. 23(04): S. 25–32. ISSN: 0883-7694.
- [8] NAE-MAN PARK, TAE-SOO KIM und SEONG-JU PARK: „Band gap engineering of amorphous silicon quantum dots for light-emitting diodes“. *Applied Physics Letters* (2001), Bd. 78(17): S. 2575–2577. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1367277.
- [9] TING WANG, HUIYUN LIU, ANDREW LEE, FRANCESCA POZZI und ALWYN SEEDS: „1.3 μm InAs/GaAs quantum-dot lasers monolithically grown on Si substrates“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(12): S. 11381–11386. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.19.011381.

- [10] SIMING CHEN, WEI LI, JIANG WU, QI JIANG, MINGCHU TANG, SAMUEL SHUTTS, STELLA N. ELLIOTT, ANGELA SOBIESIERSKI, ALWYN J. SEEDS, IAN ROSS, PETER M. SMOWTON und HUIYUN LIU: „Electrically pumped continuous-wave III–V quantum dot lasers on silicon“. *Nature Photonics* (2016), Bd. 10(5): S. 307–311. ISSN: 1749-4885. DOI: 10.1038/nphoton.2016.21.
- [11] JIFENG LIU, XIAOCHEN SUN, RODOLFO CAMACHO-AGUILERA, LIONEL C. KIMERLING und JURGEN MICHEL: „Ge-on-Si laser operating at room temperature“. *Optics letters* (2010), Bd. 35(5): S. 679–681. ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/OL.35.000679.
- [12] S. WIRTHS, R. GEIGER, N. VON DEN DRIESCH, G. MUSSLER, T. STOICA, S. MANTL, Z. IKONIC, M. LUYBERG, S. CHIUSSI, J. M. HARTMANN, H. SIGG, J. FAIST, D. BUCA und D. GRÜTZMACHER: „Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si“. *Nature Photonics* (2015), Bd. 9(2): S. 88–92. ISSN: 1749-4885. DOI: 10.1038/nphoton.2014.321.
- [13] XIAOCHEN SUN, JIFENG LIU, LIONEL C. KIMERLING und JURGEN MICHEL: „Room-temperature direct bandgap electroluminescence from Ge-on-Si light-emitting diodes“. *Optics Letters* (2009), Bd. 34(8): S. 1198. ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/OL.34.001198.
- [14] S. Q. YU, S. A. GHETMIRI, W. DU, J. MARGETIS, Y. ZHOU, A. MOSLEH, S. AL-KABI, A. NAZZAL, G. SUN, R. A. SOREF, J. TOLLE, B. LI und H. A. NASEEM: „Si based GeSn light emitter: mid-infrared devices in Si photonics“. *SPIE OPTO*. Hrsg. von GRAHAM T. REED und MICHAEL R. WATTS. SPIE Proceedings. SPIE, 2015: 93670R. DOI: 10.1117/12.2077778.
- [15] RODOLFO E. CAMACHO-AGUILERA, YAN CAI, NEIL PATEL, JONATHAN T. BESSETTE, MARCO ROMAGNOLI, LIONEL C. KIMERLING und JURGEN MICHEL: „An electrically pumped germanium laser“. *Optics Express* (2012), Bd. 20(10): S. 11316–11320. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.20.011316.
- [16] ADRIAN KITAI: *Principles of solar cells, LEDs, and diodes: The role of the PN junction*. Chichester, West Sussex, U.K: Wiley, 2011. ISBN: 9781119974550. DOI: 10.1002/9781119974543.
- [17] MARIUS GRUNDMANN: *The Physics of Semiconductors*. Berlin und Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 978-3-642-13883-6. DOI: 10.1007/978-3-642-13884-3.
- [18] ERICH KASPER und D. J. PAUL: *Silicon Quantum Integrated Circuits: Silicon-Germanium Heterostructure Devices: Basics and Realisations*. NanoScience and Technology. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. ISBN: 3-540-22050-X. DOI: 10.1007/b137494.

- [19] J. W. MATTHEWS und A. E. BLAKESLEE: „Defects in epitaxial multilayers“. *Journal of Crystal Growth* (1975), Bd. 29(3): S. 273–280. ISSN: 00220248. DOI: 10.1016/0022-0248(75)90171-2.
- [20] H. SCHLANGENOTTO, H. MAEDER und W. GERLACH: „Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in silicon“. *Physica Status Solidi (a)* (1974), Bd. 21(1): S. 357–367. ISSN: 00318965. DOI: 10.1002/pssa.2210210140.
- [21] W. VAN ROOSBROECK und W. SHOCKLEY: „Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium“. *Physical Review* (1954), Bd. 94(6): S. 1558–1560. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/physrev.94.1558.
- [22] Y.P. VARSHNI: „Temperature dependence of the energy gap in semiconductors“. *Physica* (1967), Bd. 34(1): S. 149–154. ISSN: 00318914. DOI: 10.1016/0031-8914(67)90062-6.
- [23] E. FRED SCHUBERT: *Light-emitting diodes*. Cambridge (Uk), New York: Cambridge University Press, 2003. ISBN: 0-521-53351-1.
- [24] W. SHOCKLEY und W. READ: „Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons“. *Physical Review* (1952), Bd. 87(5): S. 835–842. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/physrev.87.835.
- [25] R. HALL: „Electron-Hole Recombination in Germanium“. *Physical Review* (1952), Bd. 87(2): S. 387. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/physrev.87.387.
- [26] JACQUES I. PANKOVE: *Optical processes in semiconductors*. New York und London: Dover Publications [etc.] und Constable, 1975. ISBN: 9780486138701.
- [27] MARK J. KERR und ANDRES CUEVAS: „General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon“. *Journal of Applied Physics* (2002), Bd. 91(4): S. 2473. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1432476.
- [28] J. DZIEWIOR und W. SCHMID: „Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon“. *Applied Physics Letters* (1977), Bd. 31(5): S. 346. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.89694.
- [29] R. LABUSCH und W. SCHRÖTER: „Electrical properties of dislocations in semiconductors“. *Dislocations in Solids*. Hrsg. von FRANK REGINALD NUNES NABARRO. Bd. 5. Dislocations in Solids Series. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1980: S. 127–192. ISBN: 978-0-444-85050-8.
- [30] WOLFGANG SCHRÖTER und HANS CERVA: „Interaction of Point Defects with Dislocations in Silicon and Germanium: Electrical and Optical Effects“. *Solid State Phenomena* (2001), Bd. 85-86: S. 67–144. ISSN: 1662-9779. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.85-86.67.
- [31] TZANIMIR ARGUIROV: „Electro-optical properties of dislocations in silicon and their possible application for light emitters“. Dissertation. Cottbus: Brandenburgische Technische Universität, 2007.

- [32] A. N. IZOTOV, A. I. KOLYUBAKIN, S. A. SHEVCHENKO und E. A. STEINMAN: „Photoluminescence and splitting of dislocations in germanium“. *Physica Status Solidi (a)* (1992), Bd. 130(1): S. 193–198. ISSN: 00318965.
- [33] S. SHEVCHENKO und A. TERESHCHENKO: „Peculiarities of dislocation photoluminescence in germanium with quasi-equilibrium dislocation structure“. *physica status solidi (c)* (2007), Bd. 4(8): S. 2898–2902. ISSN: 16101634. DOI: 10.1002/pssc.200675485.
- [34] S. SHEVCHENKO und A.N TERESHCHENKO: „Dislocation Photoluminescence in Silicon and Germanium“. *Solid State Phenomena* (2008), Bd. 131-133: S. 583–588. ISSN: 1662-9779. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.131-133.583.
- [35] M. HOLLA, TZANIMIR ARGUIROV, G. JIA, MARTIN KITTLER, C. FRANK-ROTSCH, F. M. KIESSLING und P. RUDOLPH: „Defect Characterization of Poly-Ge and VFG-Grown Ge Material“. *Solid State Phenomena* (2009), Bd. 156-158: S. 483–486. ISSN: 1662-9779. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.156-158.483.
- [36] VIJAY R. D’COSTA, CANDI S. COOK, A. G. BIRDWELL, CHRIS L. LITTLER, MICHAEL CANONICO, STEFAN ZOLLNER, JOHN KOUVETAKIS und JOSÉ MENÉNDEZ: „Optical critical points of thin-film $\text{Ge}_{1-y}\text{Sn}_y$ alloys: A comparative $\text{Ge}_{1-y}\text{Sn}_y/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ study“. *Thin Solid Films* (2006), Bd. 73(12): S. 217. ISSN: 00406090. DOI: 10.1103/PhysRevB.73.125207.
- [37] WAN-JIAN YIN, XIN-GAO GONG und SU-HUAI WEI: „Origin of the unusually large band-gap bowing and the breakdown of the band-edge distribution rule in the $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys“. *Physical Review B* (2008), Bd. 78(16). ISSN: 1098-0121. DOI: 10.1103/PhysRevB.78.161203.
- [38] R. KOTLYAR, U. E. AVCI, S. CEA, R. RIOS, T. D. LINTON, K. J. KUHN und I. A. YOUNG: „Bandgap engineering of group IV materials for complementary n and p tunneling field effect transistors“. *Applied Physics Letters* (2013), Bd. 102(11): S. 113106. DOI: 10.1063/1.4798283.
- [39] K. ALBERI, J. BLACKSBERG, L. D. BELL, S. NIKZAD, K. M. YU, O. D. DUBON und W. WALUKIEWICZ: „Band anticrossing in highly mismatched $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}$ semiconducting alloys“. *Physical Review B* (2008), Bd. 77(7): S. 73202. DOI: 10.1103/PhysRevB.77.073202.
- [40] F. A. TRUMBORE: „Solid Solubilities and Electrical Properties of Tin in Germanium Single Crystals“. *Journal of The Electrochemical Society* (1956), Bd. 103(11): S. 597. ISSN: 00134651. DOI: 10.1149/1.2430167.
- [41] YOSHIHITO MAEDA, NOBUO TSUKAMOTO, YOSHIAKI YAZAWA, YOSHIHIKO KANEMITSU und YASUAKI MASUMOTO: „Visible photoluminescence of Ge microcrystals embedded in SiO_2 glassy matrices“. *Japanese Journal of Applied Physics* (1991), Bd. 59(24): S. 3168–3170. ISSN: 0021-4922. DOI: 10.1063/1.105773.

- [42] YIYING WU und PEIDONG YANG: „Germanium Nanowire Growth via Simple Vapor Transport“. *Chemistry of Materials* (2000), Bd. 12(3): S. 605–607. ISSN: 0897-4756. DOI: 10.1021/cm9907514.
- [43] PETER Y. YU und MANUEL CARDONA: *Fundamentals of semiconductors: Physics and materials properties*. Third, Revised and Enlarged Edition. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005. ISBN: 3-540-25470-6.
- [44] JIFENG LIU, XIAOCHEN SUN, DONG PAN, XIAOXIN WANG, LIONEL C. KIMERLING, THOMAS L. KOCH und JURGEN MICHEL: „Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si“. *Optics Express* (2007), Bd. 15(18): S. 11272. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.15.011272.
- [45] T. ARGUIROV, M. KITTLER und N. V. ABROSIMOV: „Room temperature luminescence from Germanium“. *Journal of Physics: Conference Series* (2011), Bd. 281: S. 12021. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/281/1/012021.
- [46] MARTIN KITTLER, TZANIMIR ARGUIROV, MICHAEL OEHME, YUJI YAMAMOTO, BERND TILLACK und NIKOLAI V. ABROSIMOV: „Photoluminescence study of Ge containing crystal defects“. *Physica Status Solidi (a)* (2011), Bd. 208(4): S. 754–759. ISSN: 00318965. DOI: 10.1002/pssa.201084010.
- [47] YUJI YAMAMOTO, MICHAEL REINER BARGET, GIOVANNI CAPELLINI, NORIYUKI TAOKA, MICHELE VIRGILIO, PETER ZAUMSEIL, ANNE HESSE, THOMAS SCHROEDER und BERND TILLACK: „Photoluminescence of phosphorous doped Ge on Si (100)“. *Materials Science in Semiconductor Processing* (2017), Bd. 70: S. 111–116. ISSN: 13698001. DOI: 10.1016/j.mssp.2016.09.008.
- [48] S. BROTZMANN, H. BRACHT, E. SIMOEN, E. E. HALLER, J. S. CHRISTENSEN und P. WERNER: „Diffusion and defect reactions between donors, C, and vacancies in Ge. I. Experimental results“. *Physical Review B* (2008), Bd. 77(23). ISSN: 1098-0121. DOI: 10.1103/PhysRevB.77.235207.
- [49] C. HAAS: „Infrared Absorption in Heavily Doped n-Type Germanium“. *Physical Review* (1962), Bd. 125(6): S. 1965–1971. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.125.1965.
- [50] MICHAEL OEHME, MARTIN GOLLHOFER, DANIEL WIDMANN, MARC SCHMID, MATHIAS KASCHEL, ERICH KASPER und JÖRG SCHULZE: „Direct bandgap narrowing in Ge LED’s on Si substrates“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(2): S. 2206. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.21.002206.
- [51] G. D. MAHAN: „Energy gap in Si and Ge: Impurity dependence“. *Journal of Applied Physics* (1980), Bd. 51(5): S. 2634. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.327994.

- [52] MARC SCHMID, MICHAEL OEHME, MARTIN GOLLHOFER, ROMAN KÖRNER, MATHIAS KASCHEL, ERICH KASPER und JOERG SCHULZE: „Effect of heavy doping and strain on the electroluminescence of Ge-on-Si light emitting diodes“. *Thin Solid Films* (2014), Bd. 557: S. 351–354. ISSN: 00406090. DOI: 10.1016/j.tsf.2013.08.041.
- [53] EVANGELOS ANASTASSAKIS und MANUEL CARDONA: „Chapter 3 Phonons, Strains, and Pressure in Semiconductors“. Bd. 55. *Semiconductors and Semimetals*. Elsevier, 1998: S. 117–233. ISBN: 9780127521633. DOI: 10.1016/S0080-8784(08)60081-2.
- [54] ROBERT CHEN, SUYOG GUPTA, YI-CHIAU HUANG, YIJIE HUO, CHARLES W. RUDY, ERROL SANCHEZ, YIHWAN KIM, THEODORE I. KAMINS, KRISHNA C. SARASWAT und JAMES S. HARRIS: „Demonstration of a Ge/GeSn/Ge quantum-well microdisk resonator on silicon: enabling high-quality Ge(Sn) materials for micro- and nanophotonics“. *Nano letters* (2014), Bd. 14(1): S. 37–43. ISSN: 1530-6984. DOI: 10.1021/nl402815v.
- [55] WEI DU, YIYIN ZHOU, SEYED A. GHETMIRI, ABOOZAR MOSLEH, BENJAMIN R. CONLEY, AMJAD NAZZAL, RICHARD A. SOREF, GREG SUN, JOHN TOLLE, JOE MARGETIS, HAMEED A. NASEEM und SHUI-QING YU: „Room-temperature electroluminescence from Ge/Ge_{1-x}Sn_x/Ge diodes on Si substrates“. *Applied Physics Letters* (2014), Bd. 104(24): S. 241110. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4884380.
- [56] J. D. GALLAGHER, C. L. SENARATNE, P. SIMS, T. AOKI, J. MENÉNDEZ und J. KOUVETAKIS: „Electroluminescence from GeSn heterostructure pin diodes at the indirect to direct transition“. *Applied Physics Letters* (2015), Bd. 106(9): S. 091103. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4913688.
- [57] MICHAEL OEHME, KONRAD KOSTECKI, TZANIMIR ARGUIROV, GREGOR MUSSLER, KAIHENG YE, MARTIN GOLLHOFER, MARC SCHMID, MATHIAS KASCHEL, ROMAN ALEXANDER KORNER, MARTIN KITTLER, DAN BUCA, ERICH KASPER und JOERG SCHULZE: „GeSn Heterojunction LEDs on Si Substrates“. *IEEE Photonics Technology Letters* (2014), Bd. 26(2): S. 187–189. ISSN: 1041-1135. DOI: 10.1109/LPT.2013.2291571.
- [58] BERNHARD SCHWARTZ, MICHAEL OEHME, ROMAN KOERNER, STEFAN BECHLER, JÖRG SCHULZE und MARTIN KITTLER: „Luminescence of strained Ge on GeSn virtual substrate grown on Si (001)“. *Proc. SPIE* (2017), Bd. 10108: S. 101080D. DOI: 10.1117/12.2249564.
- [59] BERNHARD SCHWARTZ, ANDRÉ KLOSSEK, MARTIN KITTLER, MICHAEL OEHME, ERICH KASPER und JÖRG SCHULZE: „Electroluminescence of germanium LEDs on silicon: Influence of antimony doping“. *physica status solidi (c)* (2014), Bd. 11(11-12): S. 1686–1691. ISSN: 18626351. DOI: 10.1002/pssc.201400056.

- [60] MICHAEL OEHME, ROMAN KOERNER, PETER ZAUMSEIL, O. LATZEL, KONRAD KOSTECKI, MARTIN GOLLHOFER, STEFAN BECHLER, MARTIN KITTLER und JÖRG SCHULZE: „N-type doped tensile strained Ge LEDs on GeSn virtual substrates“. *IEEE Photonics Technology Letters* (2017), Bd.: in preparation. ISSN: 1041-1135.
- [61] HAI LIN, ROBERT CHEN, WEISHENG LU, YIJIE HUO, THEODORE I. KAMINS und JAMES S. HARRIS: „Investigation of the direct band gaps in Ge_{1-x}Sn_x alloys with strain control by photoreflectance spectroscopy“. *Applied Physics Letters* (2012), Bd. 100(10): S. 102109. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.3692735.
- [62] B. SCHWARTZ, T. ARGUIROV, M. KITTLER, M. OEHME, K. KOSTECKI, E. KASPER und J. SCHULZE: „Comparison of EL emitted by LEDs on Si substrates containing Ge and Ge/GeSn MQW as active layers“. *Proc. SPIE 9367, Silicon Photonics X*. Hrsg. von GRAHAM T. REED und MICHAEL R. WATTS. 2015: 93671H. DOI: 10.1117/12.2080816.
- [63] M. OEHME, D. WIDMANN, K. KOSTECKI, P. ZAUMSEIL, B. SCHWARTZ, M. GOLLHOFER, R. KOERNER, S. BECHLER, M. KITTLER, E. KASPER und J. SCHULZE: „GeSn/Ge multi-quantum well photodetectors on Si substrates“. *Optics letters* (2014), Bd. 39(16): S. 4711–4714. ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/OL.39.004711.
- [64] SEYED AMIR GHETMIRI, WEI DU, BENJAMIN R. CONLEY, ABOOZAR MOSLEH, AMJAD NAZZAL, GREG SUN, RICHARD A. SOREF, JOE MARGETIS, JOHN TOLLE, HAMEED A. NASEEM und SHUI-QING YU: „Shortwave-infrared photoluminescence from Ge_{1-x}Sn_x thin films on silicon“. *Journal of Vacuum Science & Technology B* (2014), Bd. 32(6): S. 60601. ISSN: 2166-2746. DOI: 10.1116/1.4897917.
- [65] B. SCHWARTZ, T. ARGUIROV, M. KITTLER, M. OEHME, K. KOSTECKI, E. KASPER und J. SCHULZE: „Comparison of EL emitted by LEDs on Si substrates containing Ge and Ge/GeSn MQW as active layers“. *SPIE OPTO*. Hrsg. von GRAHAM T. REED und MICHAEL R. WATTS. SPIE Proceedings. SPIE, 2015: 93671H. DOI: 10.1117/12.2080816.
- [66] V. V. RODDATIS, A. L. VASILIEV und M. V. KOVALCHUK: „The microstructure of Ge/Si layers grown at low temperature“. *Journal of Physics: Conference Series* (2013), Bd. 471: S. 012044. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/471/1/012044.
- [67] T. WENDAV, I. A. FISCHER, M. VIRGILIO, G. CAPELLINI, F. OLIVEIRA, M. F. CERQUEIRA, A. BENEDETTI, S. CHIUSI, P. ZAUMSEIL, B. SCHWARTZ, K. BUSCH und J. SCHULZE: „Photoluminescence from ultrathin Ge-rich multiple quantum wells observed up to room temperature: Experiments and modeling“. *Physical Review B* (2016), Bd. 94(24). ISSN: 1098-0121. DOI: 10.1103/PhysRevB.94.245304.
- [68] BERNHARD SCHWARTZ, MANFRED REICHE und MARTIN KITTLER: „Temperature dependence of luminescence from dislocated Ge on Si substrate“. *Materials Today: Proceedings* (2018), Bd. 5(6): S. 14712–14721. ISSN: 22147853. DOI: 10.1016/j.matpr.2018.03.061.

- [69] HAYNES und N. G. NILSSON: „Radiative recombination in Semiconductors“. *Proc. 7th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, Paris*. 1964: S. 27.
- [70] M. KITTLER, T. ARGUIROV, A. FISCHER und W. SEIFERT: „Silicon-based light emission after ion implantation“. *Optical Materials* (2005), Bd. 27(5): S. 967–972. ISSN: 09253467. DOI: 10.1016/j.optmat.2004.08.045.
- [71] TU HOANG, J. HOLLEMAN, PHUONG LEMINH, J. SCHMITZ, T. MCHEDLIDZE, T. ARGUIROV und M. KITTLER: „Influence of Dislocation Loops on the Near-Infrared Light Emission From Silicon Diodes“. *IEEE Transactions on Electron Devices* (2007), Bd. 54(8): S. 1860–1866. ISSN: 0018-9383. DOI: 10.1109/TED.2007.901072.
- [72] N. A. DROZDOV, A. A. PATRIN und V. D. TKACHEV: „Recombination radiation on dislocations in silicon“. *Pis'ma v ZhETF* (1976), Bd. 23(11): S. 651–653.
- [73] M. KITTLER und W. SEIFERT: „EBIC defect characterisation: state of understanding and problems of interpretation“. *Materials Science and Engineering: B* (1996), Bd. 42(1-3): S. 8–13. ISSN: 09215107. DOI: 10.1016/S0921-5107(96)01677-7.
- [74] YUJI YAMAMOTO, PETER ZAUMSEIL, TZANIMIR ARGUIROV, MARTIN KITTLER und BERND TILLACK: „Low threading dislocation density Ge deposited on Si (100) using RPCVD“. *Solid-State Electronics* (2011), Bd. 60(1): S. 2–6. ISSN: 00381101. DOI: 10.1016/j.sse.2011.01.032.
- [75] MANFRED REICHE, MARTIN KITTLER, WILFRIED ERFURTH, ECKHARD PIPPEL, KORNELIA SKLAREK, HORST BLUMTRITT, ANGELIKA HAEHNEL und HARTMUT UEBENSEE: „On the electronic properties of a single dislocation“. *Journal of Applied Physics* (2014), Bd. 115(19): S. 194303. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.4876265.

Wissenschaftliche Sichtbarkeit

Publikationen

1. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Temperature dependence of luminescence from dislocated Ge on Si substrate“, *Materials Today: Proceedings* 5 (6), pp. 14712-14721 (2018). DOI: 10.1016/j.matpr.2018.03.061.
2. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Influence of strain, donor concentration, carrier confinement and dislocation density on the efficiency of luminescence of Ge-based structures on Si substrate“, *Phys. Status Solidi C*, 1700018 (2017). DOI: 10.1002/pssc.201700018.
3. B. Schwartz, M. Oehme, R. Koerner, S. Bechler, J. Schulze, M. Kittler: „Luminescence of strained Ge on GeSn virtual substrate grown on Si (001)“, *Proc. SPIE 10108, Silicon Photonics XII*, 101080D (February 20, 2017). DOI: 10.1117/12.2249564.
4. B. Schwartz, P. Saring, T. Arguirov, M. Oehme, K. KostECKI, E. Kasper, J. Schulze, M. Kittler: „Analysis of EL Emitted by LEDs on Si Substrates Containing GeSn/Ge Multi Quantum Wells as Active Layers“, *Solid State Phenomena*, Vol. 242, pp. 361-367, (Oct. 2015). DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.242.361.
5. B. Schwartz, M. Oehme, K. KostECKI, D. Widmann, M. Gollhofer, R. Koerner, S. Bechler, I. A. Fischer, T. Wendav, E. Kasper, J. Schulze, and M. Kittler: „Electroluminescence of GeSn/Ge MQW LEDs on Si substrate“, *Opt. Lett.* 40, 3209-3212 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003209.
6. B. Schwartz, T. Arguirov, M. Kittler, M. Oehme, K. KostECKI, E. Kasper and J. Schulze: „Comparison of EL emitted by LEDs on Si substrates containing Ge and Ge/ GeSn MQW as active layers“, *Proc. SPIE 9367, Silicon Photonics X*, 93671H (27. Feb. 2015). DOI: 10.1117/12.2080816.
7. B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper and J. Schulze: „Electroluminescence of germanium LEDs on silicon: Influence of antimony doping“, *Phys. Status Solidi C*, 11: 1686-1691 (2014). DOI: 10.1002/pssc.201400056.

8. R. Koerner, D. Schwarz, I. A. Fischer, L. Augel, S. Becheler, L. Haenel, M. Kern, M. Oehme, E. Rolseth, B. Schwartz, D. Weisshaupt, W. Zhang, J. Schulze: „The Zener-Emitter: A novel superluminescent Ge optical waveguide-amplifier with 4.7 dB gain at 92 mA based on free-carrier modulation by direct Zener tunneling monolithically integrated on Si,“ 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA, pp. 22.5.1-22.5.4 (2016). DOI: 10.1109/IEDM.2016.7838474.
9. T. Wendav, I. A. Fischer, M. Virgilio, G. Capellini, F. Oliveira, M. F. Cerqueira, A. Benedetti, S. Chiussi, P. Zaumseil, B. Schwartz, K. Busch, J. Schulze: „Photoluminescence from ultrathin Ge-rich multiple quantum wells observed up to room temperature. Experiments and modeling“, In Phys. Rev. B 94 (24), (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.94.245304.
10. M. Oehme, D. Widmann, K. Kostecky, P. Zaumseil, B. Schwartz, M. Gollhofer, R. Koerner, S. Bechler, M. Kittler, E. Kasper, and J. Schulze: „GeSn/Ge multi quantum well photodetectors on Si substrates“, Opt. Lett. 39, pp. 4711-4714 (2014). DOI: 10.1364/OL.39.004711.

Präsentationen auf Konferenzen und Workshops

1. M. Kittler, B. Schwartz, M. Reiche: „Impact of Dislocations on Operation of Ge-LEDs manufactured on Si“ (Poster), 19th International Conference on Extended Defects in Semiconductors (EDS), 24. – 29. Juni 2018, Thessaloniki, Griechenland
2. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Impact of Dislocations in Ge Structures Grown on (001) Si Substrate“ (Poster), 17th Conference on Defects - Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors (DRIP), 8. – 12. Oktober 2017, Valladolid, Spanien
3. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Influence of strain, donor concentration, carrier confinement and dislocation density on the efficiency of luminescence of Ge-based structures on Si substrate“, Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST), 1. – 6. Oktober 2017, Lopota Resort, Georgien
4. B. Schwartz: „Influence of carrier confinement on luminescence efficiency in Ge based structures on Si substrates“ (Poster), Exciting Nanostructures: Probing and Tuning the Electronic Properties of Confined Systems, International WE-Heraeus-Physics School, 17. – 21. Juli 2017, Physikzentrum Bad Honnef, Deutschland
5. B. Schwartz, M. Oehme, R. Koerner, S. Bechler, J. Schulze, M. Kittler: „Luminescence of strained Ge on GeSn virtual substrate grown on Si (001)“, Silicon Photonics, SPIE Photonics West, 28. Januar – 2. Februar 2017, San Francisco, Vereinigte Staaten von Amerika (USA)
6. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Temperature dependence of luminescence from dislocated Ge on Si substrate“, Extended Defects in Semiconductors (EDS), 25. – 29. September 2016, Les Issambres, Frankreich
7. B. Schwartz, M. Reiche, M. Kittler: „Huge Intensity gain of Group-IV LEDs on Si substrates by using MQW“, Beam Injection Assessment of Microstructures in Semiconductors (BIAMS), 5. – 9. Juni 2016, Versailles, Frankreich
8. B. Schwartz, P. Saring, T. Arguirov, M. Oehme, K. KostECKI, E. Kasper, J. Schulze, M. Kittler: „Analysis of EL emitted by LEDs on Si substrates containing GeSn/Ge MQWs as active layers“, 11th Interregional Workshop on Advanced Nanomaterials (IWAN), 18. – 19. November 2015, Cottbus, Deutschland
9. B. Schwartz, P. Saring, T. Arguirov, M. Oehme, K. KostECKI, E. Kasper, J. Schulze, M. Kittler: „Analysis of EL emitted by LEDs on Si substrates containing GeSn/Ge MQWs as active layers“, Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST), 20. – 25. September 2015, Bad Staffelstein, Deutschland
10. B. Schwartz, T. Arguirov, M. Kittler, M. Oehme, K. KostECKI, E. Kasper, J. Schulze: „Comparison of EL emitted by LEDs on Si substrates containing Ge and GeSn/Ge

- MQW as active layers“, SPIE. Photonics West, 7. – 12. Februar 2015, San Francisco, Vereinigte Staaten von Amerika (USA)
11. B. Schwartz, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper: „Influence of GeSn layer thickness on EL spectra of Ge/GeSn multiple quantum well LEDs on Si“ (Poster), Extended Defects in Semiconductors (EDS), 14. – 19. September 2015, Göttingen, Deutschland
 12. B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper, J. Schulze: „Electroluminescence of Ge LEDs on Si – Influence of Doping on the Emission Spectrum“, E-MRS Spring Meeting 2014, 25. – 30. Mai 2015, Lille, Frankreich
 13. B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper, J. Schulze: „Electroluminescence of Ge LEDs on Si“, 49. Punktdefekttreffen, 4. – 5. April 2014, Dresden, Deutschland