

# **Der Germanium-Zener-Emitter für die Silizium-Photonik**

**Von der Fakultät  
Informatik, Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung.**

**Vorgelegt von  
Dipl.-Ing. Roman Alexander Körner  
aus Reutlingen**

**Hauptberichter: Prof. Dr. habil. Jörg Schulze**

**Mitberichter: Prof. Dr. Peter Michler**

**Tag der mündlichen Prüfung: 19.05.2020**

**Institut für Halbleitertechnik der  
Universität Stuttgart.  
Erscheinungsjahr 2020**



*High barriers exist in this world: Barriers between nations, races and creeds. Unfortunately, some barriers are thick and strong. But I hope, with determination, we will find a way to tunnel through these barriers easily and freely, to bring the world together so that everyone can share in the legacy of Alfred Nobel.*

Long journey into tunneling – LEO ESAKI

*The principal applications of any sufficiently new and innovative technology always have been and will continue to be applications created by that technology.*

Lemma of new Technology – HERBERT KROEMER

To my beautiful wife and the love of my life ...

Danke an all die Menschen, die diese Arbeit möglich gemacht haben.  
Meiner Familie, meinen Freunden und Kollegen.

Besonderer Dank geht an das IHT und an all die Menschen, die an dieser Arbeit mitgewirkt und zum Erfolg beigetragen haben. Mögen euch die Erkenntnisse und die angestoßene wissenschaftliche Reise weiterhin Glück und Erfolg bringen.

## Deutsche Zusammenfassung

Mit seiner Bandlücke von  $E_g = 0.8 \text{ eV}$  ermöglicht Germanium die optische Kommunikation mit Licht der Wellenlänge von  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  bis  $\lambda = 1650 \text{ nm}$  (Dämpfungsminimum eines Silizium-Wellenleiters). In der Silizium-Technologie wird Germanium aufgrund seiner hohen Löcherbeweglichkeit bereits in schnellen Transistoren eingesetzt und eignet sich daher für die Silizium-Photonik. Als indirektes Halbleitermaterial besitzen Elektronen in Germanium eine sehr kurze Lebensdauer im direkten Leitungsband ( $t_{\text{rek}} \sim 230 \times 10^{-15} \text{ s}$ ) [†]. Wenn freie Löcher zur Verfügung stehen, erfolgt die Rekombination jedoch fast ausschließlich unter Aussendung eines Photons. Die resultierenden Rekombinationsgeschwindigkeiten von  $f = 3,68 \times 10^{12} \text{ Hz}$  ermöglichen theoretisch die Generation von Lichtpulsen mit Terahertzbandbreite, die Zustände des direkten Leitungsbands sind mit klassischer Strominjektion jedoch unnerreichbar. Ein Injektionsmechanismus, der in der Lage ist, Elektronen schnell und gezielt in das direkte Leitungsband einzubringen, ist der Zener-Tunnelmechanismus. In einer Germanium-Tunnelodiode kann unter Rückwärts-Spannung das Zener-Tunneln beobachtet werden, wobei Elektronen abhängig von dem elektrischen Feld in das indirekte oder direkte Leitungsband tunneln ( $t_{\text{inj}} \sim 450 \times 10^{-18} \text{ s}$  [‡], Abb. 1). Die Simulation zeigt, dass über die n-seitige Dotierstoffkonzentration die Tunnelgenerationsrate und damit die Besetzung der Zustände im direkten Leitungsband, gezielt moduliert werden. Die Physik des quantenmechanischen Tunneleffekts ermöglicht dabei Modulationsraten unterhalb des thermoionischen-Limits ( $C_s < 60 \text{ mV/dec}$ , Abb. 2). Kleine Spannungsänderungen am Tunnelübergang führen zu

[†] G. Mak und H. M. van Driel, „Femtosecond transmission spectroscopy at the direct band edge of germanium“, *Phys. Rev. B*, Bd. 49, Nr. 23, S. 16817–16820, Juni 1994.

[‡] M. Schultze u. a., „Attosecond band-gap dynamics in silicon“, *Science*, Bd. 346, Nr. 6215, S. 1348–1352, Dez. 2014.



einer direkten Modulation besetzter Zustände im direkten Leitungsband. Wenn die Zener-Tunneldiode (p-n) mit einer Germanium-Diode (p-i-n) für die Löcherinjektion kombiniert wird (Germanium-Zener-Emitter, Abb. 3), können die Elektronen im direkten Leitungsband strahlend rekombinieren. Eine Modulation der Spannung bedeutet dann eine Modulation der optischen Ausgangsleistung der Lichtquelle. Das schematische Banddiagramm in Abb. 3 illustriert die Funktionsweise. i) Das Valenzband ist voll besetzt und die Zustände im direkten Leitungsband unbesetzt. ii) Wird die Schwellwertspannung für das direkte Zener-Tunneln überschritten ( $U = -0.12 \text{ V}$  am Übergang, siehe Abb. 2), können Elektronen in das direkte Leitungsband tunneln. Durch die angepasste n-seitige Dotierung steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit für das direkte Zener-Tunneln, im Gegensatz zu dem phononengestützten, indirekten Zener-Tunneln ( $T_{\text{indir}} = 0.1 \times T_{\text{dir}}$ , Abb.1). Da die Besetzung der Zustände dabei schneller erfolgt als die Entvölkerung ( $t_{\text{rek}} \sim 2000 \times t_{\text{inj}}$ ) und zusätzlich die Silizium-Bandlücke die Ausdiffusion der Elektronen verhindert, füllt sich das direkte Leitungsband (Burstein-Moss-Verschiebung, Abb. 4). iii) Die Elektronen driften im internen elektrischen Feld in das intrinsische Germanium. iv) Mit dem Anlegen einer Spannung wird gleichzeitig die Germanium-Diode (p-i-n) in Vorwärtsrichtung betrieben und Löcher können vom p-seitigen Silizium ebenfalls in das intrinsische Germanium gelangen. Hier findet nun die strahlende Rekombination statt. Der hohe Brechungsindex von Germanium ( $n = 4.2$ ) macht es möglich, über einen Kantenemitteraufbau optisches „Feedback“ zu generieren. Stimulierte Emission bei Raumtemperatur in einem indirekten Halbleitermaterial kann so experimentell nachgewiesen werden (Abb. 5). Der entscheidende Vorteil der Steuerung von Lichtemission über einen Zener-Tunnelübergang, liegt jedoch in der effizienten (f) und schnellen (fs)

# 1. Kapitel

## Motivation und Zielsetzung der Arbeit

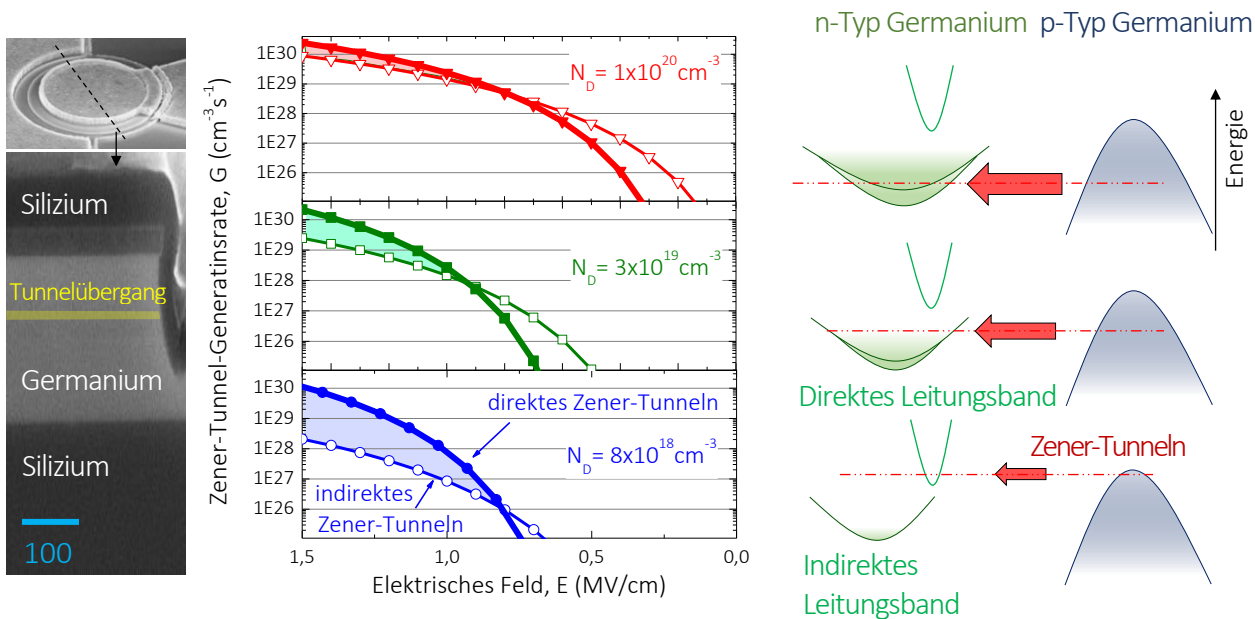
---

Besetzungsmodulation der Zustände des direkten Leitungsbandes. Die Ausführung des Zener-Emitters als miniaturisierte Leuchtdiode ( $A = 5 \times 5 \mu\text{m}$ ) bietet den Vorteil, die spontane Lichtemission mit wenig Spannung zu modulieren ( $C_s = 25 \text{ mV/dB}$ , siehe Abb. 6 und 7). Mit  $\Delta U = 180 \text{ mV}$  und einer Samplingtiefe von  $3 \text{ dB/bit}$ , sind also  $1.8 \text{ fJ/bit}$  ausreichend, um mit einer Zener-Emitter-Leuchtdiode (theoretischen Bandbreite  $f_{3\text{dB}} > 1 \text{ THz}$ ) Informationen über eine kurze Strecke  $l \sim 500 \mu\text{m}$  zu übertragen (Dämpfung und Dispersion sind dann vernachlässigbar). Der Ausblick dieser Dissertation beschäftigt sich mit der Empfängerseite. Hier kann eine baugleiche Struktur eingesetzt werden – der Esaki-Kollektor (Abb.8). Die Polarität wird gedreht und die Germanium-Diode (n-i-p) in Rückwärtsrichtung als Photodetektor betrieben. Mit der Tunnelodiode (p-n) in Vorwärtsrichtung können die generierten Elektronen-Loch-Paare abgesaugt werden (Esaki-Tunneln). Auch hier ist eine spannungseffektive Modulation mit  $C_s = 31 \text{ mV/dec}$  ( $\sim 0,9 \text{ fJ/bit}$ ) möglich, um den Photostrom direkt zu modulieren. Eine „On-Chip“-Kommunikationsstrecke mit Terahertz-Bandbreite kann so effizient und kompakt mit Silizium-Technologie aufgebaut werden.

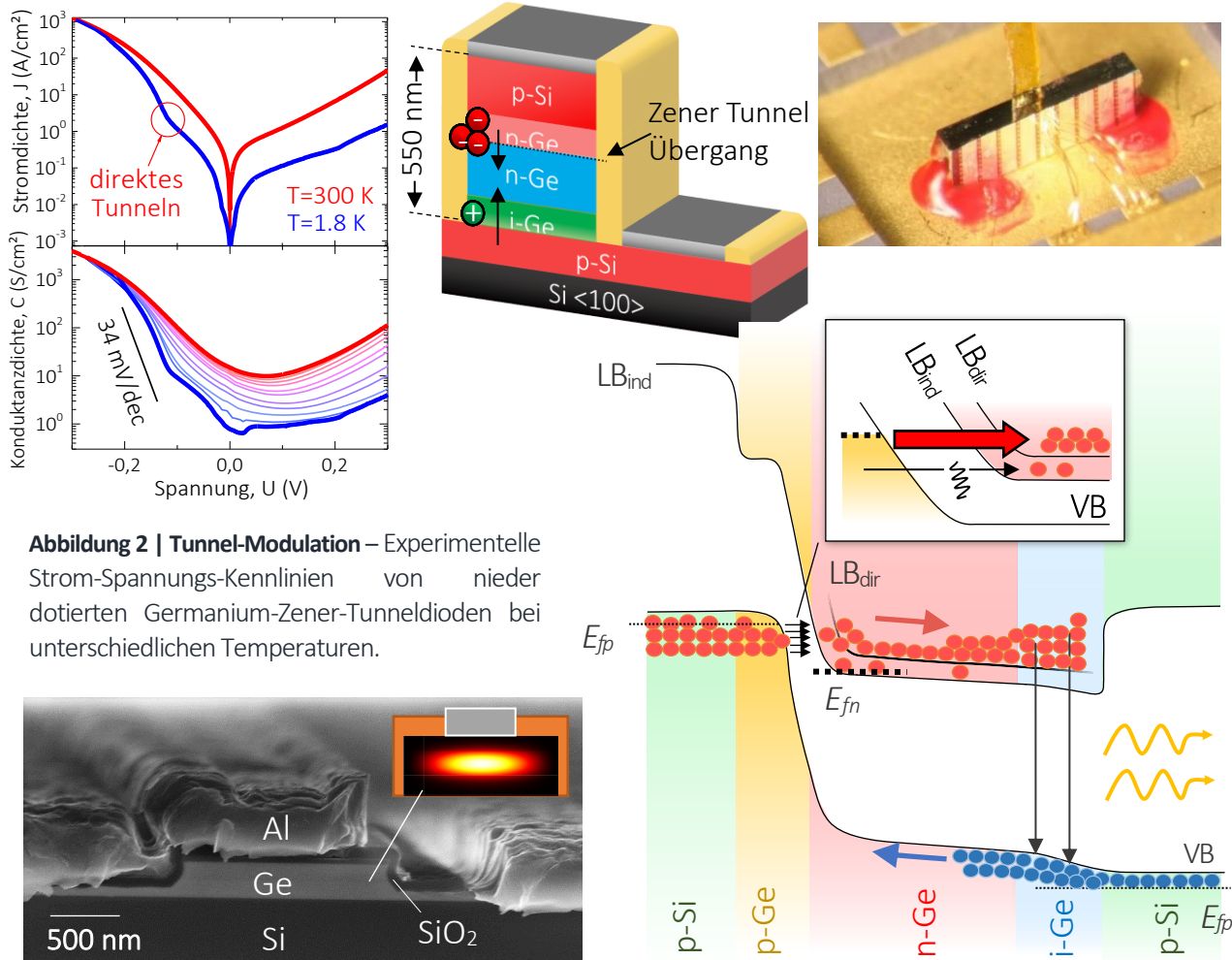
Der Gedanke Tunnelioden für schnelle integrierte Schaltungen zu funktionalisieren (R. NOYCE<sup>[†]</sup>) wird durch die elektro-optische Übersetzung von Signalen möglich. Verstanden werden sollen diese Bauelemente ferner als „electro-optical-tunneling-transition-devices“ – EOTTD.

---

[†] L. Berlin und C. Casey, „Robert Noyce and the tunnel diode“, *IEEE Spectrum*, Bd. 42, Nr. 5, S. 49–53, Mai 2005.

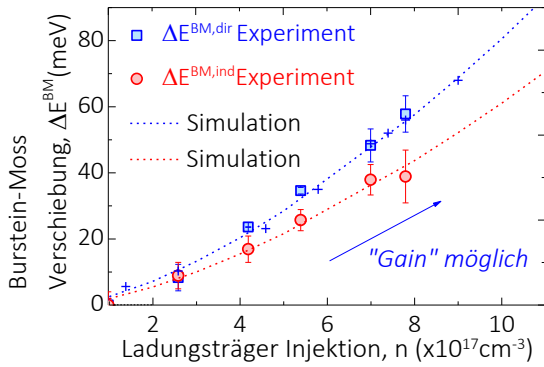


**Abbildung 1 | Tunnelmechanismen in Germanium** – (Links) Monolithisch integrierte Germanium-Tunneldiode auf Silizium. (Mitte/Rechts) Simulation der Zener-Tunnel-Generationsrate. Mit steigender n-seitiger-Dotierung verschiebt sich die Generationsrate hin zu parasitären, indirekten Zener-Band-zu-Band-Tunneln.

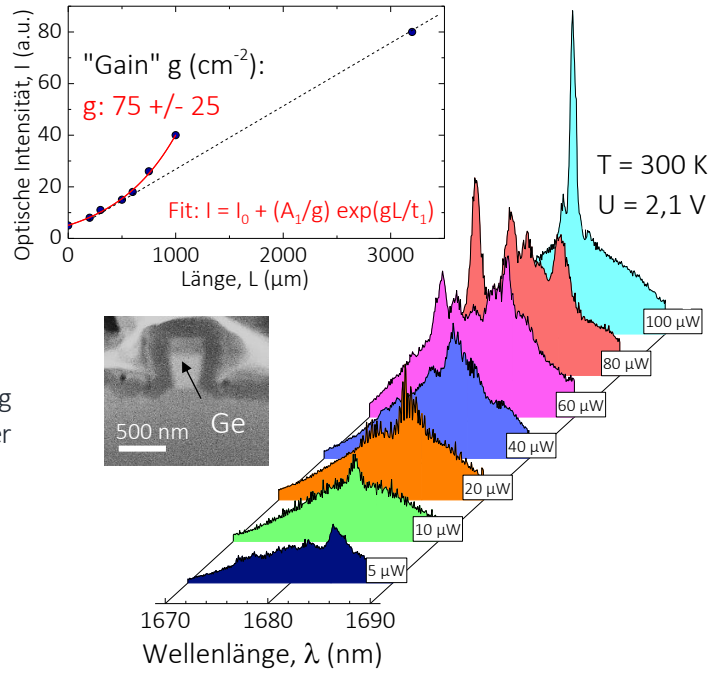


**Abbildung 2 | Tunnel-Modulation** – Experimentelle Strom-Spannungs-Kennlinien von nieder dotierten Germanium-Zener-Tunneldioden bei unterschiedlichen Temperaturen.

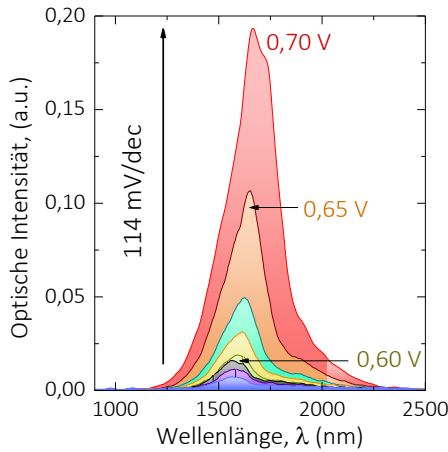
**Abbildung 3 | Der Germanium-Zener-Emitter** – Schematische Bandstruktur mit Elektronen (rot) und Löchern (blau). Die Heterostruktur vereint die Möglichkeit, Elektronen räumlich zu beschränken und die optische Mode zu führen. Beim Anlegen einer Spannung befindet sich die Tunneldiode (p-n) in Rückwärtsrichtung und die Germanium-Diode (p-i-n) in Vorwärtsrichtung. Die strahlende Rekombination wird dabei allein durch die Tunneldiode gesteuert. Die linke p-Typ Silizium-Schicht ist dabei mit Masse verbunden und Elektronen können konstant nachgeliefert werden.



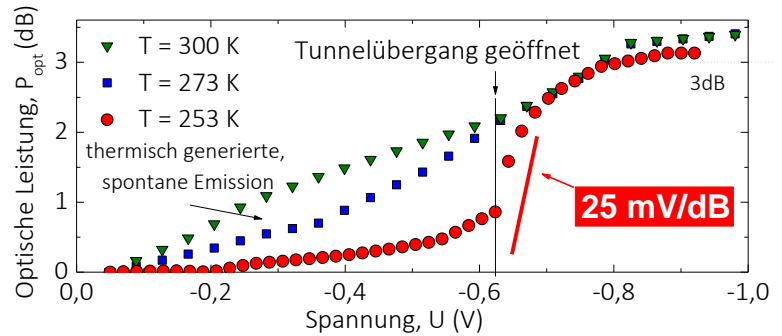
**Abbildung 4 | Besetzungsinversion** – Blauverschiebung der Absorptionskante durch stetiges Auffüllen der Leitungsbänder.



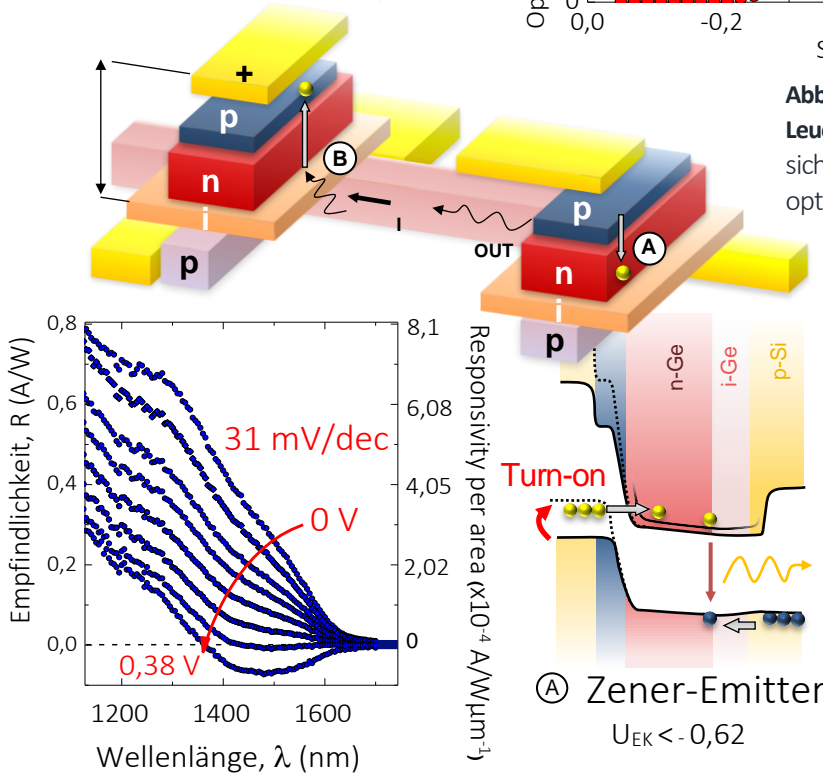
**Abbildung 5 | Stimulierte Emission** – Durch eine optische „Feedback“-Unterstützung mit einer Superkontinuum-Quelle, emittiert der Kantenemitter bei  $U = 2,1 \text{ V}$  schmalbandige ( $\Delta\lambda \sim 1 \text{ pm}$ ) Laserlinien. Der „Gain“ ist durch die hohen Verluste der indirekten Bandlücke begrenzt.



**Abbildung 6 | Der Zener-Emitter als Leuchtdiode** - Spontane Emission einer Zener-Emitter Leuchtdiode von  $A = 5 \times 5 \mu\text{m}$  als Funktion der Spannung.



**Abbildung 7 | Dynamik der Zener-Emitter Leuchtdiode** – Sobald der Tunnelübergang sich öffnet, ist ein steiler Anstieg der optischen Ausgangsleistung zu beobachten.



**Abbildung 8 | Die monolithische Übertragungsstrecke** – Kommunikation über einen Silizium-Wellenleiter zwischen Zener-Emitter und Esaki-Kollektor. Die Tunnelioden übernehmen die Funktion des Einschaltens und Abschaltens der optischen Verbindungsstrecke.





## Summary

With its band gap of  $E_g = 0.8$  eV, germanium enables optical communication with light of wavelength  $\lambda = 1550$  nm to  $\lambda = 1650$  nm (attenuation minimum of a silicon waveguide). In silicon technology, germanium is already used in fast transistors because of its high hole mobility and is therefore suitable for silicon photonics. As an indirect semiconductor material, electrons in germanium have a very short lifetime in the direct conduction band ( $t_{\text{rec}} \sim 230 \times 10^{-15}$  s)<sup>[†]</sup>. However, when free holes are available, recombination occurs almost exclusively under the emission of a photon. The resulting recombination rates of  $f = 3.68 \times 10^{12}$  Hz theoretically allow the generation of terahertz bandwidth light pulses, but the states of the direct conduction band are unreachable with classical current injection. An injection mechanism capable of introducing electrons quickly and selectively into the direct conduction band is the Zener tunneling mechanism. In a germanium tunnel diode, backward voltage can be used to observe Zener tunneling, with electrons tunneling into the indirect or direct conduction band, depending on the electric field ( $t_{\text{inj}} \sim 450 \times 10^{-18}$  s)<sup>[‡]</sup>, Fig. 1). The simulation shows that the tunnel generation rate and thus the occupation of the states in the direct conduction band are modulated in a targeted manner via the n-side dopant concentration. The physics of the quantum mechanical tunnel effect enables modulation rates below the thermionic limit ( $C_s < 60$  mV/dec, Fig. 2). Small voltage changes at the tunnel junction lead to a direct modulation of occupied states in the direct conduction band. When the Zener tunnel diode (p-n) is combined with a germanium (p-i-n) diode for hole injection (Germanium-Zener-Emitter, Fig. 3), the electrons in the direct conduction band can

[†] G. Mak and H. M. van Driel, 'Femtosecond transmission spectroscopy at the direct band edge of germanium', *Phys. Rev. B*, vol. 49, no. 23, pp. 16817–16820, June 1994.

[‡] M. Schultze *et al.*, 'Attosecond band-gap dynamics in silicon', *Science*, vol. 346, no. 6215, pp. 1348–1352, Dec. 2014.

# 1. Kapitel

## Motivation und Zielsetzung der Arbeit

---

radiatively recombine. A modulation of the voltage then means a modulation of the optical output power of the light source. The schematic band diagram in Fig. 3 illustrates the operation. i) The valence band is fully occupied and the states in the direct conduction band are unoccupied. ii) If the threshold voltage for direct Zener tunneling is exceeded ( $V = -0.12$  V at the transition, see Fig. 2), electrons can tunnel into the direct conduction band. Due to the adapted n-side doping, the tunneling probability for direct Zener tunneling increases, in contrast to the phonon-assisted, indirect Zener tunneling ( $T_{\text{indir}} = 0.1 \times T_{\text{dir}}$ , Fig. 1). Since the occupation of the states is faster than the depopulation ( $t_{\text{dep}} \sim 2000 \times t_{\text{occ}}$ ) and in addition the silicon band gap prevents the outdiffusion of the electrons, the direct conduction band fills (burstein-moss shift, Fig. 4). iii) The electrons drift into the intrinsic germanium in the internal electric field. iv) With the application of a voltage, the germanium diode (p-i-n) is simultaneously operated in the forward direction and holes can also enter the intrinsic germanium from the p-side silicon. Radiative recombination can thus take place. The high refractive index of germanium ( $n = 4.2$ ) makes it possible to generate optical feedback via an edge emitter structure. Stimulated emission at room temperature in an indirect semiconductor material can thus be detected experimentally (Fig. 5). The key advantage of controlling light emission over a Zener tunnel junction, however, lies in the efficient (fj) and fast (fs) substitution modulation of the states of the direct conduction band. The design of the Zener emitter as a miniaturized light-emitting diode ( $A = 5 \times 5 \mu\text{m}$ ) offers the advantage of modulating the spontaneous light emission with little voltage ( $C_s = 25 \text{ mV / dB}$ , see Figs. 6 and 7). With  $\Delta V = 180 \text{ mV}$  and a sampling depth of 3 dB/bit, 1.8 fj/bits are sufficient to transmit information over a short distance  $l \sim 500 \mu\text{m}$  with a Zener-Emitter light emitting diode (theoretical bandwidth  $f_{3\text{dB}} > 1 \text{ THz}$ , attenuation and dispersion are then negligible).

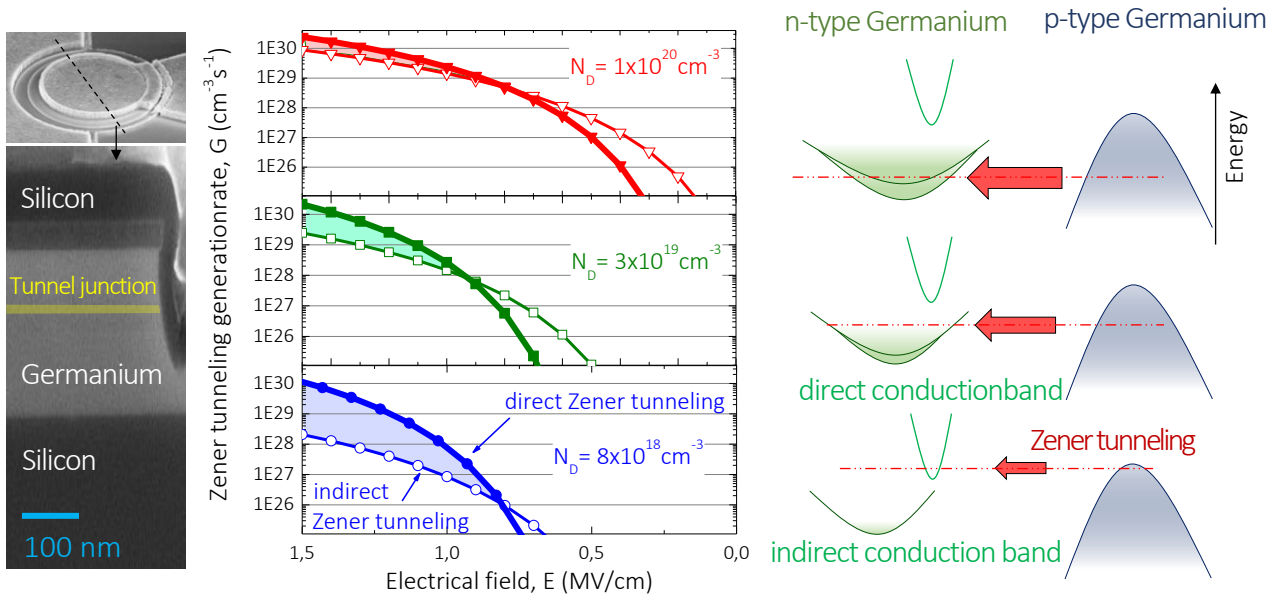


The outlook of this dissertation deals with the receiver side. Here a structurally identical structure can be used - the Esaki collector (Fig. 8). The polarity is rotated and the germanium diode (n-i-p) is operated in the reverse direction as a photodetector. With the tunnel diode (p-n) in the forward direction, the generated electron-hole pairs can be collected (Esaki tunneling). Again, a voltage-effective modulation with  $C_s = 31\text{mV/dec}$  ( $\sim 0.9$  fJ/ bit) is possible to directly modulate the photocurrent. An "on-chip" communication line with terahertz bandwidth can thus be built efficient and compact with silicon technology.

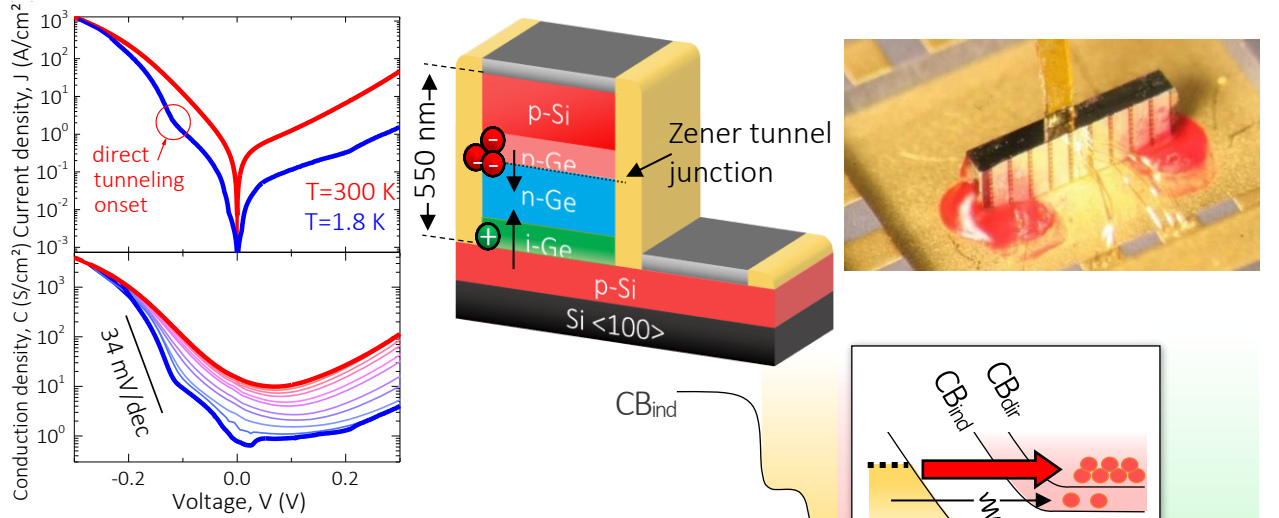
The idea of engineering tunnel diodes for fast integrated circuits (R. NOYCE <sup>[†]</sup>) is made possible by the electro-optical conversion of the signals. These components are to be understood as "electro-optical-tunneling-transition-devices" - EOTTD.

---

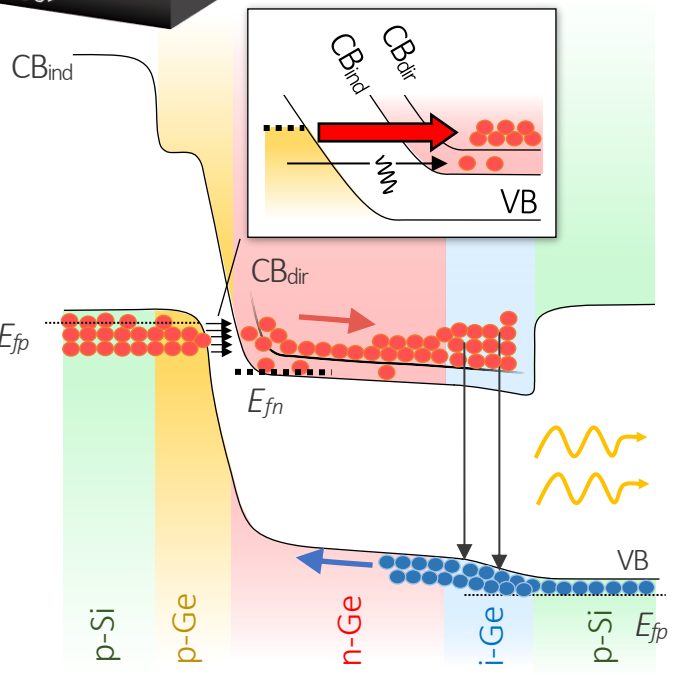
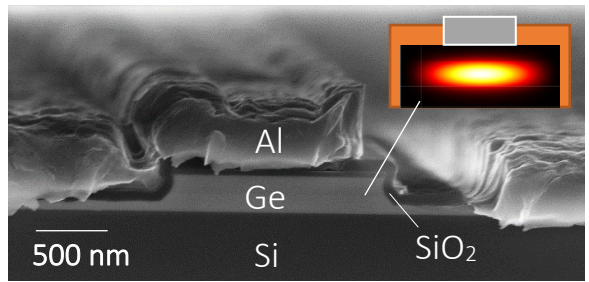
[†] L. Berlin and C. Casey, 'Robert Noyce and the tunnel diode', *IEEE Spectrum*, vol. 42, no. 5, pp. 49–53, May 2005.



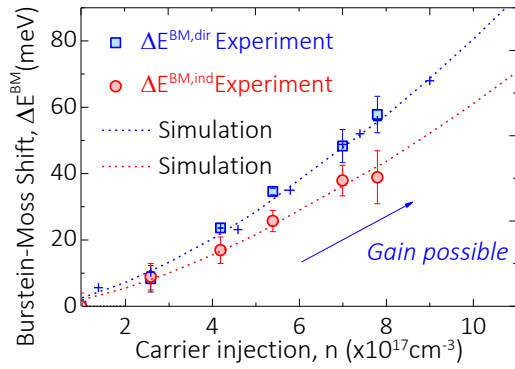
**Figure 1 | Tunneling mechanisms in Germanium** - (Left) Monolithically integrated germanium tunnel diode on silicon. (Center / right) Simulation of Zener tunnel generation rate. With increasing n-side doping, the generation rate shifts towards parasitic, indirect Zener band-to-band tunneling



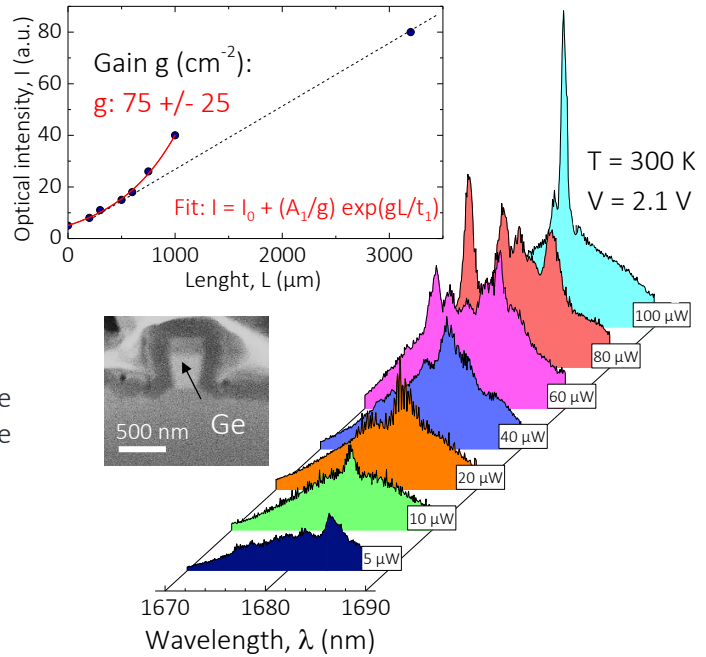
**Figure 2 | Tunnel modulation** – Experimental current voltage characteristics of low doped germanium zener tunnel diodes at different temperatures.



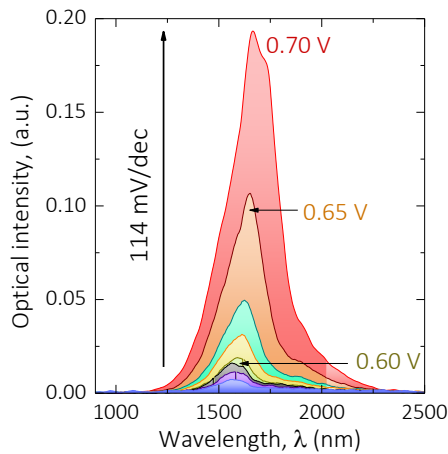
**Figure 3 | The Germanium-Zener-Emitter** – Band structure with electrons (red) and holes (blue). The heterostructure combines the possibility of spatially confining electrons and guiding the optical mode. When a voltage is applied, the tunnel diode (p-n) is in the reverse direction and the germanium diode (p-i-n) is in the forward direction. The radiative recombination is controlled solely by the tunnel diode. The left p-type silicon layer is connected to ground and electrons can be replenished constantly.



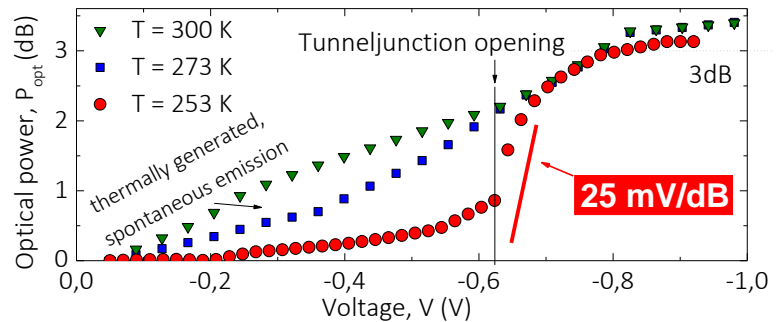
**Figure 4 | Population inversion** – Blue shift of the absorption edge due to continuous filling of the conduction bands.



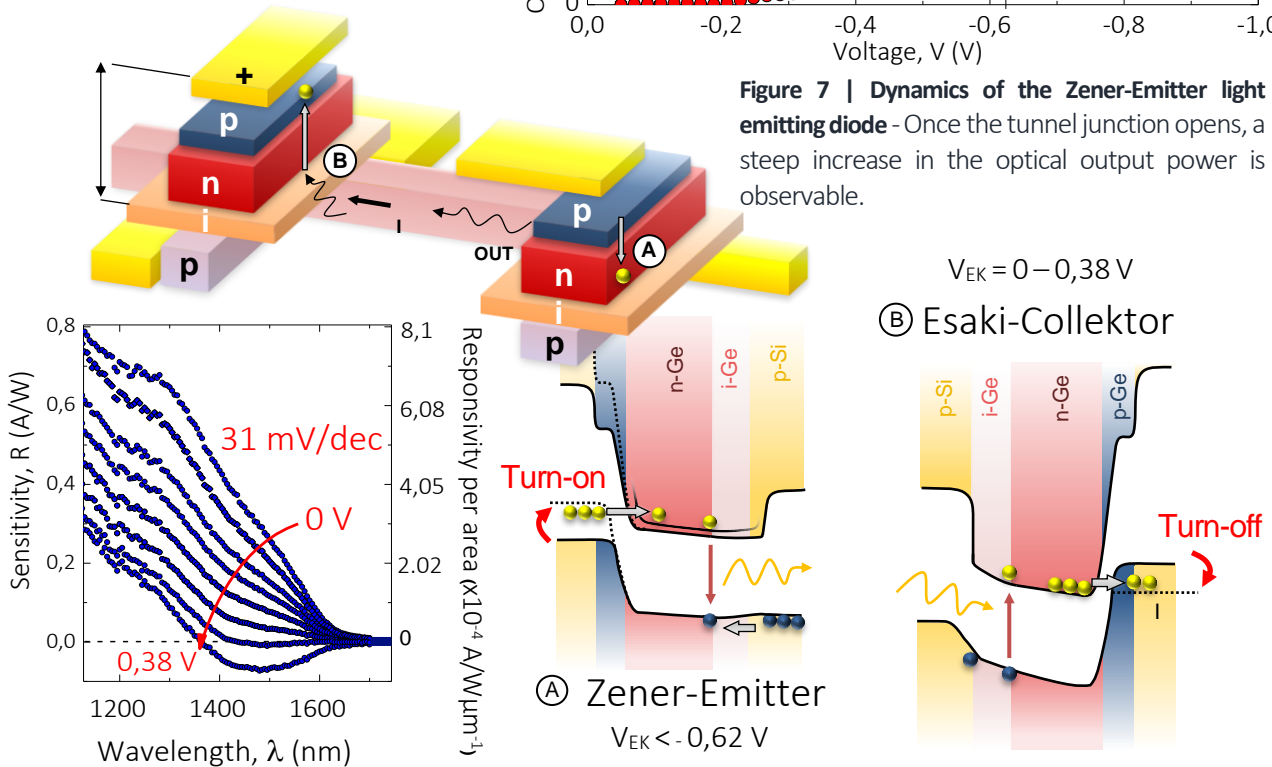
**Figure 5 | Stimulated emission** – Through optical "feedback" support with a supercontinuum source, the edge emitter emits narrow-band ( $\Delta\lambda \sim 1$  pm) laser lines at  $U = 2.1V$ . The "gain" is limited by the high losses of the indirect band gap.



**Figure 6 | The Zener-Emitter as light emitting diode** - Spontaneous emission of a Zener emitter light emitting diode of  $A = 5 \times 5 \mu\text{m}$  as a function of the voltage.



**Figure 7 | Dynamics of the Zener-Emitter light emitting diode** - Once the tunnel junction opens, a steep increase in the optical output power is observable.



**Figure 8 | A monolithic transmission line** - Communication via a silicon waveguide between Zener-Emitter and Esaki-Colektor. The Esaki-Colektor modulates the collection efficiency at the receiver side. The tunnel diodes can thus assume the function of switching the optical link on and off.

## Inhaltsverzeichnis

### 1. Einleitung – Motivation und Zielsetzung der Arbeit

1.1	Einleitung und Überblick über die Dissertation	17
1.2.	Die Zukunft der Datenkommunikation in digitalen Systemen	20
1.3.	Silizium-Photonik zur Datenübertragung	30
1.4.	„Myths and Rumours“ der Silizium-Photonik	34
1.5.	Materialien der Silizium-Photonik	38
1.6.	Die monolithisch integrierte Lichtquelle	41

### 2. Lichterzeugung in Germanium

2.1.	Einleitung und historischer Überblick	45
2.2.	Lemma zur Lichterzeugung im indirekten Halbleitermaterial	50
2.3.	Auger-Generation und -Rekombination	50
2.4.	Einfluss der n-Typ-Dotierung	54
2.5.	Heterostrukturen aus Gruppe-IV-Materialien	57
2.6.	Kompendium	61

### 3. Elektroneninjektion im indirekten Halbleiter

3.1.	Injektion mit Hilfe von Heterostrukturen	63
3.2.	Zeitliche Betrachtung der Injektion	68
3.3.	n-Typ-Dotierung im indirekten Halbleiter	74
3.4.	Elektroneninjektion im realen Bauelement – der Transistorlaser	77
3.5.	Elektroneninjektion durch Tunneltransport	80
3.6.	Kompendium	82

### 4. Band-zu-Band-Tunneln in Germanium

4.1.	Einleitung und historischer Überblick	83
4.2.	Herstellungssequenz der Germanium-Tunneldioden	88
4.3.	Esaki- und Zener-Tunnelmechanismen	93



---

4.3.1	Esaki-Band-zu-Band-Tunneln in Germanium	93
4.3.2	Zener-Band-zu-Band-Tunneln in Germanium	96
4.4.	Die Bauelementanalyse	100
4.4.1.	Der Begriff der Tunnelwahrscheinlichkeit	100
4.4.2.	Experimente zur Dotierstoffkonzentration	103
4.4.3	Der Begriff der Tunnelzustandsdichte	109
4.4.4	Defektinduziertes Tunneln in Germanium	111
4.4.5	Die Konduktanz des Tunnelüberganges	112
4.4.6	Erste empirische Bestimmung von Kane-Parametern für Germanium	118
4.5.	Indirektes und direktes Band-zu-Band-Tunneln in Germanium	120
4.6.	Die Konduktanzsteigung des Tunnelüberganges	129
4.7.	Kompendium	136
<b>5. Der Germanium-Zener-Emitter für die Silizium-Photonik</b>		
5.1.	Die Bauelementsynthese	139
5.2.	Aufbau und Herstellung des Germanium-Zener-Emitters	150
5.3.	Funktionsweise und Elektrolumineszenzcharakteristika	142
5.4	Elektrische Charakteristik des Germanium-Zener-Emitters	159
5.5	Photonen Absorption – Der Burstein-Moss-Effekt in Germanium	161
5.6	Photonen Generation – Einfluss der Temperatur	165
5.7.	Kompendium	168
<b>6. Der Germanium-Zener-Emitter als optischer Verstärker</b>		
6.1.	Das superkontinuum-Laser Experiment	171
6.2	Die „Gain“ Bestimmung im Zener-Emitter	176
<b>7. Der Germanium-Zener-Emitter als Lichtquelle</b>		
7.1.	Einleitung	179
7.2.	Als stimulierte Lichtquelle – die Laserdiode	182

# 1. Kapitel

## Motivation und Zielsetzung der Arbeit

---

7.3.	Als spontane Lichtquelle – die Leuchtdiode	190
7.4.	Abschätzung der Modulationsfrequenz und Schaltgeschwindigkeit	193
7.5	Kompendium und Ausblick	196
<b>A. Anhang</b>		
A.1.	Probenkompendium	197
A.2.	Simulationsparameter	200
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>		201
<b>Symbole und Variablen</b>		207
<b>Abbildungsverzeichnis</b>		208
<b>Tabellenverzeichnis</b>		213
<b>Bibliographie</b>		215
<b>Lebenslauf</b>		237
<b>Publikationsliste</b>		239
<b>Eidesstattliche Erklärung</b>		243





## 1. Motivation und Zielsetzung der Arbeit

### 1.1. Einleitung und Überblick über die Dissertation

In dieser Arbeit wird das Bauelementkonzept eines Zener-Emitters aus Germanium (Ge) schrittweise erarbeitet. Die Idee entstammt dabei der Arbeit an Ge-Tunneldioden (TDs) sowie der erstmaligen Reproduktion der Ge-Laserexperimente 2015 („Herstellung und Charakterisierung von Ge-Kantenemittern“ - Diplomarbeit Roman Körner). Der Ge-Zener-Emitter wurde in der Form zum ersten Mal auf *dem International Electron Device Meeting (IEDM 2016)* gezeigt und mit dem ROGER A. HAKEN Preis für die beste studentische Arbeit ausgezeichnet. Weiterhin erhielt die Arbeit den Preis für den besten studentischen Vortrag auf der *International Conference on Silicon Epitaxy and Heterostructures – (ICSI 2017)* sowie einen eingeladenen Vortrag auf der *IEEE International Conference on Group IV Photonics 2017*.

Im Rahmen dieser Dissertation sind drei Erstautor Publikationen sowie sieben Erstautor Konferenz Beiträge entstanden. Die gesamte Publikationsliste findet sich auf Seite 235-238.

Um in die Thematik einzuführen, wird in diesem Kapitel die grundlegende Problemstellung der Silizium(Si)-Photonik erörtert. Es enthält eine Einordnung der bestehenden photonischen Technologien und Plattformen in Bezug auf Kosten, technologischer Reife und Vereinbarkeit mit Si. Die daraus abgeleitete Roadmap macht deutlich, dass der eigentliche Vorteil der Si-Photonik in der Funktionalisierung eines photonischen Netzwerks für die Kurzstreckenkommunikation (auf dem Si-Chip) liegt. Die Performanz des Einzelbauelementes ist damit der Fähigkeit, mit einer Vielzahl von Komponenten zusammenzuwirken, untergeordnet. Es zeigt sich, dass damit das gewählte Materialsystem

(Si, Ge, SiGe ...) von entscheidender Bedeutung ist. Eine monolithisch integrierte Lichtquelle stellt die ökonomischste, energieärmste und flexibelste Lösung dar.

In **Kapitel 2 – Lichterzeugung in Germanium** - wird das Materialsystem Ge näher betrachtet. Hier findet sich der historische Werdegang der Ge-Lichtquelle mit seinen Meilensteinen. Im späteren Verlauf wird auf die Techniken zur Lichtverstärkung in Ge eingegangen. Insbesondere n-Typ Dotierung und die damit verbundenen Auswirkungen für die Lichtemission sind hier mit den Daten aus der eigenen Diplomarbeit ausführlich diskutiert. Es werden die grundlegenden physikalischen Vorgänge in Ge erläutert und die Begrifflichkeiten für die spätere Diskussion von Lichtemittern eingeführt.

In **Kapitel 3 – Elektroneninjektion im indirekten Halbleiter** - folgt die Machbarkeitsanalyse mit dem indirekten Halbleitermaterial Ge. Hier werden die notwendigen Voraussetzungen für eine erfolgreiche elektrische Injektion erarbeitet. Durch eigenständige Rechnungen auf Basis von Literaturdaten wird hier klar, dass die Injektion im Femtosekundenbereich erfolgen muss, und klassische Injektionsmechanismen nicht zielführend sind. Am Ende des Kapitels steht eine Liste der Bedingungen, die der Injektionsmechanismus erfüllen muss. Weiterhin wird der Übergang zur Injektion über die TD vorbereitet.

Nach der Aufbereitung, Herleitung und Berechnung sämtlicher Anforderungen für die Ge-Lichtquelle, beginnt der experimentelle Teil der Dissertation, der in **Kapitel 4 – Band-zu-Band-Tunneln in Germanium** - dargestellt ist. Sämtliche in der Arbeit verwendeten Proben sind dabei eigenständig im institutseigenen Reinraum hergestellt und dienen der Parameterextraktion und der Beschreibung der TDs. Dabei werden in der Arbeit TD-



Kenngrößen entwickelt, die es zum ersten Mal möglich machen, grundlegende theoretische Zusammenhänge nach dem Modell von Kane und die hier angeführten experimentelle Beobachtungen zu vereinen. Die erarbeiteten Design-Richtlinien und -Parameter für eine Ge-TD dienen als Basis für den Aufbau des Ge-Zener-Emitters.

In **Kapitel 5 – Der Zener-Emitter für die Silizium-Photonik** - wird nun der Ge-Zener-Emitter vorgestellt. Der Bauelemententwurf beginnt mit optischen sowie elektrischen Simulationen. Es folgt die Herstellungssequenz des Ge-Zener-Emitters, wobei eine Kantenemitterstruktur durch einen eigens für die Arbeit entwickelten Säge-/Brech-Prozess realisiert wird. Es ist somit möglich, die Struktur elektrisch und optisch zu charakterisieren. Für tiefe Temperaturen zeigt sich dabei eine verstärkte optische Ausgangsleistung im indirekten Halbleitermaterial Ge. Die zusätzliche Burstein-Moss-Verschiebung indiziert das Auffüllen des direkten Leitungsbandes. Beides sind lasertypische Phänomene und können hier auch für Ge demonstriert werden.

Es folgt nun ein optisches Experiment, in dem die Absorptionsverluste im Kantenemitter durch einen Superkontinuum-Laser überkommen werden. Die so ermittelten Werte für die optische Verstärkung („Gain“) in n-Typ-Ge, zeigen eine hohe Übereinstimmung mit Literaturwerten (**Kapitel 6 – Der Germanium-Zener-Emitter als optischer Verstärker**).

In **Kapitel 7 – Der Germanium-Zener-Emitter als Lichtquelle** – werden die elektrischen Eigenschaften des Germanium-Zener-Emitters dargestellt. In Momentaufnahmen zeigt sich, dass gepulste, stimulierte Emission im Bauelement möglich ist. Ein exponentieller

Anstieg der Ausgangsleistung und die Zunahme der optischen Ausgangsleistung für tiefe Temperaturen, ist dabei ein erster Beweis für die Laseremission im indirekten Halbleitermaterial mit Hilfe von TDs. Der entscheidende Vorteil dieser Technologie zeigt sich dabei im Leuchtdiodenbetrieb, ohne die Unterstützung eines Resonators. Die Modulation der Lichtquelle über einen Tunnelstrom liefert eine schnelle und energieeffiziente Methode für die Terahertz-Datenübertragung auf dem Si-Chip.

## **1.2. Die Zukunft der Datenkommunikation in digitalen Systemen**

Die digitale Verarbeitung von Information benötigt nichtlineare Bauelemente und Schaltkreise für die Umsetzung logischer Funktionen und Speicherung von Daten. Für den Transport der Information von einem Platz zum anderen sind zudem Verbindungen erforderlich. Traditionell werden solche Verbindungen durch elektrische Leiterbahnen realisiert. Der Elektronenfluss gewährleistet so den Informationsaustausch zwischen Logikelementen. Spannungspegel werden dabei zum Öffnen und Schließen von Datentoren verwendet. Wird die entstandene digitale Schaltung gesammelt auf einem Substrat realisiert, spricht man von einem integrierten Schaltkreis<sup>[1],[2]</sup>. Kostenminimierung, Miniaturisierung und Geschwindigkeitssteigerung (Moore'sches-Gesetz) solcher integrierten Schaltungen führen bis heute zu immer neuen Architekturen und Bauweisen. Dabei basiert die heutige Halbleitertechnologie der Schaltungstechnik nahezu vollständig auf Si. Das Wissen und der technologische Fortschritt der Si-Technologie, gewonnen durch Jahrzehnte lange hoch standardisierter Massenproduktion, hat dabei eine ungeahnte technologische Reife moderner Halbleiterbauelemente hervorgebracht. Quanteneffekte sind allgegenwärtig, kontrollierbar und zugänglich für den Entwurf solcher integrierten Schaltungen. Als



elementare Logikgatter finden auf komplementäre Halbleitertransistoren basierte CMOS-Bausteine (CMOS, engl. für „complementary metal oxide semiconductor“) die größte Anwendung. Unter dem Begriff CMOS-Technologie versteht man sowohl den verwendeten Halbleiterprozess als auch eine Logikfamilie. Die CMOS-Technologie stellt heutzutage die meistgenutzte Logikfamilie dar und wird hauptsächlich für integrierte Schaltkreise verwendet. Dabei liefern integrierte CMOS-Schaltungen aus Si nicht die „best in class“-Performanz für jede Anwendung. Die Elektronikindustrie wird nicht von Si dominiert, weil es die wandlungsfähigsten, schnellsten und effizientesten Transistoren ermöglicht macht. Aufgrund der hohen Verfügbarkeit des Materials und der überragenden Eigenschaften des natürlichen Si-Oxids ( $\text{SiO}_2$ ), war es von Anfang an möglich, die Ausbeute von Si Transistoren mit geringem Kostenaufwand schnell zu steigern. Das ökonomische Risiko einer Massenfertigung basierend auf Si, war daher sehr gering und versprach exponentielle Gewinne. Der Beginn der Si-Ära war damit auch der Startpunkt für die industrielle Massenproduktion von Halbleiterbauelementen. Aufgrund der hohen Investitionen in moderne Fabriken und Wertschöpfungsketten ist Si auch bis heute das Maß aller Dinge.

Der enorme Wissensstand um die Physik des Materials und seine Verarbeitung, macht Si zudem zum unangefochtenen Spitzenreiter der Materialwissenschaften. Mit neuen Aufgaben der Technologie des Alltags wächst jedoch der Bedarf an mehr Funktionalität und Leistungsfähigkeit unserer Mikroelektronik. Anwendungsfelder, wie die Optoelektronik, Hochfrequenz- und Leistungselektronik, erfordern ein Umdenken der konservativen Si-Industrie. Die Adaption neuer Bauelementstrukturen und Prozesstechnologien, wie die Si-Photonik, sind dabei unabdingbar für die Bedürfnisse kommender Generationen. Die simple Datengeneration an einem Ort und die Verwendung von integrierten Schaltkreisen

zur Durchführung von Rechenoperationen weicht einer mobilen und kompakten Datenverarbeitung. Die Analyse und Bewertung von Sensorinformationen sowie die anschließende Datenverteilung, muss dabei in Echtzeit erfolgen. Das stellt neue und ungeahnte Ansprüche an die Si-Technologie, von deren Erfolg der Fortbestand der Si-Ära maßgeblich bestimmt wird.

Die anhaltende Evolution der digitalen Schaltungen bringt größere Anzahlen sowie schnellere Bauelemente zu geringeren Kosten zum Vorschein. Hersteller aktueller Computerprozessoren beschreiten zunehmend neue Wege, um die CMOS-Technologie an den Rand des Möglichen zu bringen. Für die Realisierung des von der Taiwan Semiconductor Manufacturing Company (TSMC) angekündigten 7 nm-Technologieknotens werden unter Anderem neue Lithografiertechniken, dreidimensionale Feldeffekttransistoren/Speicherzellen und Chipaufbauten verwendet, um den Trend der Miniaturisierung aufrechtzuerhalten. Es zeigt sich, dass der Zuwachs an potenzieller Schaltgeschwindigkeit der Bauelemente nicht zwangsläufig für das ganze digitale System gilt. Ein digitales Netzwerk kommuniziert über Eingangs- und Ausgangsschnittstellen (IO-Ports, engl. für „Input/Output Ports“) mit seiner Umwelt („off-chip“-Kommunikation) und die Komponenten sind über System-Busse miteinander verbunden. Die Kommunikation über Ports, Verbindungsleitungen und Busse unterliegt jedoch einer starken Sättigungsgeschwindigkeit, die direkte Proportionalität zu deren Leitungslänge aufweist. Die Verbindungsstrecke  $l$  besitzt eine Kapazität  $C$  und einen Wirkwiderstand  $R_l$  pro Längenelement. Die RC-Zeitkonstante  $\tau_l$

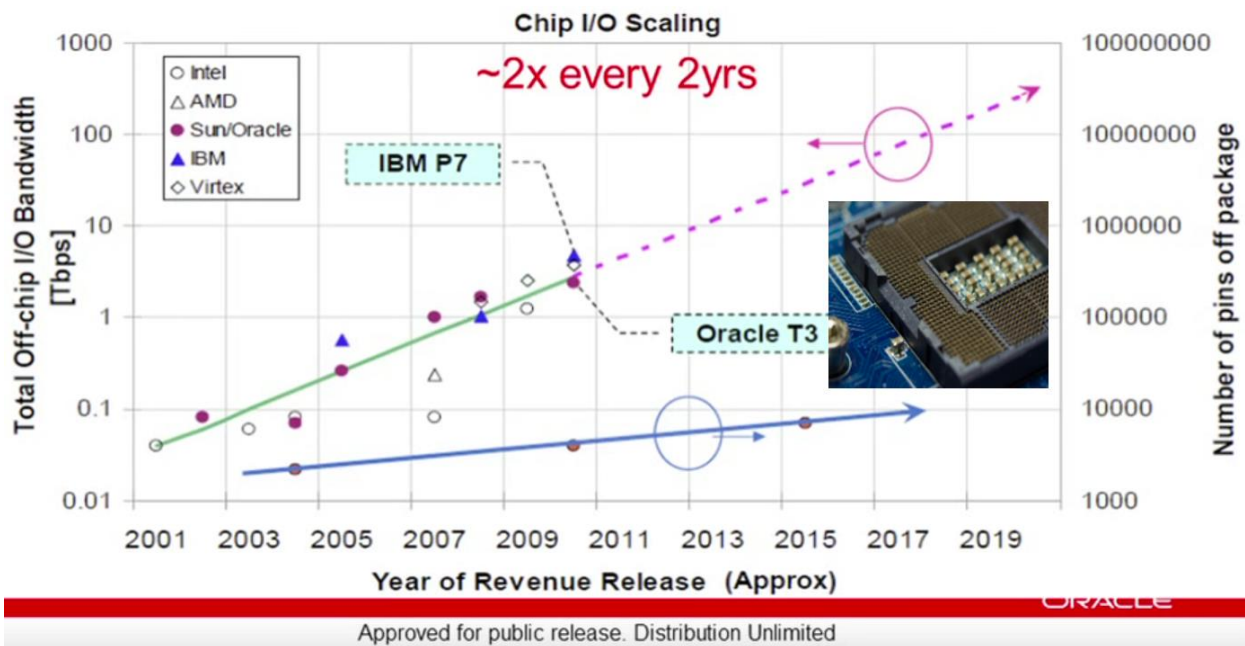
$$\tau_l = R_l \cdot C \cdot l^2, \quad (1.1)$$



besitzt demnach direkten Bezug zur Geometrie der elektrischen Leitung. Die Verkleinerung um einen Skalierungsfaktor  $s$  in allen drei Dimensionen bedeutet eine Verminderung des Querschnitts um  $s^2$  und eine Vergrößerung des Wirkwiderstandes zu  $R/s^2$ . Die Kapazität pro Längenelement unterliegt keiner solcher Änderung, sondern bezieht sich ausschließlich auf die Geometrie der Leitung. Sie liegt in einem guten Schaltungsentwurf im Bereich weniger Picofarad pro Zentimeter. Mit einer verkürzten Leitungslänge ( $s \cdot l$ ) modifiziert sich Gl. (1.1) zu

$$\tau_{sl} = \frac{R_l}{s^2} \cdot C \cdot (s \cdot l)^2 = R_l \cdot C \cdot l^2 = \tau_l. \quad (1.2)$$

Mit anderen Worten: eine Skalierung des gesamten Systems um einen Faktor  $s$  erbringt keine Veränderung der RC-Zeitkonstante und damit kein Gewinn an Schaltgeschwindigkeit. Der Weg aus der sogenannten „Verdrahtungskrise“ war die Parallelisierung der Datenpfade. Durch eine Steigerung der IO-Ports (im Fall von Computerprozessoren sind das die Pins, an denen der Prozessor auf die Platine gelötet wird) kann einer erhöhte Datenkapazität erreicht werden, ohne die Schaltgeschwindigkeit weiter zu erhöhen (siehe Abb. 1.1). Zwangsläufig folgt auch diese Entwicklung dem Moorschen-Gesetz. Allerdings sind der Entwicklung neben ökonomischen Grenzen (hohe „Packaging“-Kosten) und wenig Platz auf der Platine, auch physikalische Grenzen gesetzt (Shannon-Limit <sup>[3]</sup> – maximal 100 Tbit/s durch die elektrische Leitungen). Die von DAVID MILLER vorhergesagten Datenraten von 700 Tb/s in 2022 <sup>[4]</sup> sind damit auch durch massive Parallelisierung der IO-Ports außerhalb der Reichweite von elektrischen Verbindungsleitungen. Speziell Supercomputer sind empfindlich hinsichtlich der Verdrahtung ihrer Rechenkerne und damit von ihrer „off-chip“ Kommunikation abhängig.

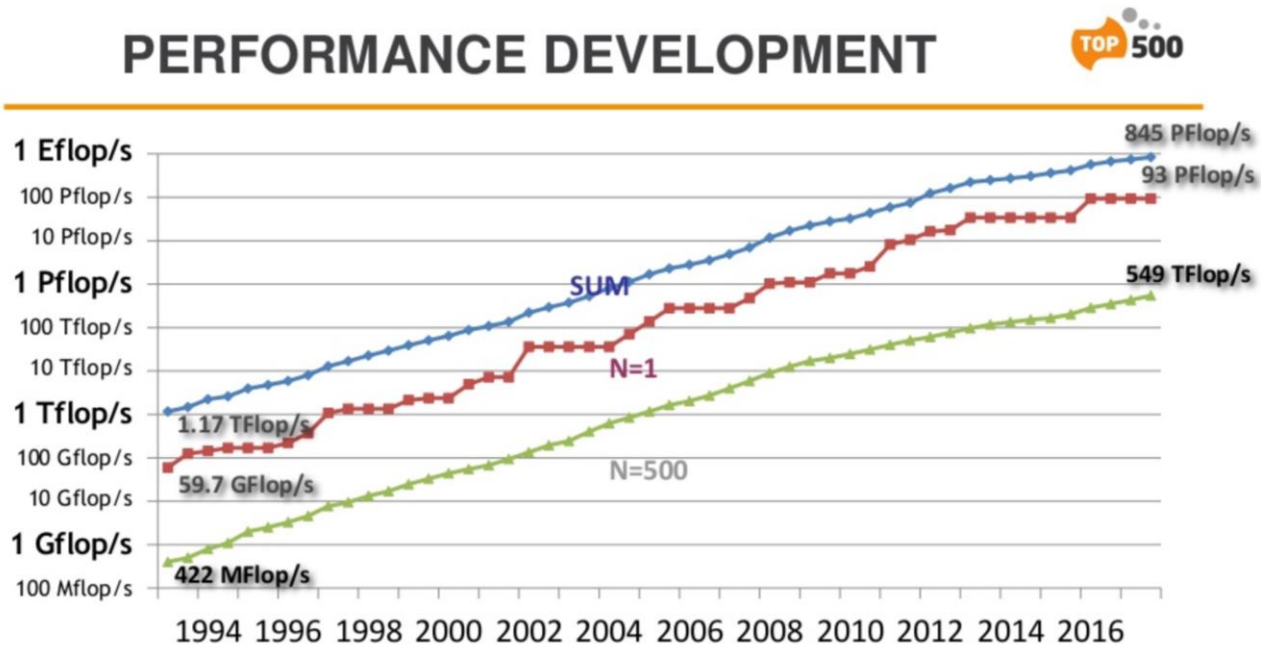


**Abb. 1.1 | Historische Entwicklung der Datenrate, für die „off-chip“ Kommunikation [5].** Datenrate die Prozessoren für die Kommunikation mit ihrer Umwelt benötigen (linke Y-Achse). Im Vergleich dazu unten die Anzahl an Pins, die in einem Prozessor-„Package“ verwendet werden (rechte Y-Achse).

Selbst alle Supercomputer zusammengenommen (siehe Abb. 1.2) sind nicht in der Lage, die Grenze der Exaflop-Rechengeschwindigkeit zu erreichen [6]. Hier sind voll integrierte sowie optische Verbindungstechnologien notwendig, um energieeffizient und kostengünstig Daten zu übermitteln. Auf dem Computerchip („on-chip“-Kommunikation) ist der schnelle und energieeffiziente Austausch von Daten ebenfalls zu einer Hürde geworden. Für die Miniaturisierung der technologischen Dimensionen gewinnen die Transistoren des Chips an Schaltgeschwindigkeit, und die nötige Betriebsspannung ( $V_{dd}$ ) kann verringert werden. Das Potential an Geschwindigkeit und reduzierter Leistungsaufnahme wird dabei durch eine erhöhte Wärmeproduktion gemindert. Um die kleinen Transistoren miteinander zu verdrahten werden immer mehr Metallebenen notwendig [†].

[†] Beispiel: In der 7+-nm-Technologie von TSMC werden 17 Metallebenen realisiert. Hierfür sind insgesamt 80-84 Maskenschritte notwendig.





**Abb. 1.2 | Historische Entwicklung von Supercomputersystemen** <sup>[7]</sup>. Blaue Gerade – Gesamte Rechenpower aller Supercomputer der Welt zusammen. Rote Gerade – Sunway Taihu-Light, mit maximaler Performanz von 93 Petaflops/s (Nummer 1 der Welt). Grüne Gerade – Nummer 500 der Liste.

**Tab. 1.1 – Anforderungen an die moderne Computertechnologie**

	1 Teraflop/s	1 Petaflop/s	1 Exaflop/s
<b>Technologie</b>	<i>elektrisch*</i>	<i>Diskret optisch</i>	<i>Integriert optisch</i>
<b>Rechenleistung</b>	0,005 PBit/s	0,012 PBit/s	400 PBit/s
<b>Effizienz</b>	>200 mW per Gbit/s	50 mW per Gbit/s	1 mW per Gbit/s
<b>Kosten</b>	5 \$ per Gbit/s	10 \$ per Gbit/s	0.025 \$ per Gbit/s

\* Dämpfung 20-25 dB pro Kabel; 99% Leistungsverlust auf Übertragungsweg; Gewicht der Leitungen > 2 Tonnen (mittlere Kabellänge  $l = 60$  cm) <sup>[6]</sup>.

Besonders die physikalischen Dimensionen der ersten Metallisierungsebenen (Kontaktloch und VIAs, (VIA engl. für „vertical interconnect access“) skaliert mit dem Technologieknoten. Neue Materialien für die verbesserte Stromführung wie Kobalt (Co),

Ruthenium-Kupfer (RuCu) und elektrische Isolation („low-k“ Materialien) sind für kommende Technologien erforderlich. Die Strukturierung der ersten Kontaktebene mit kritischen Dimensionen von  $l \leq 10.5$  nm, erfordert viele teure und sich wiederholende Maskierungsschritte (Vierfach-Belichtung mit Argonfluorid(ArF)-Immersion-lithographie; Doppelbelichtung mit EUV (EUV engl. für „extrem-uv“) - Lithographie, sowie mehrere Ätz- und Passivierungsschritte zur Definition der Metallleiterbahnen sowie Durchkontaktierung. Das macht die erste Metallebene zum aufwendigsten und teuersten Prozessschritt der gesamten Chipherstellung. Die Entwicklung von EUV-Scannern ist weiterhin fast ausschließlich von den Bedürfnissen dieser Metallebene getrieben (kleine, periodische und rechteckige Strukturen hoher Packungsdichte mit geringer Rauigkeit). Weiterhin sind circa 30 % aller Maskenebenen, 50 % aller durchgeführten Inspektionsschritte sowie ein Großteil der Reinraumfläche auf die Abschlussmetallisierungsebenen des Chips (BEOL, engl. für „Back-End of Line“) zurückzuführen (separate Cu-Bereiche; zwei Polierschritte pro Metallisierung). Schaltgeschwindigkeit, Energiebedarf und Kosten eines modernen Computerchips werden daher fast ausschließlich von dem Medium zwischen den digitalen Schaltungen dominiert, nicht von den Bauteilen an den Enden.

Ein grundsätzliches Umdenken beim Design und Layout der Verdrahtungsebenen sowie eine Veränderung der Architektur zur Minimierung benötigter Daten- und Steuerleitungen könnten Lösungsansätze für die „on-chip“-Kommunikation sein (Metallbahnen über aktive Transistoren, Multicore- und Multibus-Systeme). Ein wesentlicher Punkt ist die Unterdrückung des Übersprechens. Für zunehmende Miniaturisierung tritt dieser Effekt durch die Verminderung des Abstandes der Metallisierungsschichten auf (hohe



Packungsdichte). Aufgrund der Entwicklung neuer Isolationsschichten mit geringerer Dielektrizitätszahl (Low-k-Dielektrika), kann parasitären Kapazitäten entgegengewirkt werden. Die maximal mögliche Taktfrequenz des Gesamtsystems, wird jedoch durch die große Leitungslänge der Verbindungen für die off-chip“-Kommunikation begrenzt. Das Kühlen des Systems bis hin zur Supraleitung eliminiert zwar den Widerstand der Leitungen, schafft aber neue ingenieurstechnische Hürden, wie ein konstantes Temperaturprofil der gesamten Schaltung.

Die Veränderung der physikalischen Bedeutung einer Verbindungsleitung nach Vorbild der Telekommunikation könnte zukünftige digitale Systeme deutlich leistungsfähiger werden lassen. Ein Wechsel in das optische Regime und die Übertragung der Information durch Licht löst prinzipiell fast sämtliche Problemstellungen der elektrischen Verbindungstechnik. Zur Problematik von elektrischen Leitungen gehört neben der Skalierung der Kapazität, Spannungsisolation, Taktgenauigkeit auch schlicht die Komplexität der Architektur. In gleicher Weise funktioniert ein für  $f = 500$  MHz Taktfrequenz entworfener, elektrischer System-Bus nicht reibungslos für  $f = 600$  MHz, aufgrund von anderem Übersprechverhalten und geänderten Reflektionen der Welle. Im Gegenzug ist eine für  $f = 500$  MHz designte, optische Übertragungsstrecke durchaus für  $f = 100$  GHz unverändert funktionsfähig, da die Modulation der Frequenz keinerlei Einfluss auf das Ausbreitungsverhalten der elektromagnetischen Welle hat und die Trägerfrequenz des Lichts im Bereich von  $f \sim 10^{15}$  Hz liegt. Eine auf Licht basierte Informationsvermittlung ist deutlich taktgenauer, da sich die Dämpfung einer Übertragungsstrecke im Bereich von  $\sigma \sim 1$  db/km befindet, was für Computerchipdimensionen einen vernachlässigbaren Verlust bedeutet. Zudem sind Lichtwellenleiter weniger temperaturanfällig. Die Brechungsindexänderung ist marginal im

Vergleich zu der Änderung des Wirkwiderstandes einer Cu-Leiterbahn ( $\sim 40\%$  bei  $T = 100^\circ\text{C}$ ). Diese exzellenten Voraussetzungen ermöglichen völlig neue Designkonzepte wie eine „fire-hose“-Architektur, in der zur selben Zeit große Mengen an Daten über den Chip geschickt werden. Da die Geschwindigkeit der Datenübertragung in einem Lichtwellenleiter denen der Transistoren weit voraus ist, wird ein solches System durch die langsame Schaltgeschwindigkeit seiner Transistoren bestimmt ( $f < 100\text{ GHz}$ ) [8].

Um ein optisches Übertragungssystem auf einen Computerchip zu integrieren, sind einige technologische Hürden zu überwinden. Optische Technologien sind weit von der Produktreife und Standardisierung elektrischer Komponenten entfernt. In optischen Telekommunikationsnetzen werden diskrete Bauelemente (Laser, Modulatoren und Detektoren), statt integrierte optische Schaltkreise eingesetzt. Angesichts des reduzierten Grads der Miniaturisierung, werden diese Bauelemente häufig in halbautomatisierten Fabriken auf 4-Zoll- und 6-Zoll-Substraten hergestellt. Der Preis kann dabei als Indikator für den Fortschritt der Technologie angesehen werden. Für einen Transistor der „Coffe-Lake“-Serie (14-nm-Technologie von Intel) beläuft sich dieser auf circa 0,00002 Cent, wobei ein „State-of-the-Art“-Galliumarsenid(GaAs)-Laser circa 18 Cent kostet. Des Weiteren sind Systeme, die am meisten von dem optischen Informationsaustausch profitieren, um die Stärken und Schwächen ihrer elektrischen Architektur aufgebaut. Infolgedessen werden im Schaltungsentwurf strikte Vorgaben gestellt, wie weit Bereiche hohen Datenaustausches voneinander entfernt sein dürfen. Speicher werden modular nach ihrer Zugriffshäufigkeit und Geschwindigkeit an die jeweiligen Bereiche angegliedert. Das „Routing“, also die Verdrahtungsführung auf dem Chip, unterliegt festen Bestimmungen und Regeln.



Eine Integration von optischen Kopplungen auf dem Chip gestaltet sich somit als äußerst kompliziert, da die restliche Schaltung unangetastet bleiben muss. Die Entwicklung eines neuen Technologieknotens darf durch die integrierten optischen Technologien zwar teurer, die Entwicklungszeit von circa einem Jahr aber nicht überschritten werden. Zudem kann sich eine solche Technologie nur dann behaupten, wenn signifikante Fortschritte bei Geschwindigkeit ( $f > 20$  GHz), Energieverbrauch ( $< 1$  pJ/bit) und Erweiterbarkeit erzielt werden können. Erwähnt werden soll aber, dass diese Außenseiterposition zu Beginn für eine neue Technologie typisch ist. Es erklärt, weshalb heute noch keine optische „on-chip“-Kommunikation stattfindet.

### 1.3. Silizium-Photonik zu Datenübertragung

Der Begriff Photonik bezieht sich auf alle technischen Anwendungen von Licht über das gesamte Spektrum, von Ultraviolett (UV) bis hin zu Nah- (NIR) und Ferninfrarot (FIR). In der Si-Photonik werden einzelne Komponenten auf der Basis von Si hergestellt oder die Komponenten auf einem Si-Chip integriert. Hier soll vor allem auf Verwendung von Si-Photonik zur Datenübertragung eingegangen werden. Aufgrund der Absorptionseigenschaften des Glasmaterials der Fasern, hat sich hier der Wellenlängenbereich um  $\lambda = 1300 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1500 \text{ nm}$  durchgesetzt. Beide besitzen eine ähnlich geringe Absorption. Für kürzere Wellenlängen steigt die Rayleigh-Streuung an Inhomogenitäten im Glas stark an (Absorption durch Si ab  $\lambda < 1080 \text{ nm}$ ), bei etwa  $\lambda = 1400 \text{ nm}$  gibt es eine starke Absorptionsbande der OH-Bindungen und bei Wellenlängen  $\lambda > 1600 \text{ nm}$  steigt die Infrarotabsorption. Da Wellenleiter in die Si-Photonik ebenfalls aus  $\text{SiO}_2$  bestehen, ist auch für die „on-chip“- als auch für die „off-chip“-Kommunikation der Wellenlängenbereich um  $\lambda = 1500 \text{ nm}$  günstig. Modular betrachtet, ist für die photonische Übertragung ein Sender, ein Modulator und ein Empfänger notwendig. Für die direkte Übertragung eines „high“- und „low“-Signals ist auch eine direkt modulierbare Lichtquelle denkbar (Anwendung: Senden eines „high“-Pegels vom Ausgang eines Transistors an den Gate-Anschluss des nächsten Gatters). Für die Wandlung des elektrischen Signals eines Transistors, einer Speicherzelle oder eines gesamten digitalen Netzwerkes, ist immer eine Lichtquelle notwendig, wie zum Beispiel eine Leuchtdiode (LED, engl. für „light emitting diode“) oder eine Laserdiode. Diese kann auch extern realisiert werden, wobei das Licht hierfür in den Chip eingekoppelt werden muss. Dies kann über einen Freistrahleingang, eine integrierte Optik (Gitter, photonische Kristalle) oder eine extern aufgebrachte Optik (Glaskugeln,

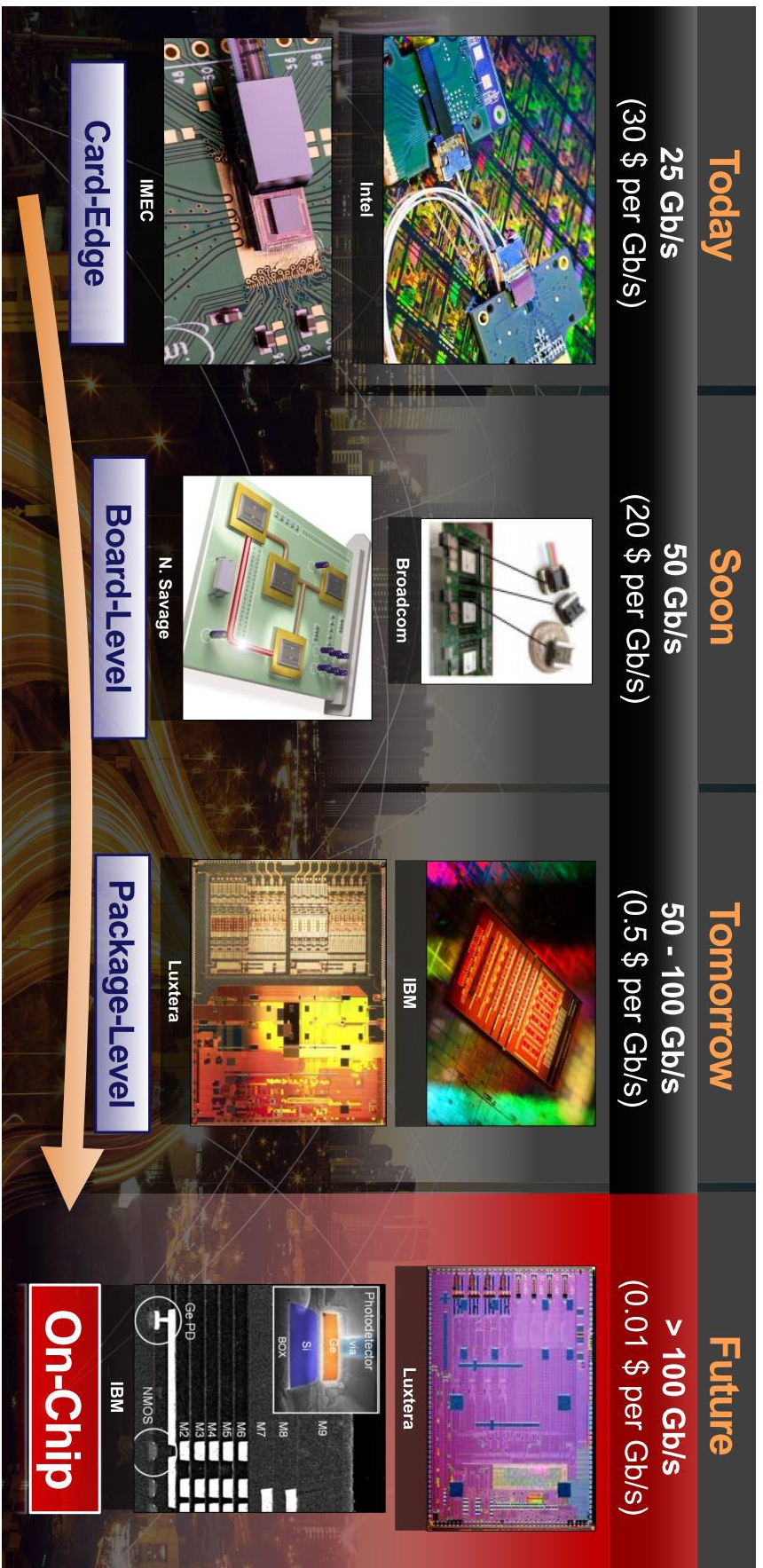


Linsensysteme) geschehen. Geschwindigkeiten kommerziell erhältlicher Laserdioden können dabei  $f = 25$  Gbit/s übersteigen. Um eine kontinuierlich betriebene Lichtquelle zur Übertragung zu verwenden, muss dem Lichtträgersignal die Information durch einen Modulator übergeben werden. Unterschiedliche Modulationstechniken durch elektrische Felder (Pockels-Effekt, Franz-Keldysh-Effekt), Lichtintensität (Kerr-Nichtlinearität) oder photoneninduziert (Mach-Zender, Ringresonatoren und Zweiphotonenabsorption) sind dabei denkbar. Durchgesetzt haben sich einfache Modulationstechniken, wie das Mach-Zender-Interferometer, nicht zuletzt, weil diese mit Si-Technologie verlässlich hergestellt werden können und hohe Geschwindigkeiten ermöglichen ( $f > 10$  GHz). Am Ende sitzt ein Absorber (Photodetektor, Wellenleiterdetektor, photonische Kristalle), der als Empfänger fungiert und die Lichtpulse wieder in elektrischen Strom zurückwandelt. Für den Wellenlängenbereich um  $\lambda = 1550$  nm, hat sich in der Si-Photonik ein Wellenleiterdetektor aus Ge durchgesetzt. Die Vereinbarkeit mit dem Si-CMOS-Prozess sowie schnelles Schaltverhalten, ( $f > 67$  GHz) sind dabei die herausragenden Eigenschaften des Materialsystems. Als Transportmedien für die Lichtsignale dienen die Glasfasern („off-chip“) oder Lichtwellenleiter („on-chip“). Die Ein-/Auskopplung des Lichts in/aus dem Wellenleiter stellt dabei den wichtigsten Aspekt der photonischen Technologie dar. Der Grad der Integration definiert dabei, wie stark Koppelverluste zum Gesamtverlust des Systems beitragen. Die inhärente Dämpfung von Si-Wellenleitern liegt dabei im Bereich  $\sigma \sim 1$  dB/km, wobei für die Kopplung häufig pauschal 2-3 dB zu rechnen sind. Das macht die Verwendung von Lichtquellen hoher Leistung in photonischen Netzwerken notwendig. Die optischen Kopplungen wie Gitter, sind für viele Anwendungen nicht breitbandig genug, reduzieren die Intensität und gestalten die Aufbau- und Verbindungstechnik als sehr

aufwendig und kostenintensiv. Solche Gitterkopplungen müssen zeitintensiv justiert werden und verlangen eine aktive Peltier-Element-Kühlung. Modular betrachtet, entfallen 90 % der Verluste eines „State-of-the-Art“-Si-Photonik-Systems auf die Koppelverluste und über 80 % der Kosten auf die Aufbau- und Verbindungstechnik. Im Vergleich zu anderen Materialsystemen, wie Indium-Phosphid (InP) oder GaAs, bietet Si eine verlustarme und kompakte Wellenleiter-Technologie. Ein modular aufgebautes, photonisches System nutzt dabei nur einen Bruchteil der technologischen Möglichkeiten von Photonik (ob mit oder ohne Si Komponenten). Die volle Integration aller Komponenten in einer Ebene („in-plane“) und auf einem Si-Chip reduziert sämtliche Koppelverluste auf ein vernachlässigbares Niveau und stellt damit den eigentlichen Königsweg dieser Technologie dar (siehe Abb. 1.3) <sup>[9]-[15]</sup>.

Verglichen mit dem elektronischen Schaltungsentwurf, ist der Entwurf und das Design von photonischen Netzwerken noch unausgereift. Die Datenbasis, und damit die Exaktheit von Testumgebungen und Simulationsmodellen, basiert häufig auf Messwerten von Vorgängerentwürfen. Im Vergleich dazu werden Transistoren heutzutage mit hunderten Parametern modelliert, um verlässliche, sowie vorhersagbare Resultate zu erzielen. Photonische Schaltungen sind deutlich komplizierter aufgebaut und die bisher verfügbaren Modelle sind im Vergleich dazu eher einfach gestaltet. Die Entwicklung von schnellen und akkuraten Testumgebungen, um sogenannte „second-order“-Parameter (nicht unmittelbar sichtbare Einflussfaktoren wie statische Kohärenzlänge von Wellenleitern, elektro-optische Rauscheinflüsse und Nichtlinearitäten) zu ermitteln, stellt weiterhin ein wichtiges Forschungsfeld der nächsten Jahre dar.

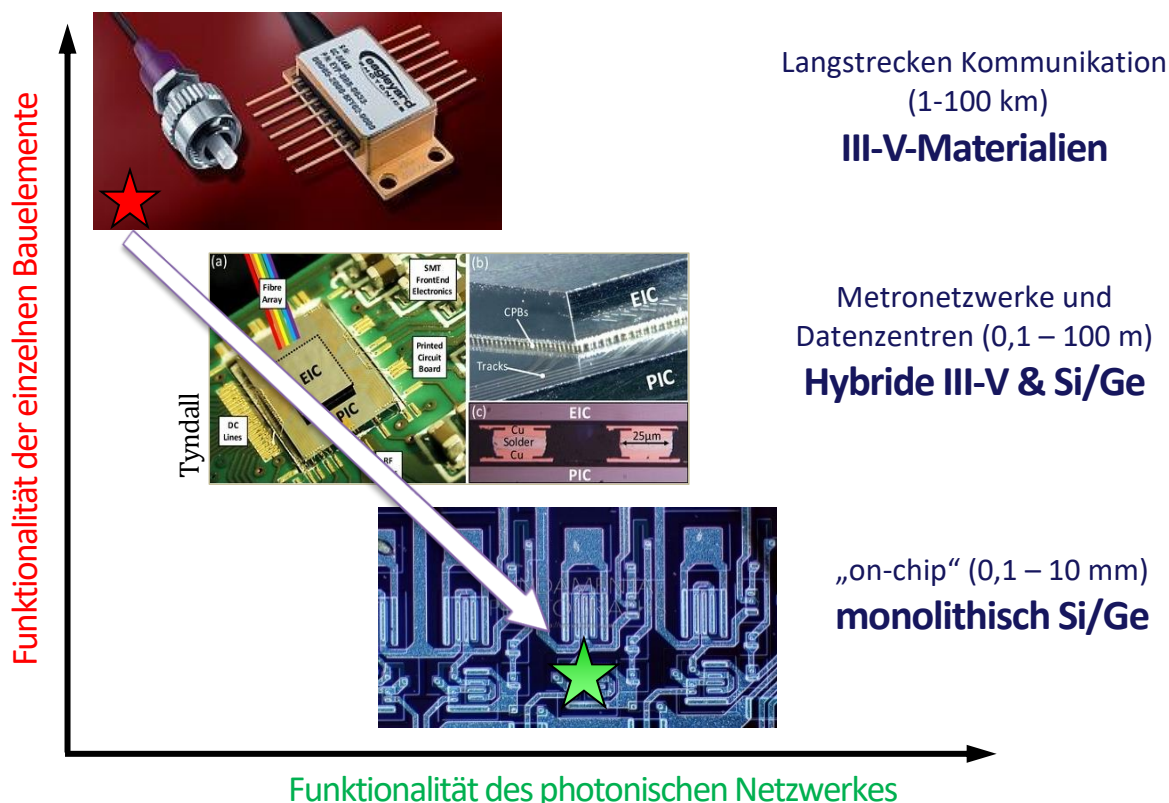




**Abb. 1.3 | „Roadmap“ der Silizium Photonik** <sup>[9]-[15]</sup>. *Today* – heutiger Stand der Si-Photonik. Hier werden die CMOS-Elektronik, die III-V-basierte Sendeoptik und die Si-Ge-basierte Empfängeroptik auf unterschiedlichen Substraten hergestellt und miteinander verlotet. Die photonische Übertragung findet dabei von der Platine weg über Glasfasern statt. *Soon* – Integration von modularen Komponenten auf CMOS- oder III-V-Basis auf einer Platine. Eine Verbindung der Komponenten ist hier über Wellenleiter oder Glasfaser möglich. *Tomorrow* – Integration der photonischen und -elektronischen-Komponenten in ein gemeinsames Gehäuse. Die Anschluss Technik der unterschiedlichen Komponenten geschieht hier dreidimensional über Si-Wellenleiter und Cu-Leitungen. Der große Fortschritt besteht hier in den nicht mehr benötigten Glasfaserkopplungen („fiberless“) und damit einer massiven Reduktion der „Packaging“-Kosten. Das Erreichen dieses Technologieknotens steht und fällt mit der Integration der Lichtquelle, da keine externe Lichtquelle mehr verwendet werden kann. *Future* – Zusammenführung von elektronischen und photonischen Komponenten zu einem Schaltkreis. Alle Bauelemente sind dabei auf einem Substrat realisiert.

#### 1.4. „Myths and Rumours“ der Silizium-Photonik

Si-Photonik verspricht geringe Kosten, hohe Ausbeute in der Herstellung, sowie Integration aller Komponenten auf dem Chip. Wie in dem 2012 erschienenen Artikel des Luxtera-Gründers MICHAEL HOCHBERG illustriert<sup>[10]</sup>, sind diese Aussagen keinesfalls allgemeingültig. Dementsprechend sind die jeweiligen Vorteile stark von dem Anwendungsgebiet abhängig (siehe Abb. 1.4). Die iterative Prozessmodifikation, um Einzelbauelemente performanter zu gestalten, steht häufig im Gegensatz zu der Funktionalisierung photonischer Netzwerke. Aus diesem Grund sind die Ziele in der Fertigung - und damit die kritischen Parameter - grundverschieden. Dort, wo Lebensdauer und Performanz die Fertigung bestimmen, spielen Platzbedarf, Wärmeentwicklung und Kosten eine untergeordnete Rolle. Für ein photonisches Netzwerk sind dagegen die Funktionalität, Ausbeute, Bauelementvariation, Energieverbrauch sowie niedrige Kosten pro Bauelement bestimmend für die Fertigung. Daher ist das Einzelbauelement im photonischen Netzwerk häufig weniger performant, ermöglicht aber eine erhöhte Funktionalisierung des ganzen Netzwerkes. Demnach überbietet ein GaAs-Photodetektor (Einzelprozess) den Ge-Wellenleiterdetektor (in einem 150-nm-CMOS-Prozess realisiert) in punkto Empfindlichkeit und Geschwindigkeit. Die Datenübertragung von  $f = 100$  Gbit/s mit der Zusammenschaltung von nahezu identischen Detektoren ( $4 \times 25$  Gbit/s) ist aber im Einzelbauelement nicht möglich. Die Anwendung entscheidet über die nötigen Anforderungen und damit über das Materialsystem. So ist der Anspruch, einen hochperformanten III-V-Kantenemitterlaser lokal auf einen Si-CMOS-Chip zu integrieren, und damit eine hohe Einzelperformanz des Lasers als auch eine unveränderte Schaltgeschwindigkeit der Transistoren zu erreichen, gleichzeitig nicht umsetzbar.



**Abb. 1.4 | Anwendungsspezifische Photonik.** Die Funktionalität einzelner Bauelemente steht im Gegensatz zur Funktionalität des gesamten Netzwerkes. So werden III-V-Materialien für die Langstreckenkommunikation eingesetzt, da so hoch performante und langlebige Bauelemente hergestellt werden können. Für den Datenaustausch über mehrere Meter hingegen, werden hybride Si-Photoniknetzwerke mit III-V-Lasern und passiven Komponenten aus Si verwendet. Hier sind Prozess- und Materialkompatibilität kritische Parameter. Ein komplexes photonisches Netzwerk dagegen, opfert eine hohe Einzelbauelementperformanz zu Gunsten der Funktionalität des Netzwerkes. Ausbeute, Bauelementvariation und Energieverbrauch sind hier die kritischen Parameter.

Wärmentwicklung, Platzbedarf und Dimensionen des Bauelementes sind nicht ohne Weiteres kompatibel zu einem Si-Transistor. Zusätzlich sind die Kosten für die Herstellung exorbitant höher (lange Entwicklungszeit, schlechte Ausbeute, Fertigungskosten). In der Si-Photonik gelten Leitsätze, die der Si Technik entspringen, aber nicht ohne Weiteres übertragbar sind:

*„Die Si-Technologie bedeutet per se geringe Herstellungskosten“*

Diese Aussage ist so nicht richtig. In einer kleinen Fertigungslinie mit wenigen Waferstarts pro Woche ist der Preis einen Wafer zu prozessieren, egal ob Si oder GaAs, identisch. Erst die standardisierte Hochvolumenproduktion macht geringen Herstellungskosten möglich. Die Möglichkeit der Maskenwiederverwendung, Entwurfsautomatisierung und minimale Kosten für die Aufbau- und Verbindungstechnik, reduzieren den „price-per-gate“ auf ein Minimum. Erst die Verwendung bestehender Si-Prozesse, Infrastruktur und Knowhow für die Photonik, bietet die Möglichkeit, die „time-to-market“-Marge signifikant zu reduzieren.

*„Mit Si-Technologie ist es leicht hohe Ausbeuten zu erzielen“*

Auch diese Aussage ist nicht richtig. Die statistische Datenbasis von 40 Jahren Hochvolumenfertigung, Linien- und Prozesskontrolle ermöglicht eine präzise Modifikation und Vorhersage der Ausbeute eines Si-CMOS-Prozesses. Wenn für die Herstellung eines Photonik-Chips die Si-Transistoren beispielsweise gegen Modulatoren und Photodetektoren getauscht werden, ist die zu erwartende Ausbeute eher gering. Erst die Vielzahl an statistischen Prozessdaten aus der Massenproduktion, machen den Herstellung von Si-Photonik-Chips mit hoher Ausbeute und Verlässlichkeit möglich.

*„Die monolithische Integration von Photonik auf dem Chip, muss nach dem Vorbild der Telekommunikation erfolgen“*

Die optische Datenübertragung mittels Photonik gestaltet sich bereits in Metronetzwerken und Datenzentren (Weite der Übertragungsstrecke  $l = 1-10$  m) als technologisch hoch



anspruchsvoll. Die verwendeten Bauelemente sind um die Stärken und Schwächen dieser Distanz aufgebaut. So werden Single-Mode-Laser verwendet (VCSEL, engl. für „vertical cavity surface emitting laser“ oder DFB-Laser, engl. für „distributed feedback laser“), um die auftretende Dispersion in der Glasfaser und damit Rauschen zu unterbinden. Hohe Ausgangsleistungen von mehreren Watt sind dabei zwingend notwendig, um in einer Photodiode den nötig hohen Photostrom zu erzeugen. Die rauscharmen Mach-Zender-Modulatoren dämpfen weiterhin das optische Signal. Über Wellenlängenmultiplex werden Datenpakete parallel in einer Faser versendet, da andere Multiplexverfahren für diese Distanz teils nicht geeignet sind.

In der Si-Photonik werden hohe Anstrengungen unternommen, um exakt dieses System auch auf die optische „on-chip“-Kommunikation (Weite der Übertragungsstrecke Mikro- bis Millimeter) zu übertragen. Die Stärken und Schwächen einer solchen kurzen Distanz sind jedoch anderer Natur. Nicht benötigte Faser-Bauelement Kopplungen, kurze Wege, Wellenleiterpassivierungen mit hohem Brechungsindexunterschied sowie hohe Herstellungsgüte (geringe Rauigkeit und angepasste Schichtdicke) reduzieren das Rauschlevel bereits auf ein Minimum. Andere Modulationsverfahren können so in kurzer Distanz von Vorteil sein. So sind auch Lichtquellen mit verringerter Intensität und geänderter Dispersionsfestigkeit denkbar (wie in einer LED). Weiterhin mindern geringe Dimensionen der lichtproduzierenden Schicht (Quantenpunkte) die Bauelementgröße. Anforderungen in solch einem Regime sind von Geschwindigkeit, Effizienz und Platzbedarf getrieben. Der Photonengenerations- und Rekombinationsprozess muss daher stromlos erfolgen, um den Energiebedarf eines so komplexen photonischen Systems nicht zu überlasten – Laserdioden mit dem benötigten Schwellwertstrom und hoher

Resonatorgröße sind somit nur bedingt geeignet, und neue Bauelementkonzepte müssen für so ein System entdeckt, erforscht und entwickelt werden.

### 1.5. Materialien der Silizium-Photonik

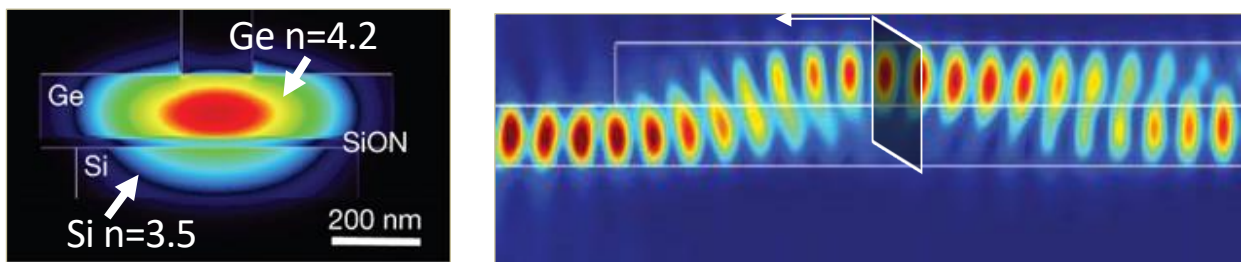
Si ist als Basis photonischer Netzwerke bestens geeignet. Gegenüber einer InP- oder GaAs-Plattform, ermöglicht die hohe Brechungsindexdifferenz zwischen  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1,5$ ) und Si ( $n = 3,5$ ), die Herstellung von rausch- und dämpfungsarmen Si-Wellenleitern. Die geringen Dämpfungen  $\sigma < 1$  dB/km machen Si zu einem der geeignetsten Materialien für die Photonik. Die zusätzliche „optische Isolation“ durch die Verwendung von „Silicon-on-Insulator“ (SOI, engl. für Si-Substrate mit vergrabenen Oxid-Schichten)-Substraten, ermöglicht die einfache Integration eines photonischen Netzwerkes auf einem Teil des Si-Wafers <sup>[12]</sup>.

Grundsätzlich gilt: in einem photonischen Netzwerk sind mindestens zwei Materialien unterschiedlicher Bandlücke notwendig. In dem einen Material wird das Licht verlustarm geführt (Si), in dem anderen Material wird Licht erzeugt, moduliert und detektiert (SiGe, Ge). Unterschiedliche Bandlücken ermöglichen damit die gewünschte kleinst- und größtmögliche Absorption. Si ist damit nicht nur Substratmaterial, sondern auch zwingend nötig für die Realisierung von passiven Bauelementen (Wellenleiter, Koppler u.ä.) <sup>[9]</sup>.

Als Si verträgliches Materialsystem kann zusätzlich Ge verwendet werden. Das Halbleitermaterial der vierten Hauptgruppe ist kompatibel zur Si-Prozesstechnik und ermöglicht demnach eine hohe Volumenproduktion photonischer CMOS-Schaltungen. Ge wird in der Glasfaserherstellung aufgrund seines hohen Brechungsindex von  $n = 4,2$  häufig als Kernmaterial für Fasern verwendet und ist durch seine hohe Löcherbeweglichkeit für

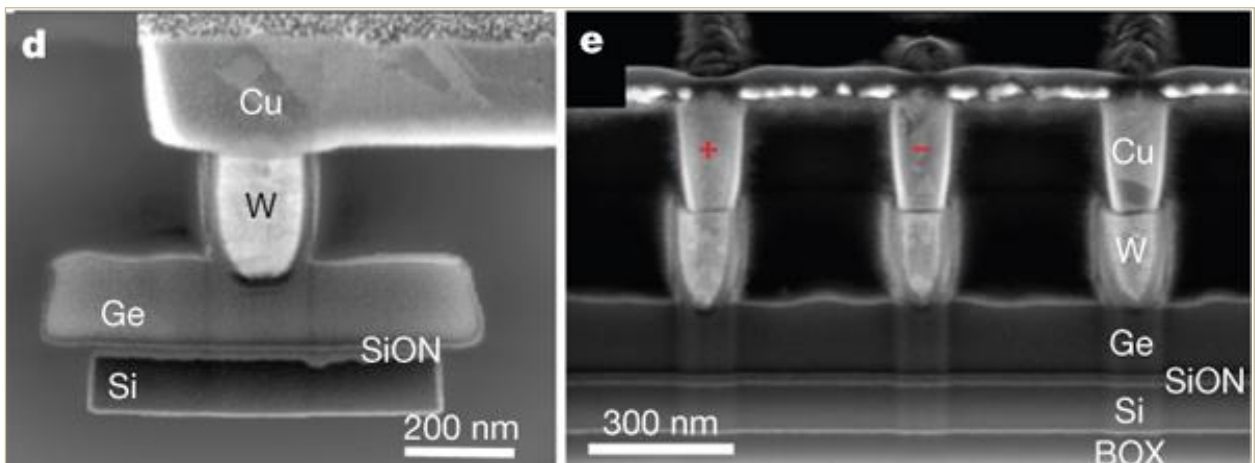
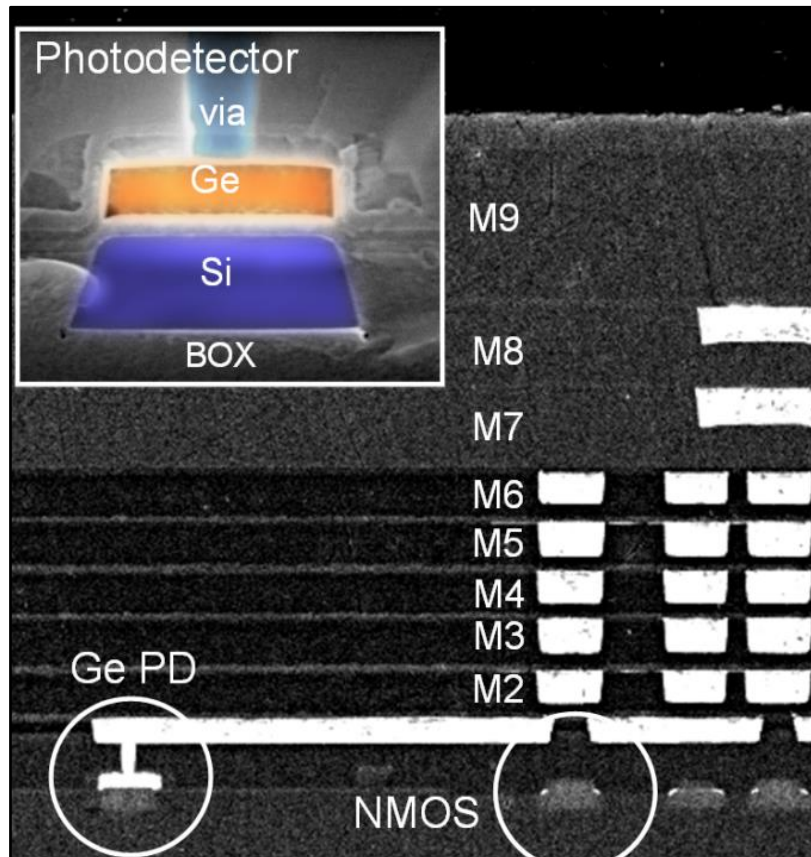


schnelle Photodetektoren und Modulatoren geeignet. Der höhere Brechungsindex von Ge ermöglicht zudem eine sogenannte evaneszente Kopplung. Dabei breitet sich die elektromagnetische Welle bevorzugt im optisch dichteren Material aus. Sie kann so vom Welleneiter in das Bauelement geführt werden (siehe Abb. 1.5). Für die Auskopplung wird das Ge am Ende der Bauelementes verjüngt und die Mode so in den Wellenleiter zurückgeführt <sup>[12]</sup>. Der Einsatz von Ge als Material für Modulatoren und Detektoren gestaltet sich daher als besonders günstig, da das Material hierfür direkt auf den Si-Wellenleiter aufgebracht werden kann. Auch andere optisch aktive Bauelemente wie Verstärker oder Lichtquellen könnten so relativ einfach auf Si integriert werden.



**Abb. 1.5 | Integration von Ge für die Si-Photonik.** Links <sup>[13]</sup> – Querschnitt des Wellenleiters und der Ge Schicht. Rechts <sup>[14]</sup> – Der Brechungsindexsprung von Si zu Ge ermöglicht eine einfache Führung (Kopplung) des Lichtes vom Wellenleiter in das Ge.

Wie in Abb. 1.6 dargestellt, ist es möglich, kommerziell erhältliche Technologie zu nutzen, um Ge voll in einen CMOS-Prozess zu integrieren. Die Wellenleiter und Ge Photodetektoren sitzen dabei direkt neben den CMOS-Gattern (Abb. 1.6 oben). Die „Materialbibliothek“ der Si-Photonik schließt demnach Ge als festen Bestandteil mit ein. Da die Integration von Ge bereits gegeben ist, liegt der Ansatz nahe, Ge auch für die monolithisch integrierte Lichtquelle zu nutzen.



**Abb. 1.6 | Integration von Ge-Photodetektoren in einen Si-CMOS-Prozess.** Vollständige Integration eines Ge-Photodetektors in einen 90-nm-CMOS-Prozess von IBM [13], [15].





## 1.6. Die monolithisch integrierte Lichtquelle

Eine Grundbedingung für die optische Kommunikation auf dem Chip ist die Verträglichkeit aller Komponenten mit dem CMOS-Materialsystem Si. Eine Herstellung der Lichtquelle aus reinem Si bringt allein jedoch keinen nennenswerten Vorteil. Ein ebenfalls aus Si bestehender Wellenleiter würde das Licht absorbieren. Um das so erzeugte Licht zu führen, müssten andere Materialien als Si verwendet werden (Polymer- oder Silikatglasfasern). Die kostengünstige Herstellung der Wellenleiter aus Si wäre damit nicht mehr gegeben. Die Integration des lichtemittierenden Bauelements gestaltet sich daher als äußerst komplex. Traditionell werden für Laser und LEDs III-V-Verbindungshalbleiter verwendet <sup>[16]</sup>. Diese Materialsysteme sind direkte Halbleiter und daher effektive Lichtemitter. Die Versetzungen und Defekte, die sich beim direkten Wachstum eines solchen Kristallsystems auf Si-Substrat ergeben, ermöglichen aber keinen Bau funktionstüchtiger Bauelemente. Hierfür sind Pufferschichten notwendig, um die Gitterkonstanten der III-V-Materialien an die von Si anzupassen. Auch für die Verwendungen von Quantenpunkten als Lichtemitter sind mehrere Mikrometer Puffermaterial notwendig. Das fordert eine Anpassung des thermischen Budgets bei der Bauelementherstellung <sup>[†]</sup>. Die gleichbleibende Qualität der CMOS-Transistoren auf demselben Substrat kann daher nicht ohne Weiteres gewährleistet werden. Zudem schließt eine Weiterentwicklung der Transistoren dann auch immer eine Neuausrichtung der photonischen Komponenten mit ein. Jeder neue Technologieknoten

[†] Für einen GaAs Kantenemitterlaser werden typischerweise Si und Kohlenstoff(C) als Dotierstoffe eingesetzt. Die hohe Diffusivität der Dotierstoffe begrenzt die Temperaturen im Herstellungsprozess auf  $T < 800\text{ °C}$ . Zudem führt die unterschiedliche Beschaffenheit der natürlichen Oxide ( $\text{SiO}_2$  und  $\text{As}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}$ ), sowie die hohe Ätzrate von GaAs in  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , zu einer starken Anpassung der Reinigungs- und Passivierungssequenzen (keine Si-Standardreinigungen). Der Hybridprozess gestaltet sich damit als höchst anspruchsvoll und konnte bislang in der Massenproduktion nicht etabliert werden.

impliziert damit auch eine Neuausrichtung der Optik. Ein nachträgliches Aufbringen der III-V-Materialien erfordert einen Säuberungsprozess bei Temperaturen  $T > 400\text{ °C}$ , was zum Schmelzen der Aluminium(Al)-Metallisierung in den Si-Bauelementen führt. Des Weiteren hat Ga die Eigenschaft die isolierende Wirkung von  $\text{SiO}_2$  entgegenzuwirken und ist daher in der CMOS-Prozesstechnik äußerst unbeliebt. Typische Metallisierungsprozesse für III-V-Bauelemente sind mehr oder weniger auf Gold(Au)-basierend, was zu Kompatibilitätsproblemen zu den in Si verwendeten Al- oder Cu-Leiterbahnen führt. Außerdem verursacht Au sogenannte tiefe Störstellen in Si, welche das Material nachhaltig unbrauchbar machen. Abhilfe schaffen Hybridsysteme, in denen fertige III-V-Halbleiterlaser über Bond- und Klebeverbindungen auf den Chip gebracht werden. Die prinzipiell einfache Befestigung des Lasers erlaubt ein breites Spektrum an Lasertypen, wobei Streifenlaser die populärste Bauweise darstellen. Hohe Kopplungsverluste und Schwierigkeiten bei der Standardisierung des Herstellungsprozesses macht einen Hybridprozess für die CMOS-Prozesstechnik aber eher uninteressant.

Die monolithische Integration von Si und Ge vereint die Leistungsfähigkeit der Ge-Optik mit den geringen Kosten der Si-CMOS-Massenproduktion<sup>[17]</sup>. Die Lichtquelle aus dem gleichen Material, wie den Detektor zu bauen und damit dieselbe Wellenlänge (Ge;  $\lambda = 1550\text{ nm}$ ) nutzbar zu machen, ist damit von hoher ökonomischer und wissenschaftlicher Motivation. Einen indirekten Halbleiter als Lichtquelle einzusetzen, gestaltet sich jedoch als äußerst komplex. Ge gilt als extrem schlechter Lichtemitter und bisherige Versuche und Bemühungen gehen bis auf die 1955er Jahre zurück. Verschiedenste Bauweisen, Materialmodifikationen und Messaufbauten wurden bisher untersucht. Die Natur des Materials, Elektronen fast ausschließlich über nichtstrahlende Prozesse



rekombinieren zu lassen, machten den Bau einer Lichtquelle bisher unmöglich. In dieser Arbeit soll gezeigt werden, dass in einem indirekten Halbleitermaterial das Injektionsverhalten und Lichtgeneration, grundlegend verschieden zu den eines direkten Halbleitermaterials sind. Das Verständniss für die Stärken und Schwächen des Materials sind dabei essentiell und es werden andere Konventionen benötigt <sup>[18],[19]</sup>. Zudem sollte nicht vor den Beschränkungen aktueller Technologien Halt gemacht werden. Zukünftige Herstellungsverfahren könnten durchaus in der Lage sein, die Materialien mit erhöhter Güte und Genauigkeit zu bearbeiten. Die scheinbare physikalische Überlegenheit eines Materialsystems basiert häufig darauf, dass es kostengünstig und einfach für eine dedizierte Anwendung hergestellt wird. Für ein anderes Anwendungsfeld mögen andere Materialien mit anderen physikalischen Eigenschaften existieren, die durchaus geeigneter sein könnten.





## 2. Lichterzeugung in Germanium

In diesem Kapitel wird die Lichterzeugung im indirekten Halbleitermaterial Ge näher betrachtet. Zu Beginn wird die Entstehung der Idee, Ge als Material zu Lichterzeugung zu verwenden, historisch eingeordnet (2.1), sowie die generelle Möglichkeit der Lichterzeugung in Ge diskutiert (2.2). Weitere Konzepte zur Verstärkung der Leuchtkraft, wie n-typ Dotierung (2.4) und die Ge-haltigen Halbleiterlegierungen SiGe, GeSn, SiGeSn (2.5) werden zudem erläutert. In Kapitel 2.4 sind zudem Messdaten aus der eigenen Diplomarbeit „Herstellung und Charakterisierung von Ge-Kantenemittern“ angeführt und neu aufbereitet.

### 2.1. Einleitung und historischer Überblick

Die monolithische Lichtquelle für die Si-Photonik wurde in den 1990er Jahren von einer Forschergruppe der AT&T Bell Laboratorien als der „Heilige Gral“ der Si-Photonik bezeichnet <sup>[20]</sup>. Vor allem, weil für die künftigen Integrationskonzepte aus Elektronik und Photonik die Lichtquelle möglichst kostengünstig herstellbar und zu Si kompatibel sein sollte <sup>[21]</sup>. In dieser Intention wurde Si als optisch aktives Material untersucht. Da die indirekten Halbleitermaterialien Si, Ge oder SiGe generell als nicht für die Lichtemission geeignet eingestuft wurden, waren andere Konzepte, wie die Verwendung von porösem Si <sup>[22]</sup>, Erbium(Er) dotiertes Si <sup>[23]-[25]</sup> und Si-Nanokristalle <sup>[26]</sup> bis in die 2000er populäre Forschungsschwerpunkte. Ge rückte erst 2002 zur Herstellung von verspannten Si-Kanälen in zukünftigen Transistortechnologien wieder in den Fokus <sup>[27]</sup>. Hierbei stand die Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Vordergrund. Eine Forschungsgruppe des Massachusetts Institute of Technology (MIT) postulierte 2006, dass durch Zugverspannung Ge auch als infrarot Photodetektor für Wellenlängen  $\lambda > 1550$  nm eingesetzt werden könnte <sup>[28]</sup>. Das wurde damit begründet, dass durch Verspannung des Kristalls die Bandlücke reduziert werden kann. Zudem zeigten sie damit, dass auch der energetische

Abstand zwischen indirekter und direkter Bandlücke reduziert wird, und damit die Leuchtkraft des Materials verstärkt werden kann. Das führte 2007 zu der Idee, zugverspanntes Ge als „Gain“<sup>[†]</sup>-Material für einen Si-kompatiblen Ge-Laser zu verwenden <sup>[29]</sup>. Einer der Autoren ist L. C. KIMMERLING, ehemals Mitglied der AT&T Bell Laboratorien.

Erste Lumineszenzexperimente an Ge gehen aber noch viel weiter zurück. Anfangs der 1950er Jahre konnte durch Photolumineszenzuntersuchungen ein breitbandiges Strahlungsspektrum von Ge identifiziert werden <sup>[30]</sup>, wobei die zwei markanten Maxima dem direkten und indirekten Bandübergang zugeordnet wurden. J. R. HAYNES und N. G. NILSON zeigten 1960 experimentell, dass die strahlende Rekombinationsrate des direkten Bandübergangs fünfmal höher ist als die des indirekten Bandübergangs <sup>[31]</sup>. Der grundlegende Unterschied zu einem direkten III-V-Halbleitermaterial (wie GaAs <sup>[32]</sup>, GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> <sup>[33]</sup>, InAs <sup>[34]</sup>, InP <sup>[35]</sup>) war an dem charakteristischen Strahlungsspektrum erkennbar, welches in Ge als breitbandig und weniger hell und in den III-V-Materialien als kohärent und intensiv strahlend beschrieben wurde. Der gepulste Laserbetrieb war zu dieser Zeit aber nur durch optisches Pumpen <sup>[34]</sup> oder durch die Kombination aus tiefen Temperaturen <sup>[33]</sup> und kurzen Strompulsen möglich.

Grundlegend neue Ansätze brachte 1963 Nobelpreisträger H. KROEMER hervor <sup>[36]</sup>, in dem er erstmals das Konzept für den kontinuierlichen Laserbetrieb in III-V-Materialien postulierte. Weiterhin sagte er voraus, dass der Laserbetrieb auch in einem indirekten Halbleitermaterial wie Ge, Si oder GaP prinzipiell möglich ist (siehe Kapitel 2.2).

---

[†] Der sogenannte „Gain“ eines Halbleitermaterials, leitet sich aus dem Gewinn an Leuchtkraft durch die stimulierte Emission ab. Für die Laseremission ist „Gain“ im Material zwingend erforderlich, um durch die Rückkopplung mit einem Resonator bei jedem Durchlauf des Materials zusätzliche optische Intensität zu gewinnen. Wenn die intrinsischen Verluste im Material durch die optische Verstärkung aufgewiegt werden, spricht man häufig auch von „net-Gain“.



*„Laser action in semiconductors has so far been reported only for direct-gap semiconductors like GaAs, GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub>, InAs, InP, etc., but not yet for indirect gap materials such as Ge, Si and GaP...*

*We propose, that laser action should be obtainable in many of the indirect semiconductors, and improved in the direct gap ones, if it is possible to supply them with a pair of heterojunction injectors.“ – H. KROEMER [36].*

Dieser Ansatz war seiner Zeit weit voraus, denn die Herstellung von Heterostrukturen war durch die fehlende Epitaxietechnik unmöglich [37]. Die Kernaussage H. KROEMERs, den Laserbetrieb mit Hilfe von Heterostrukturen zu erreichen, wurde dennoch versucht in Ge nachzubilden.

Falls genügend Elektronen in das direkte Leitungsband gelangen, sollte der Laserbetrieb einsetzen. Daher wurden 1976 Experimente unter hoher optischer Injektion  $P_{\text{opt}} \sim 10^8 \text{ Wcm}^{-2}$  durchgeführt [38]. Die dabei generierte Ladungsträgeranzahl ( $n \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) befüllt die Zustände im indirekten Leitungsband und hebt das Quasi-Ferminiveau ( $E_f \sim 0.86 \text{ eV}$ ). Damit ist zumindest theoretisch eine Besetzung des direkten Leitungsbandes möglich. Experimentell konnte aber keine Laseremission festgestellt werden. Lediglich Photolumineszenz von höher- und niederenergetischen Bandübergängen traten vermehrt auf. Tieftemperaturexperimente der Stuttgarter Gruppe um W. KLINGENSTEIN und H. SCHWEIZER lieferte die Erklärung für dieses Phänomen [39]. Sie zeigten, dass mit zunehmender Besetzung des Leitungsbandes die Wahrscheinlichkeit der Elektron-Elektron Interaktionen stark ansteigt (Auger-Rekombination [40]), was die Laseremission verhinderte. Weitere Versuche basierten 1983 auf das Einbringen von sehr hoher n-Typ-Dotierstoffkonzentration ( $N_D > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) durch Ionenimplantation und Laser-Ausheilen [41][42]. Man versprach sich damit ein Absättigen der niederenergetischsten Zustände im indirekten Leitungsband und somit eine erhöhte Übergangswahrscheinlichkeit von Elektronen ins direkte Leitungsband. Die hohe Dotierstoffkonzentration führte jedoch

zunehmend zu einer Beeinflussung des Leitungsbandes (BGN, engl. für „Band-Gap Narrowing“; siehe Kapitel 2.4). Das wurde experimentell <sup>[43][44]</sup> und theoretisch von K.-F. BERGGREN und B. E. SERNELIUS 1985 <sup>[45]</sup> und S. C. JAIN and D. J. ROULSTON 1991 <sup>[46]</sup> bestätigt.

Die erste Demonstration eines elektrisch gepumpten Ge-Lasers wurde dann 2007 auf dem International Electron Device Meeting (IEDM) <sup>[47]</sup> vorgestellt. Das Bauelement basierte auf einer Metall (Al) - Isolator (SiO<sub>2</sub>) - Halbleiter (Ge und Si) Struktur, wobei Elektronen durch das dünne Tunnel-Oxid in das Ge eingebracht werden. Wie in der Publikation erwähnt, stammten die Lichtblitze maßgeblich von der hohen Betriebstemperatur ( $T > 500$  K), welche den effektiven Bandabstand zwischen indirekter und direkter Leitungsbandkante durch thermische Streuprozesse verringern. Die Kombination aus moderater n-Typ Dotierung ( $N_D = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) und Zugverspannung, führte 2010 zu einem weiteren Experiment, in dem von elektrisch induzierter Laseremission berichtet wurde <sup>[48][49]</sup>. Die Schwellwertstromdichte lag dabei bei  $J_T \sim 280 \text{ kA/cm}^2$  <sup>[50]</sup>, die Betriebsspannung aber bei bis zu  $U_A \sim 8 \text{ V}$  <sup>[51]</sup>. Weiterhin wurde von Bauelementbetriebszeiten von wenigen Sekunden berichtet. Das Experiment konnte 2015 mit einer Schwellwertstromdichte von  $J_T \sim 510 \text{ kA/cm}^2$  und einer Betriebsspannung von  $U_A \sim 3 \text{ V}$  reproduziert werden (Diplomarbeit – „Herstellung und Charakterisierung von Ge Kantenemittern“) <sup>[52]</sup>. Die hohen Bauelementtemperaturen und verwendeten Betriebsspannungen in allen drei Experimenten legen nahe, dass hochenergetische Elektronen für die Lumineszenz Spitzen in Ge verantwortlich sind.

Ein ähnliches Phänomen ist in Si-p-n-Übergängen die im Durchbruchbereich ( $F_{\text{Si,krit}} \geq 3 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$ ) betrieben werden <sup>[53][54]</sup>, zu beobachten. Hierbei führt eine Betriebsspannung von  $U_{\text{SiA}} \geq -30 \text{ V}$  und damit verbundene hohe elektrische Feldstärken ( $F_{\text{Si,pn}} \geq 2,2 \times 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$ ) <sup>[55]</sup> zur Generation heißer Elektronen, die zunehmend strahlend rekombinieren. Die Strahlung wird für den Wellenlängenbereich  $\lambda > 620 \text{ nm}$  bandinternen





Prozessen im indirekten Leitungsband<sup>[56]</sup>, für den Bereich  $539 \text{ nm} > \lambda > 620 \text{ nm}$  der Bremsstrahlung durch ionisierte Störstellen<sup>[55]</sup> und für den Bereich  $\lambda < 539 \text{ nm}$  Prozessen nahe der direkten Leitungsbandkante<sup>[57]</sup> zugeordnet. Weiterhin werden lokale Bereiche erwähnt, in denen die Strahlung als besonders intensiv beobachtet wurde (Mikroplasmas)<sup>[55]</sup> und Soret-Dufour-Effekte nahe der Oberfläche (Ladungsträgeransammlungen)<sup>[58]</sup>.

Schätzt man das elektrische Feld  $F_{\text{Ge,pn}}$  ab, welches in Ge strahlende Rekombinationsprozesse durch heiße Elektronen stimuliert, erhält man:

$$F_{\text{Ge,pn}} \propto \frac{F_{\text{Si,pin}} \cdot \Delta E_{\text{Ge}}}{\Delta E_{\text{Si}}} = \frac{(2,2 \cdot 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}) \cdot 0,14 \text{ eV}}{2,2 \text{ eV}} = 1,33 \cdot 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}. \quad (2.1)$$

Wobei  $\Delta E_{\text{Ge}}$  bzw.  $\Delta E_{\text{Si}}$  den energetischen Abstand zwischen indirekter und direkter Leitungsbandkante in Ge bzw. Si bezeichnet. Die kritische Feldstärke von Ge ist mehr als eine Größenordnung geringer ( $F_{\text{Ge,krit}} > 1 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$ ). Führt man selbige Abschätzung für die nötige Spannung  $U_{\text{Ge,A}}$  durch, erhält man:

$$U_{\text{Ge,A}} \propto \frac{U_{\text{Si,A}} \cdot \Delta E_{\text{Ge}}}{\Delta E_{\text{Si}}} \geq -1,8 \text{ V}. \quad (2.2)$$

Wie sich zeigt, werden Elektronen in Ge mit  $U_{\text{Ge,A}} = -1.8 \text{ V}$  bereits ausreichend beschleunigt, um ins direkte Leitungsband zu streuen und strahlende Rekombinationsprozesse anzuregen. Das unterstützt die These, dass starke elektrische Felder eine essenziell wichtige Bedeutung für die strahlende Rekombination in Ge besitzen. Alle bisherigen Beobachtungen zu „lasing“ in Ge wurden dabei durch starke elektrische Felder unterstützt (Metall-Ge Übergänge<sup>[47]</sup> oder hoch n-Typ dotierte Ge-Schichten<sup>[48][52]</sup>). Das lässt den Schluss zu, dass Elektronen in Ge nicht ohne Weiteres in das direkte Leitungsband gelangen können, sondern beschleunigt oder angeregt werden müssen. Für das in dieser Arbeit diskutierte Konzept der Tunnelinjektion im Zener-Emitter ( $F_{\text{Ge-ZE,pn}} > 8.45 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$ )<sup>[59]</sup>, sind die

elektrischen Feldstärken am p-n-Übergang so hoch, dass mit dem Zener-Durchbruchmechanismus<sup>[60]</sup> Elektronen schon bei kleinsten Rückwärtsspannungen  $U_{\text{Ge-ZEA}} < -0.1 \text{ V}$  ins direkte Leitungsband injiziert werden können.

## 2.2. Lemma zur Lichterzeugung im indirekten Halbleitermaterial

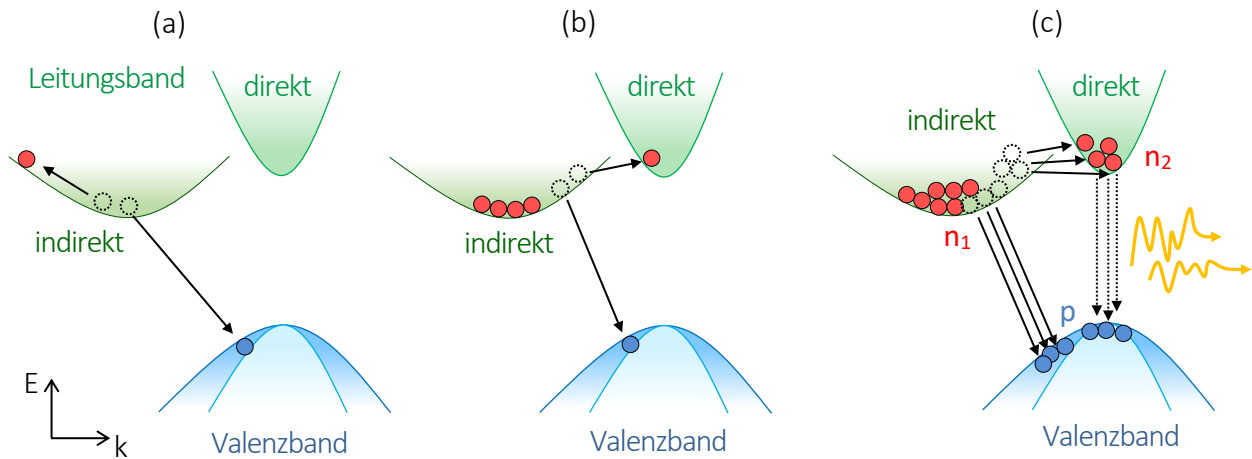
Im indirekten Halbleiter Ge sind im thermodynamischen Gleichgewicht die Zustände im direkten Leitungsband unbesetzt<sup>[16]</sup>. Selbst höchste n-Typ-Dotierungen von Ge sind nicht in der Lage, eine natürliche Akkumulation von Elektronen im direkten Leitungsband hervorzurufen<sup>[43][44]</sup>. Zudem zeigt sich eine klare Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz: Für sinkende Temperaturen sinkt auch die Lumineszenz<sup>[61]</sup>. Das steht im Gegensatz zu den direkten Halbleitermaterialien, in denen kältere Temperaturen Streuprozesse reduzieren und so mehr Ladungsträger für strahlende Rekombination zur Verfügung stehen. Dabei entsteht eine erhöhte Lichtemission für kältere Temperaturen<sup>[33]-[35]</sup>. Das bedeutet, dass Bauelementtypen wie Q-Switch-Laser<sup>[62]</sup> oder Laser ohne Schwellwert<sup>[63]</sup> mit Ge nicht realisierbar sind. Die grundlegenden Eigenschaften von Ge lassen keinen Laseraufbau zu, bei dem das Material „wie eine Feder“ mit Ladungsträgern im direkten Leitungsband „vorgespannt“ und auf Abruf die Energie in Form von Strahlung freigesetzt wird. In Ge existiert kein statischer, intrinsischer „Gain“ des Materials. Die Dynamik der Lichtverstärkung ist in Ge damit fundamental verschieden.

## 2.3. Auger-Generation und -Rekombination

In Ge können Ladungsträger über Stoßprozesse in das direkte Leitungsband eingebracht werden. Bei den sogenannten Auger-Streuprozessen<sup>[40]</sup> wird die Energie, die bei der Rekombination eines Elektrons im Leitungsband mit einem Loch im Valenzband freigesetzt



wird, an ein zweites Elektron im Leitungsband abgegeben. Damit ist der Übergang des zweiten Elektrons auf ein höheres Energieniveau möglich (siehe Abb. 2.1a). Für den Fall, dass das indirekte Leitungsband besetzt ist, werden Elektronen auch vermehrt in das direkte Leitungsband gestreut (Abb. 2.1b).



**Abb. 2.1 | Auszug aus den Auger-Prozessen in Ge.** (a) Auger-Rekombination eines Elektron-Loch Paares mit Anregung eines weiteren Elektrons im indirekten Leitungsband. (b) Auger-Rekombination eines Elektron-Loch Paares mit Anregung eines weiteren Elektrons in das direkte Leitungsband. (c) Multiple Auger Prozesse unter Hochinjektion führen zur vermehrten Streuung von Elektronen in das direkte Leitungsband. Eine breitbandige, spontane Lichtemission ist die Folge.

Experimente mit verschieden starker Anregung unter hoher Besetzung des indirekten Leitungsbandes (Abb. 2.1c) zeigen zudem, dass die spontane Lumineszenz im Zusammenhang mit der Anregungsenergie steht.

*„The dependence on the excitation level is well explained by an Auger mechanism that links the indirect and direct gap together“*

– W. KLINGENSTEIN & H. SCHWEIZER <sup>[39]</sup>

Die Streuung von Elektronen ins direkte Leitungsband  $n_2$  ist also von der Anzahl der Ladungsträger  $n_1$  im indirekten Leitungsband abhängig. Dabei zeigt sich ein quadratischer Zusammenhang <sup>[39]</sup>. Das Elektron erhält also die benötigte Energie für den Übergang vom indirekten ins direkte Leitungsband <sup>[64]</sup> durch die Rekombination eines Elektron-Loch-Paares (Abb. 2.1). Unter Vernachlässigung der nichtstrahlenden Rekombination gilt für die Elektronenanzahl im direkten Leitungsband  $n_2$  und die Löcher  $p$ :

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 p C_r + R_{\text{e eh}}, \quad (2.1)$$

$$C_r \propto \frac{n_1^2}{n_2} R_{\text{e eh}}. \quad (2.2)$$

Statisch betrachtet ist damit die strahlende Rekombinationskonstante  $C_r$  mit der Anzahl der Elektronen im indirekten Leitungsband  $n_1$  und dem Auger-Koeffizienten  $R_{\text{e eh}}$  für die Interaktion von zwei Elektronen mit einem Loch verknüpft. Die kurze Lebensdauer der Elektronen im direkten Leitungsband ( $< 0.5 \mu\text{s}$  <sup>[39]</sup>) lässt annehmen, dass nahezu alle Elektronen, die ins direkte Leitungsband angeregt werden, auch strahlend rekombinieren ( $C_r = 6,4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  <sup>[65]</sup>).

Für Ge lassen sich zwei Auger-Prozesse identifizieren. Ein bandinterner Auger-Prozess (Abb. 2.1.a) welcher nahezu unabhängig von der Temperatur ist, und ein weiterer, bei dem die Energie durch den Streuprozess eines weiteren Elektrons zur Verfügung gestellt wird (Abb. 2.1.b und Abb. 2.1.c). Durch den hohen Einfluss von kinetischer Energie, ist dieser stark von der Temperatur abhängig <sup>[64]</sup>. Da die Lumineszenz für  $T = 80 \text{ K}$  verschwindend gering ist <sup>[61]</sup>, aber exponentiell mit der Temperatur steigt, lässt sich Schlussfolgern, dass der zweite Auger-Prozess die dominierende Stellung einnimmt. Mit den experimentell



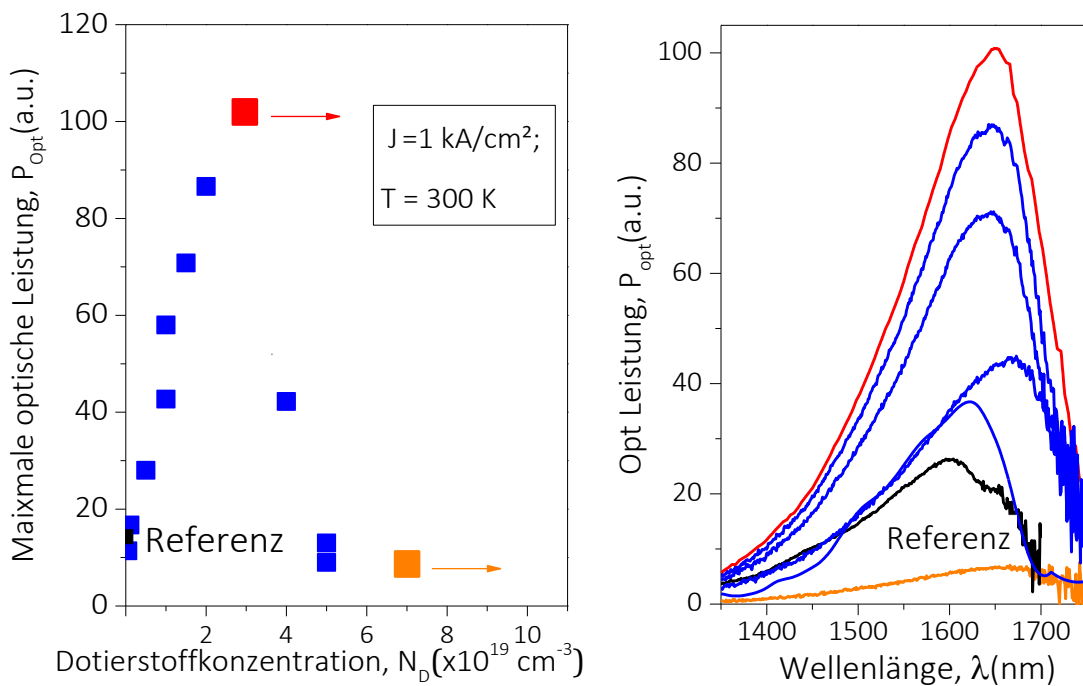
bestimmen Auger-Koeffizienten für Ge  $R_{\text{eeh}} = 10^{-34} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  [66] lässt sich die statische Anzahl Elektronen  $n_2$ , die ins direkten Leitungsband angeregt wurden, abschätzen:

$$\begin{aligned} n_2 &\geq n_1^2 \frac{R_{\text{eeh}}}{C_r} = 1 \cdot 10^{40} \text{ cm}^{-6} \cdot 10^{-34} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \cdot 6,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}, \\ n_2 &\geq 9,4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

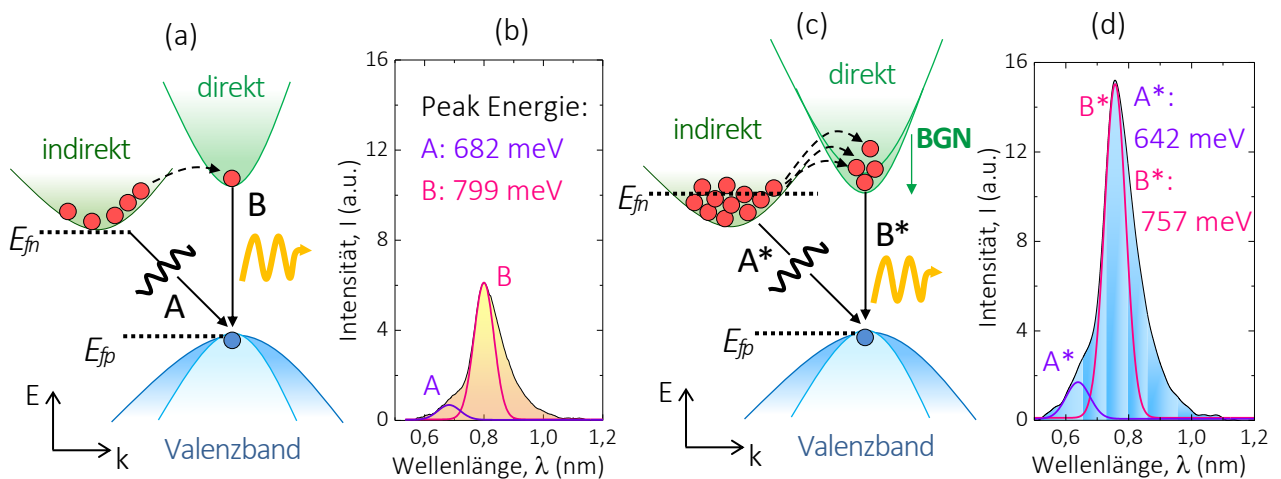
Für die Besetzungsinversion im direkten Leitungsband muss die Elektronendichte mindestens der effektiven Zustandsdichte  $N_{\text{C,dir}} = 3,47 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [16] entsprechen ( $m_{\text{e,k=0}^*} = 0,037m_0$ ; Grad der Entartung  $MC = 2$ ) [67]. Mit der Abschätzung in Gl. 2.3 zeigt sich, dass in einer stark vereinfachten Annahme durchaus genug Elektronen durch Auger-Rekombination ins direkte Leitungsband gepumpt werden können ( $n_2 \gg N_{\text{C,dir}}$ ). Durch Einbringen von Zugverspannung kann die energetische Distanz zwischen direkter und indirekter Leitungsbandkante reduziert werden. Die Wahrscheinlichkeit für einen Streuprozess in das direkte Leitungsband erhöht sich damit ( $R_{\text{eeh}}$  steigt an). Durch die mechanische Verbiegung des Kristalls nimmt jedoch auch die effektive Zustandsdichte im direkten Leitungsband zu ( $N_{\text{C,dir}}$ ). Es sind mehr Elektronen im direkten Leitungsband  $n_2$  notwendig, um Besetzungsinversion zu erreichen. Einbau von Zugverspannung in den Kristall ist für die Lichterzeugung also nur bedingt vorteilhaft. Wie später in Kapitel 3 erarbeitet, zeigt sich weiterhin keine zeitlich konstante Besetzung der Bänder. Aufgrund der schnellen Rekombination der Ladungsträger, kann der Füllzustand des direkten Leitungsbandes nicht aufrechterhalten werden.

## 2.4. Einfluss der n-Typ-Dotierung

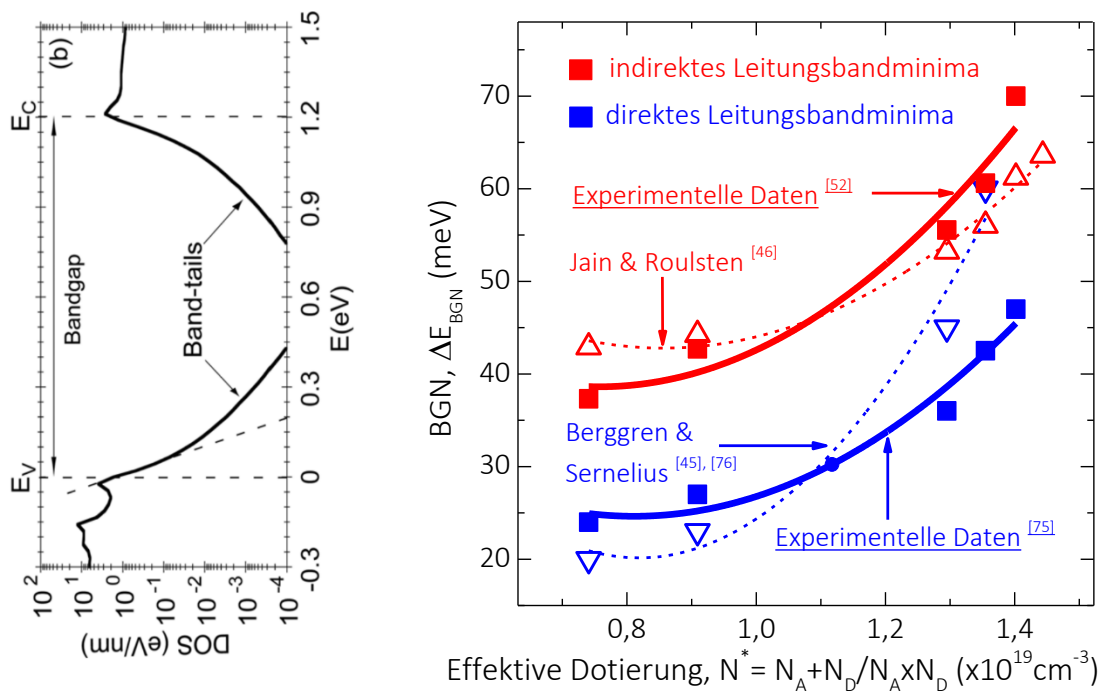
Eine hohe Besetzung des indirekten Leitungsbandes verstärkt die Auger-Generation, mit der Elektronen in das direkte Leitungsband gelangen können. Durch eine hohe n-Typ-Dotierung kann das Material daher „vorbelegt“ werden, um bereits bei geringeren Injektionsströmen erhöhte Lumineszenz zu erzeugen <sup>[41]-[46]</sup>. Es zeigt sich in Abb. 2.4.1, dass die erhöhte n-Typ-Dotierung die Lumineszenzerzeugung positiv beeinflusst. Ein Einbringen des geeigneten Dotierstoffes erzeugt dabei sogenannte „flache“ Störstellen im Halbleiter. Die Dotieratome besetzen dabei Energieniveaus nahe der Leitungsbandkante (für n-Typ-Dotierung) und können Valenzelektronen leicht an das freie Elektronengas abgeben <sup>[16]</sup>. Damit vergrößert sich der Füllstand des Leitungsbandes und das Fermi-level wird angehoben. Die Dotieratome hinterlassen beim Abgeben ihres Valenzelektrons ionisierte Atomrümpfe, welche als periodisches Potential die Leitungsbandunterkante und damit die freien Elektronen elektrostatisch beeinflussen („screening“). Für sehr hohe Dotierstoffkonzentrationen überlappen die Wellenfunktionen der einzelnen ionisierten Atomrümpfe, und es bildet sich ein Störstellenband unterhalb der Leitungsbandkante <sup>[68]</sup>. Daher wird die Austauschwechselwirkung der Valenzelektronen <sup>[69]</sup> nicht nur durch die vergrößerte Anzahl freier Ladungsträger beeinflusst, sondern auch durch die Coulomb-Interaktion mit dem sich bildenden Störstellenband <sup>[70]</sup>. Für sehr hoch n-Typ-dotierte Halbleitermaterialien <sup>[71]</sup> ändert sich daher die effektive Masse sowie die effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes <sup>[68]</sup>. Die Zustandsdichte im Leitungsband wird damit kontinuierlich um die sogenannten „band-tails“ zu kleinen Energien hin fortgesetzt (BGN) <sup>[43]-[46], [68]-[76]</sup>. Hierzu sind mit den Elektrolumineszenz(EL)-Spektren der Proben aus der Diplomarbeit, die Abb. 2.4.1, 2.4.2 und 2.4.3 entstanden.



**Abb. 2.4.1 | Lichtausbeute von Ge-LEDs als Funktion der n-Typ-Dotierung – Auszug Diplomarbeit.** (Links) Maximale optische Leistung bei  $J = 1 \text{ kA/cm}^2$  von Proben verschiedenster n-Typ-Dotierung ( $N_A = 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Oberhalb von  $N_D = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ist die Lichtemission dagegen drastisch reduziert. (Rechts) EL-Spektren der Ge-LEDs. Durch die erhöhte n-Typ-Dotierstoffkonzentration wird die Bandlücke reduziert (BGN) und das Maxima des EL-Spektrums (maximaler Überlapp der Fermi-Verteilung im Leitungs- und Valenzband), ist zu größeren Wellenlängen hin verschoben.



**Abb. 2.4.2 | Strahlende Rekombination in i-Ge [52] und n-Ge [52].** Links – i-Ge-Bandstruktur und EL-Spektrum mit den zugehörigen Übergangsenergien für i-Ge. Rechts – n-Ge-Bandstruktur mit erhöhter EL-Ausbeute.



**Abb. 2.4.3 | BGN des indirekten und direkten Leitungsbandes in Ge.** (Links) Originalabbild aus [72]. Zu sehen ist das exponentielle Abklingen der durch BGN erweiterten Zustandsdichten des Leitungs- und Valenzbandes. (Rechts) Experimentell ermittelte (aus Diplomarbeit [52] und [75]) und Literaturwerte für das BGN als Funktion der n-Typ-Dotierung [45],[46],[76].

Elektronen, die in das Leitungsband induziert werden, thermalisieren zum energieärmsten Zustand im Leitungsband. Für den hochdotierten Fall besetzen sie daher die ionisierten Störstellen unterhalb der Leitungsbandunterkante. Dort ist die Lebensdauer durch die elektrostatischen Abschirmung gegenüber dem Leitungsband deutlich erhöht ( $\tau_{\text{rad}} \sim 10^{-10} \text{ s}$  bei  $T = 300 \text{ K}$  [77], [78];  $\tau_{\text{rad}} \sim 10^{-8} \text{ s}$  bei  $T = 4 \text{ K}$  [79]). Das Einbringen von Störstellen kann demzufolge die Lebensdauer der angeregten Ladungsträger verlängern [80]-[82]. Diese Effekte sind auch aus flachen Störstellen des indirekten Halbleiters  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x = 0,52$ ) bekannt [83]. Ein gezieltes Einbringen von Stickstoff(N)-Vakanzen („isoelectric-traps“), zeigte in einer experimentellen Demonstration stimulierte Emission über solche Fehlstellen [84], [85].





Eine erhöhte Dotierstoffkonzentration ermöglicht verstärkt spontane Emission aus n-Ge (siehe Abb. 2.4.2, rechts) und verlängert die Lebensdauer angeregter Elektronen im direkten Leitungsband. Für die technische Anwendung als Lichtquelle bedeutet hohe Dotierung auch immer eine hohe Absorption (siehe Abb. 2.4.1) <sup>[86]-[88]</sup>. Zudem ist die zunehmende Rotverschiebung (siehe Abb. 2.4.3, rechts) und die damit verbundene Verbreiterung des EL-Spektrums eine Hürde für eine effiziente Modulation des Lichtsignals.

Die Wahl des richtigen Dotierstoffes ist dabei entscheidend. Die freie Ladungsträgerabsorption einer Antimon(Sb)- oder Arsen(As)-Dotierung ist nahezu eine Größenordnung geringer als die einer Phosphor(P)-Dotierung <sup>[88]</sup>. Die Ursache liegt in der physikalischen Dimension des Dotierstoffes. So ist der Atomradius eines Sb-Atoms deutlich größer als der eines P-Atoms. Die „Aufweitung“ des Kristallgitters durch das Einbringen von Sb-Atomen ( $N_{\text{Sb}} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entspricht einer  $\text{Ge}_{1-x}\text{Sb}_x$ -Legierung mit  $x = 0,063$ ), führt demnach zur lokalen Reduktion der Kristalldichte. Da das Störstellenniveau mehr als  $\Delta E = 140 \text{ meV}$  von der direkten Leitungsbandkante entfernt liegt, ist das BGN am direkten Leitungsband allein durch die kristalline Veränderung gegeben <sup>[89]</sup>. Das direkte BGN zeigt daher eine Abhängigkeit vom verwendeten Dotierstoff. Die in dieser Arbeit verwendete Dotierung mit Sb, und die damit verbundene geringe Absorption ist daher günstig für die Bauelemententwicklung.

## 2.5. Heterostrukturen aus Gruppe-IV-Materialien

In diesem Punkt sollen Heterostrukturen aus Gruppe-IV-Materialien näher betrachtet werden. Heterostrukturen bieten einen erhöhten Freiheitsgrad für den Bauelemententwurf. So können die spezifischen Eigenschaften der Einzelkomponenten wie Brechungsindex, Bandlücke, Position der indirekten sowie direkten Leitungsbänder im Zusammenspiel neue

Möglichkeiten eröffnen („teaching electrons new tricks“ [37]). Hier sind vor allem gitterähnliche Materialien von Bedeutung. Die Kombination von unterschiedlichsten Materialien bietet aber nicht nur Vorteile. So sind in einigen III-V-Halbleitermaterialien die Grenzflächen zwischen den Materialien mit Defekten und Fehlstellen behaftet. Das gilt vor allem, wenn Materialien unterschiedlicher Gitterstrukturen kombiniert werden (GaAs – Wurtzit-Gitterstruktur; GaN – Zink-Blende-Gitterstruktur [16]). Hier findet beim Zusammenbringen der Materialien ein Transfer der Außenelektronen statt. In sehr dünnen Heterostrukturen, wie dünnen Quantenfilmen (QWs, engl. für „quantum wells“), wirken die Grenzflächenzustände an Materialübergängen wie elektrostatische Dipole, und bilden Polarisationsladungen aus. Der Elektronenfluss kann an dieser Stelle durch die lokalen elektrische Felder stark gestört werden ( $F = 1.8 \text{ MV/cm}^2$  [90] „Electron screening“). Zudem wirken sie wie Rekombinationszentren, welche die charakteristischen Effekte: Stark-Effekt (QCSE, engl. für „quantum confined stark effect“) und Franz-Keldysh-Effekt (FKE, engl. für „franz keldysh effekt“) negativ beeinflusst sowie die Lebensdauer der Elektronen im QWs reduziert. In den Materialien der Gruppe-IV (Si, Ge und Sn) sind solche Effekte weniger von Bedeutung, da sämtliche Materialkombinationen (SiGe, SiGeC [94], GeSn [17], SiGeSn [18]) in der Diamant-Gitterstruktur kristallisieren. Das zeigt sich an Photolumineszenz(PL)-Messungen in SiGe-Schichten [94]. Trotz der geringe Schichtdicken (einzelne Monolagen) und grundsätzlich sehr geringer Signalstärke im indirekten Halbleiter, sind keine Störungen im PL-Signal durch elektrostatische Wechselwirkungen an Grenzflächen zu beobachten. Weiterhin konnte quantenmechanisches „confinement“ [†] in SiGe/Ge-QWs durch scharfe Exitonen-Linien (Linienbreite  $\Delta E \sim 8 \text{ meV}$ ), selbst bei geringen Spannungen nachgewiesen werden ( $F = 80 \text{ V/cm}^2$ ) [95], was für sehr homogene elektrische Felder innerhalb der

---

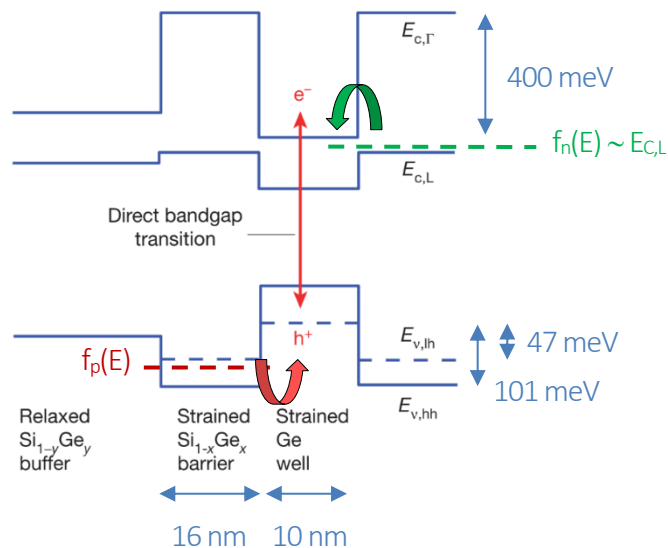
[†] Das sogenannte quantenmechanische „confinement“ bezeichnet die räumliche Beschränkung der Elektronen in einer Heterostruktur (zweidimensionale Beschränkung im Quantenfilm). Diese entsteht durch die Kombination von Materialien unterschiedlicher großer Bandlücke. Die Stärke des „confinements“ kann durch die Höhe der umgebenden Barrieren (Quantentopf) beeinflusst werden.



Quantenstrukturen spricht. Die Messgenauigkeit der Excitonen-Linien und die Elektroabsorption liegt hier deutlich über der von III-V-Heterostrukturen wie InGaAsP/InP [96], GaAs/AlGaAs [97] und AlGaAs/AlAs [98], welches die These weiterhin stützt. Gruppe-IV-Heterostrukturen eröffnen damit neue Möglichkeiten für den Bauelemententwurf. Um Gruppe-IV-Materialien für die Lichtemission nutzbar zu machen, wurden unter anderem Si/Ge-, Si/SiGe-Heterostrukturen als QWs [95], Übergitterstrukturen [99] sowie einzelne, in einer Si-Matrix eingebettete Monolagen Ge [100],[101] untersucht. Um die Lichtemission zu optimieren, wurde unter anderem das Mischungsverhältnis [102] und die Tiefe der Elektron/Loch-QWs (das sogenannte „confinement“) [103] variiert. Das Hauptziel bestand darin, eine hohe Aufenthaltswahrscheinlichkeit (Überlapp der Wellenfunktionen) von Elektronen und Löchern in der verspannten Ge-Schicht zu erzielen, um die strahlende Rekombination gezielt im Ge stattfinden zu lassen. Am Beispiel von Abb. 2.5.1 [95] zeigt sich, dass mit Gruppe-IV-Heterostrukturen (SiGe/Ge) ein confinement im Leitungsband von bis zu  $\Delta E = 400$  meV erreicht werden kann. Der Energieunterschied im direkten Leitungsband ( $E_{C,T}$ ) zwischen „barrier“ und „well“ (siehe Abb.2.5.1) ist dabei entscheidend für das confinement der Elektronen im QW. Für das „confinement“ im Valenzband können die leichten Löcher ( $E_{v,lh}$ ) vereinfacht betrachtet werden, mit einem Energieunterschied zwischen „barrier“ und „well“ von  $\Delta E = 47$  meV. Im Experiment [95] zeigt sich, dass Elektronen, die durch Lichtabsorption ins direkte Leitungsband  $E_{C,T}$  angeregt werden, selbst bei Spannungen von  $U = 4$  V (stark-verkippte QWs) noch im Quantentopf gehalten werden können. Mit dem Ge/SiGe-Materialsystem ist es also prinzipiell möglich, „confinement“ im Leitungsband zu erzielen.

Eine weitere Möglichkeit, in Gruppe-IV-Materialien Heterostrukturen einzusetzen, ist das Materialsystem GeSn/SiGeSn [18], [104]. Hier können, abhängig vom Si- und Sn-Gehalt, rechnerische Energieunterschiede im Leitungsband von bis zu  $\Delta E = 240$  meV [104] erzielt

werden (Abb. 2.5.2 – rechts). Auch mit dem Materialsystem GeSn/SiGeSn ist es also prinzipiell möglich, „confinement“ im Leitungsband zu erzielen.

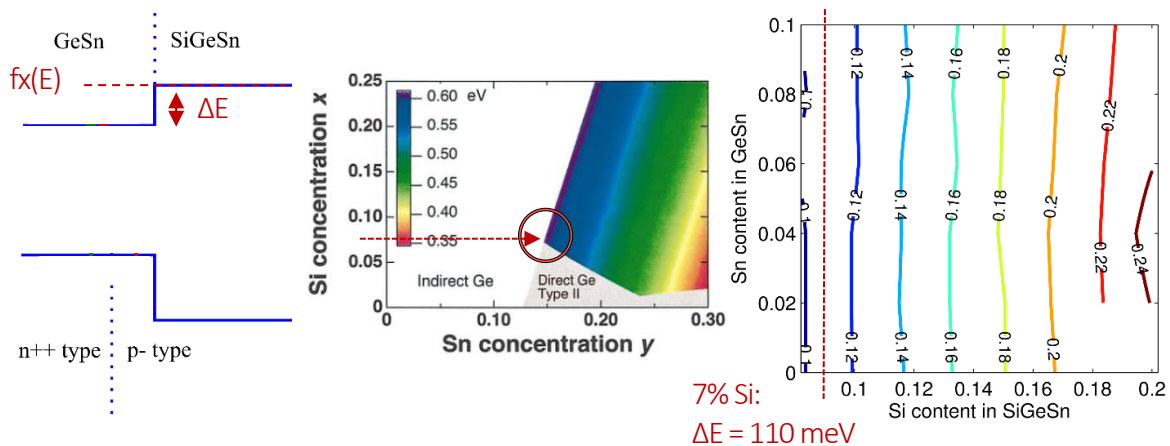


**Abb. 2.5.1 | SiGe/Ge-Heterostrukturen.** Original-Abbildung nach [95]. Ausschnitt aus einer Schichtfolge von 10 Perioden von verspannten Ge-QWs und SiGe-Barrieren. Der Ge-Anteile in den Barriereschichten betragen hier  $y = 0,9$  und  $x = 0,85$ . Die Grafik wurde um die angegebenen Maße, Energien sowie abgeschätzte Quasi-Fermi-Niveaus erweitert. Da das Barriere-Material aber nach wie vor ein indirekter Halbleiter ist, befinden sich die Quasi-Fermi-Niveaus selbst mit hoher Dotierung in der Nähe der indirekten Leitungsbandkante ( $E_{c,L}$ ) bzw. der Valenzbandkante ( $E_{v,lh}$ ).

Für Heterostrukturen ist nicht nur der rechnerische Verlauf der direkten Leitungsbandkante entscheidend, sondern auch die Lage der Quasi-Fermi-Niveau. Sie bestimmen, wie der gegebene Bandverlauf von Elektronen/Löchern bevölkert wird. So kann selbst ein Energieunterschied im direkten Leitungsband von  $\Delta E = 400 \text{ meV}$  (SiGe-„Barrier-Region“ in Abb. 2.5.1) im realen Betrieb nicht von Bedeutung sein, wenn die Vielzahl der Elektronen sich nicht im direkten Leitungsband aufhalten ( $f_n(E) \neq E_{c,\Gamma}$ ). Gleichmaßen muss für die Berechnung des Energieunterschieds  $\Delta E$  im Materialsystem GeSn/SiGeSn die „Direktheit“ von SiGeSn in Betracht gezogen werden, um die tatsächliche Ausgangsposition der Elektronen zu ermitteln. Für den Fall, dass SiGeSn zum direkten Halbleiter wird und eine



Typ-II-Heterostruktur ausbildet (Abb. 2.5.2 – mitte; 7 % Si), fällt das Quasi-Fermi-Niveau mit der direkten Leitungsbandkante zusammen ( $f_X(E) = E_{C,T}$ , Abb. 2.5.2 – links) und ein Energieunterschied im Leitungsband von  $\Delta E = 110$  meV (Abb. 2.5.2 – rechts) kann erreicht werden. Analog dazu ermittelt eine weitere rechnerische Abschätzung für eine  $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.75}\text{Sn}_{0.1}$  in <sup>[105]</sup> den Wert  $\Delta E = 149$  meV.



**Abb. 2.5.2 | GeSn/SiGeSn-Heterostrukturen.** Original-Abbildungen nach <sup>[104]</sup> und <sup>[106]</sup>. (Links) Rechnerische Bandstruktur mit der direkten Leitungsbandkante ( $E_{C,r}$ ) und der Valenzbandkante ( $E_{V,lh}$ ) mit dem Energieunterschied  $\Delta E$ . (Mitte) Die kolorierten Regionen bezeichnen den Bereich, wo das Material SiGeSn zum direkten Halbleiter wird. Die grau markierte Region gibt den Bereich an, wo die direkte Bandkante über der des GeSn liegt, also eine Bandstruktur, wie links dargestellt erreicht wird (Maximaler Si-Gehalt für Typ-II Struktur: 7 % Si). (Rechts) Energieunterschied  $\Delta E$  der direkten Leitungsbandkante ( $E_{C,r}$ ) abhängig vom Si-Anteil in SiGeSn. Mit 7 % können  $\Delta E = 110$  meV erreicht werden.

## 2.6. Kompendium

Es zeigt sich, dass die hohe ökonomische und wissenschaftliche Motivation eine Lichtquelle für die Si-Photonik zu entwickeln, in den letzten 50 Jahren – Nicht zuletzt durch H. KROEMERS Vorhersage – viele interessante Konzepte hervorgebracht hat. Die strahlende Rekombination in Ge wird dabei maßgeblich von Streuprozessen bestimmt. Unter hoher elektrischer Leistung, Temperatur oder Dotierung können Elektronen ins direkte

Leitungsband angeregt, gestreut sowie beschleunigt werden. Die Lichterzeugung gestaltet sich dabei als nicht beherrschbar und wenig effizient.

Um Ge für die Si-Photonik nutzbar zu machen, muss ein effizienter und kontrollierbarer Injektionsmechanismus gefunden werden. Die Vorteile des Materialsystems liegen dabei in seiner hohen Ladungsträgerbeweglichkeit, schnellen Inter- und Intra-bandprozessen und vor allem in seiner Kompatibilität zu anderen Gruppe-IV-Materialien. Die gemeinsame Gitterstruktur und die damit verbundene Herstellbarkeit von Heterostrukturen hoher Güte, bieten Möglichkeiten, eine Lichtquelle zu entwickeln.



### 3. Elektroneninjektion im indirekten Halbleiter

In diesem Kapitel soll nun die grundlegende Fragestellung, ob die Realisierung einer Lichtquelle mit Ge möglich ist, beantwortet werden. Dazu wird die Hypothese H. KROEMERs erneut aufgegriffen und für ein indirektes Halbleitermaterial verfeinert betrachtet. Die daraus abgeleiteten Bedingungen für die Elektroneninjektion betreffen insbesondere die zeitlichen Abläufe in Ge. Anhand von Literaturdaten und Berechnungen wird hier klar, dass die Injektion im Femtosekundenbereich erfolgen muss und klassische Injektionsmechanismen hier nicht zielführend sind. Am Ende des Kapitels steht eine Liste der Bedingungen, die der Injektionsmechanismus erfüllen muss. Weiterhin wird der Übergang zur Injektion über die TD vorbereitet.

#### 3.1. Injektion mit Hilfe von Heterostrukturen

Das Konzept der Injektion mit Hilfe von Heterostrukturen, basiert auf der Kombination zweier Materialien unterschiedlich großer Bandlücken. Das Einbringen von Ladungsträgern von dem Material mit größerer Bandlücke ( $\epsilon_I$  in Abb. 3.1.1) in das Material kleinerer Bandlücke ( $\epsilon_B$  in Abb. 3.1.1) wird möglich, indem das Material kleinerer Bandlücke von dem der großen eingefasst wird. Durch zusätzliche hohe n-Typ- und p-Typ-Dotierung, werden die Quasi-Fermi-Niveaus auf beiden Seiten durch das umgebende Material bestimmt (siehe Abb. 3.1.1;  $\epsilon_I + \Delta I > q \cdot V > \epsilon_B$ ) und ein „Überschwappen“ von Ladungsträgern in das optisch aktive Medium ermöglicht <sup>[36]</sup>. Im undotierten und optisch aktiven Material ( $\epsilon_B$ ) ist zudem die optische Absorption stark reduziert (insbesondere gegenüber dem p-dotierten Gebiet). An der Stelle der geringsten optischen Absorption breitet sich das Licht bevorzugt aus. Die Lichtintensität ist daher an der Stelle der kleineren Bandlücke, und damit am Zentrum der

Ladungsträgeransammlungen, am höchsten. Ein hohes optisches „confinement“ durch definierte Dotierung in den Gebieten großer Bandlücke, begünstigt daher zusätzlich das Einsetzen von stimulierter Emission und reduziert den Schwellwertstrom <sup>[107]-[109]</sup>.

„... this could take place by spill-over of electrons from their lowest energy valleys into the region of the smallest direct gap.“

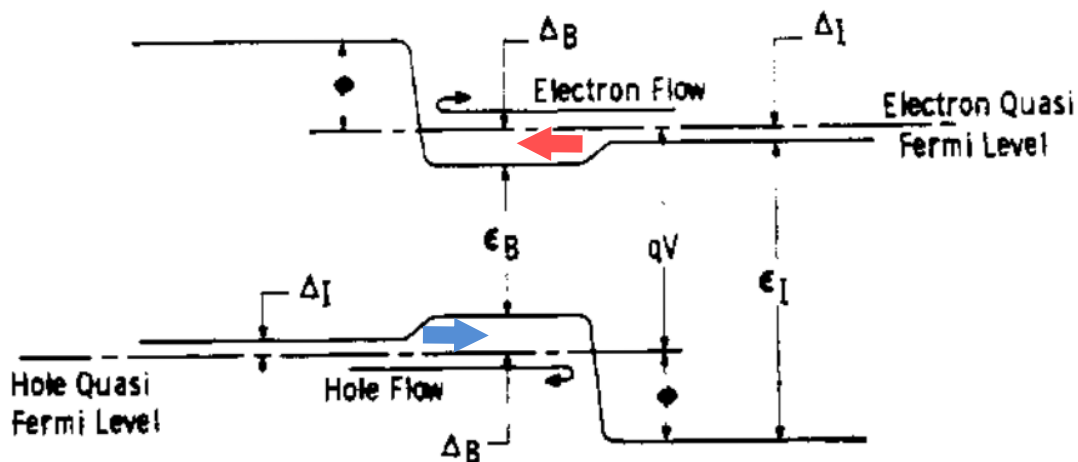


Abb. 3.1.1 | Heterostruktur nach H. KROEMER. Original-Abbildung des Heterostrukturlasers unter Spannung nach <sup>[17]</sup>.

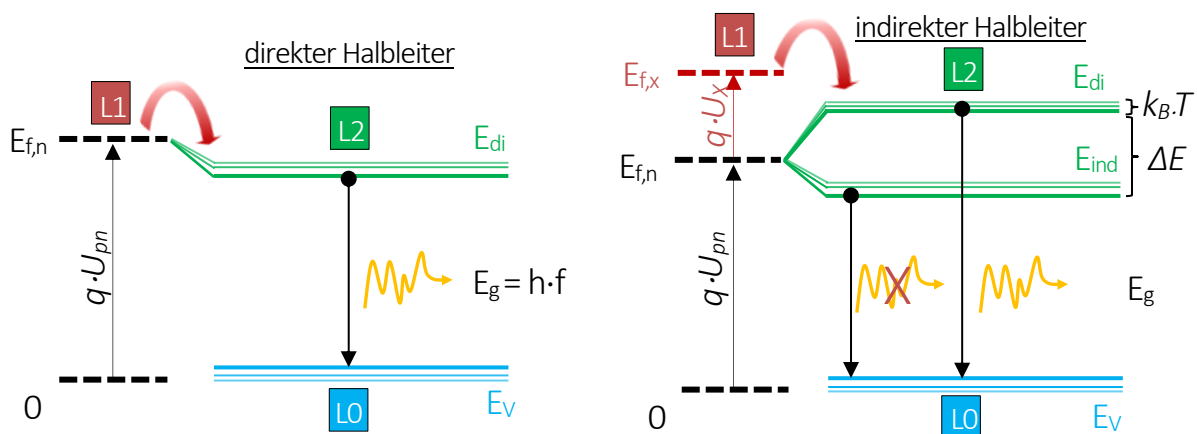
Im Hochinjektionsbereich (stark verkippte Bänder) ist eine Barriere für die Elektronen- und Löcherbewegung notwendig, um weiterhin eine konstante Besetzung zu gewährleisten <sup>[37]</sup>. Die Typ-II-Heterostruktur <sup>[109]</sup> (Abb. 3.1.1) liefert hier eine zusätzliche Barriere ( $\Phi$ ), welche auch bei sehr schmalen aktiven Schichten gutes Injektionsverhalten gewährleistet („electron blocking layer“).

Eine Grundvoraussetzung für den Laserbetrieb ist das Auftreten von stimulierter Emission. Hierfür muss das Laserniveau (L2) stärker bevölkert sein als das Grundniveau (L0) – die sogenannte Besetzungsinversion. Um den Zustand der Besetzungsinversion aufrecht zu erhalten, muss das Material kleiner Bandlücke unter Aufrechterhaltung der strahlenden





Rekombination elektrisch „gepumpt“ werden. Der Aufbau in Abb. 3.1.1 sorgt dafür, dass die Besetzung des Leitungsbandes und Valenzbandes allein durch die umgebende Heterostruktur bestimmt wird. Die elektrische Anregung von Ladungsträgern ( $L0 \rightarrow L1$ ) und die strahlende Rekombination ( $L2 \rightarrow L0$ ), können daher getrennt voneinander betrachtet werden. Die drei Energieniveaus  $L0$ ,  $L1$  und  $L2$  bezeichnen dann ein Dreiniveausystem. Die Besetzung kann also allein durch die Positionierung des Quasi-Fermi-Niveau ( $E_f$ ) und der entsprechenden Spannung am pn-Übergang  $U_{pn}$  moduliert werden. Elektronen und Löcher werden über das interne elektrische Feld in die aktive Schicht eingebracht, wobei die Vorzugsrichtung durch die Bandverbiegung, und damit durch die Wahl der Materialien und Dotierung, bestimmt werden. Dieser Effekt wird in „State-of-the-Art“-Laserdioden durch einen graduellen Verlauf der Dotierung zusätzlich verstärkt<sup>[107]</sup>.



**Abb. 3.1.2 | Injektion ins Leitungsband über ein „Dreiniveausystem“ – Grundniveau  $L0$ , angeregter Zustand  $L1$ , Laserniveau  $L2$ .** Direkter Halbleiter: Über die elektrische Spannung  $q \cdot U_{pn}$  werden Elektronen vom Grundniveau  $L0$  in den Zustand  $L1$  angeregt. Dann folgt der Übergang in den Zustand  $L2$  und die strahlende Rekombination. Indirekter Halbleiter: Über  $q \cdot U_{pn}$  kann energetisch nur das indirekte Leitungsband  $E_{ind}$  mit Elektronen gespeist werden. Von diesem Niveau aus ist jedoch keine strahlende Rekombination möglich. Um das Laserniveau  $L2$  zu bevölkern, muss zusätzlich die Energie  $q \cdot U_x$  aufgebracht werden.

Für die elektrische Injektion im direkten Halbleiter lässt sich mit Hilfe von Abb. 3.1.2 folgende Beziehung ableiten:

$$\text{direkter Halbleiter: } q \cdot U_{pn} \geq E_g + 2 \cdot k_B \cdot T \geq E_{dir} = h \cdot f. \quad (3.1)$$

Hier bezeichnet  $E_g$  die Bandlücke,  $E_{dir}$  das direkte Leitungsband und  $E_V$  das Valenzband. Um Elektronen auf das Laserniveau L2 zu heben, muss das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{fn}$  über  $E_{dir}$  positioniert werden ( $E_{fn} - E_{dir} > k_B \cdot T$ ). Durch die geeignete Wahl des umgebenden Materials und/oder entartete Dotierung, ist eine Injektion und daher der Laserbetrieb relativ leicht zu realisieren. Die Energie ( $h \cdot f$ ) der resultierenden Laseremission entspricht dann mindestens der Energie der Bandlücke  $E_g$ .

Im indirekten Halbleiter kann die Beziehung folgendermaßen abgeleitet werden:

$$\text{indirekter Halbleiter: } q \cdot U_{pn} + q \cdot U_x \geq E_g + \Delta E + 2 \cdot k_B \cdot T \geq E_{dir} = h \cdot f. \quad (3.2)$$

Da die Rekombination über die indirekte Bandlücke ( $E_g = E_{ind}$ ) strahlungslos erfolgt, muss zusätzliche Energie aufgewendet werden, um die Elektronen auf das Energieniveau L2 ( $E_{dir}$ ) zu heben. Unter der Annahme, dass  $E_{fn} = E_{ind}$  (Dotierung im umgebenden Material an der Grenze zur Entartung, für Ge bei  $T = 300 \text{ K}$ ,  $N_D = 7,81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [16]) gilt:

$$q \cdot U_x \sim \Delta E (300\text{K}) + k_B \cdot T \approx 0,165 \text{ eV}. \quad (3.3)$$

Das Injektionslevel  $E_{fx}$  muss somit energetisch um  $\Delta E > 165 \text{ meV}$  angehoben werden, um die Grundvoraussetzung für Injektion ins direkte Leitungsband zu erfüllen (nach H. KROEMER [36]).

Eine weitere Bedingung, um das Dreiniveausystem aufrecht zu erhalten, ist die Veränderung des Injektionslevels unabhängig vom aktiven Medium. Das Einprägen einer höheren Spannung am p-n-Übergang, führt zwangsläufig auch zu einer erhöhten Bandverbiegung



im aktiven Material und lässt somit nur eine gleichzeitige Verschiebung der Quasi-Fermi-Niveaus zu. Der Eindruck eines entstehenden Spannungsteilers ist hier nicht korrekt. Um das Injektionslevel  $E_{f,x}$  energetisch höher zu positionieren, muss die Bandlücke im umgebenden Material unabhängig vom aktiven Material verändert werden.

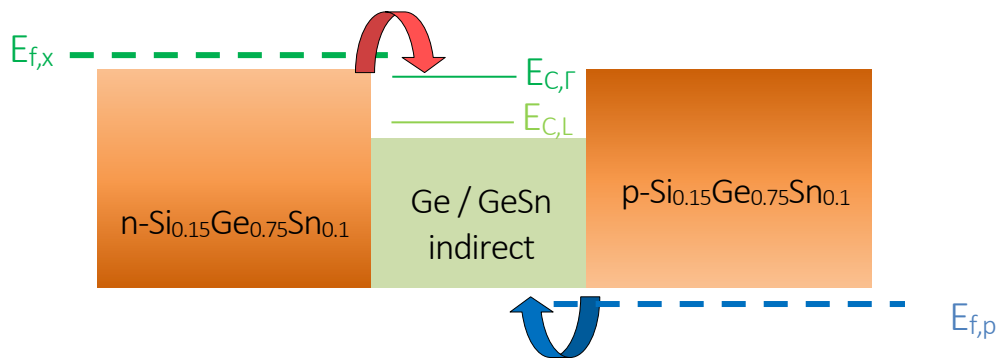
Wie in Kapitel 2.5 behandelt, eröffnen die Materialsysteme SiGe/Ge (Abb. 2.5.1) und SiGeSn/GeSn (Abb. 2.5.2) die Möglichkeit, über ein Material größerer Bandlücke Elektronen in Ge bzw. GeSn zu injizieren. Im Fall SiGe/Ge sind Energieunterschiede im Leitungsband von bis zu  $\Delta E = 400 \text{ meV}$  möglich <sup>[95]</sup>, wobei hier die Position des Fermi-Niveaus unterhalb der direkten Leitungsbandkante in Ge liegt (siehe Abb. 2.5.1,  $E_{f,n} \neq E_{C,r}$ ). Eine effektive Erhöhung des Injektionslevels ist somit nicht ohne Weiteres möglich.

Für den Fall SiGeSn/GeSn kann das Injektionslevel  $E_{f,x}$  durch die richtige Wahl der Si-Konzentration im SiGeSn angehoben werden (Abb. 2.5.2). Um eine energetisch möglichst hohe Position von  $E_{f,x}$  zu erreichen, muss also die Bandlücke des SiGeSn vergrößert werden. Das ist mit einem höheren Si-Gehalt möglich. Zum anderen ist die Art der Heterostruktur (Typ-I oder Typ-II), die sich am Übergang SiGeSn/GeSn ausbildet, abhängig vom Si-Gehalt. So ist in der Literatur mit 15 % Si von einer SiGeSn-Typ-I-Struktur <sup>[16],[105]</sup> die Rede. Es ergibt sich dann ein Energieunterschied der Quasi-Fermi-Niveaus von  $E_{f,n} - E_{f,x} = \Delta E_x = 149 \text{ meV}$  <sup>[105]</sup>. Laut <sup>[16],[106]</sup> bildet sich für Si-Gehälter von mindestens 7 % eine Typ-II-Struktur aus. Hier ergibt sich ein Energieunterschied im Leitungsband von  $E_{f,n} - E_{f,x} = \Delta E_x = 110 \text{ meV}$  <sup>[106]</sup>. In beiden Fällen können also Elektronen ins Leitungsband injiziert werden.

Um die gewünschten  $\Delta E = 165 \text{ meV}$  zu erhalten, muss das  $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.75}\text{Sn}_{0.1}$  <sup>[105]</sup> zusätzlich stark n-Typ dotiert werden. Das Dotierlevel kann abgeschätzt werden, wenn vereinfacht von einer Ge-Schicht ausgegangen wird. Nach <sup>[19]</sup> ergibt sich für den verbleibenden energetischen Abstand  $\Delta E_n$ :

$$\begin{aligned}\Delta E &= \Delta E_x + \Delta E_n, \\ \Delta E_n &= 19\text{meV} \sim k_B \cdot T, \\ N_D &= 2 \cdot N_{C,\text{eff,Ge}} = 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}.\end{aligned}\tag{3.4}$$

Zusammenfassend lässt sich das Konzept der Heterostrukturinjektion auf indirekte Halbleitermaterialien anwenden. Die Bedingung für eine Injektion ins direkte Leitungsband, kann mit der Materialkomposition  $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.75}\text{Sn}_{0.1}$  [105] sowie dem indirekten Material Ge/GeSn erreicht werden. Es ergibt sich eine Typ-I- beziehungsweise Typ-II-Heterostruktur nach H. KROEMERs Vorbild [36], welche theoretisch in der Lage ist, Elektronen ins direkte Leitungsband zu injizieren – nachfolgend als direkte Injektion bezeichnet.



**Abb. 3.1.3| Übertrag des Heterostrukturkonzepts auf indirekte Halbleitermaterialien.** Für eine möglichst große Bandlücke des n-SiGeSn und damit ein hohes Injektionslevel  $E_{f,x}$ , sind Si-Gehälter von mindestens 15 % nötig. Das aktive Material muss für eine erfolgreiche Injektion kein direkter Halbleiter sein. Für den Grenzfall einer Typ-I-Struktur kann durch erhöhte p-Typ-Dotierung bzw. Anpassung des Verspannungslevels, eine gleichzeitige Injektion von Löchern über das p-SiGeSn ins Valenzband erfolgen.

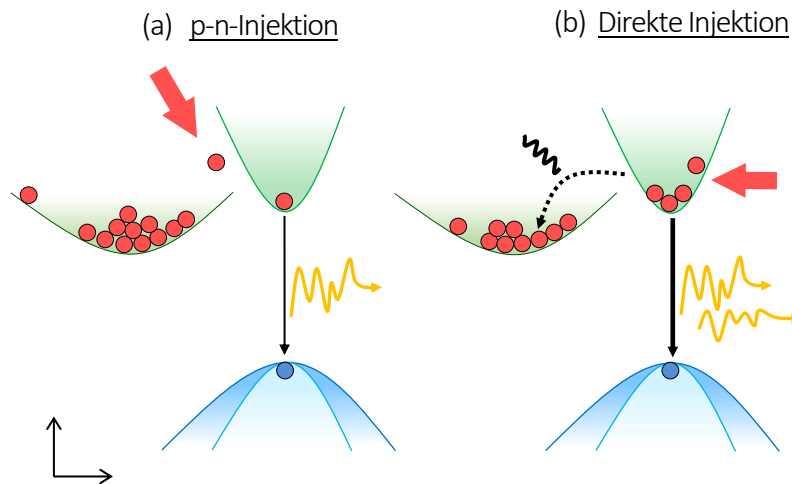
### 3.2. Zeitliche Betrachtung der Injektion

Das von Kroemer erdachte Konzept der Heterostrukturen war man erstmals Mals in der Lage, einen kontinuierlichen (cw, engl. für „continuous wave“) Laserbetrieb zu ermöglichen [37], [109]. Eine notwendige, aber nicht allein ausreichende Voraussetzung für den CW-Betrieb ist die Aufrechterhaltung dieser Besetzungsinversion durch kontinuierliches Nachliefern

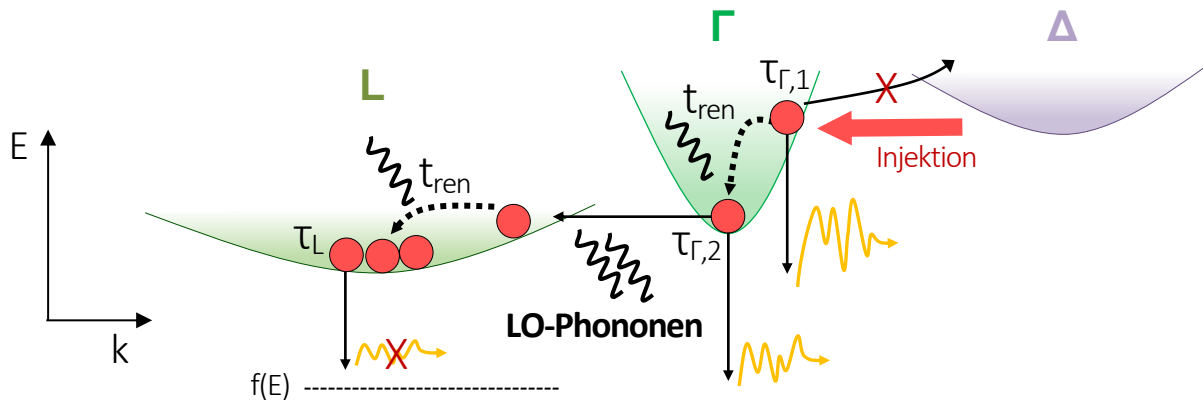


von Elektronen<sup>[110]</sup>. Daher sind die Anforderungen an den Injektionsmechanismus ungleich höher. Das Verhältnis zwischen Generation ( $L0 \rightarrow L2$ ) und Rekombination ( $L2 \rightarrow L3$ ) muss zeitlich aufeinander abgestimmt werden. Um einen Injektionsmechanismus zu entwerfen, ist neben der direkten Injektion eine zeitliche Betrachtung der Übergänge für einen indirekten Halbleiter essenziell wichtig<sup>[111]</sup>. In Abb. 3.2.1 sind die Bandübergänge für ein indirektes Halbleitermaterial schematisch dargestellt. Wie in Kapitel 2.2 ausführlich diskutiert, führt die klassische Injektion über ein elektrisches Feld am p-n Übergang zu keiner nennenswerten Lichtemission im indirekten Halbleiter (siehe Abb. 3.2.1a). Das direkte Leitungsband kann an dieser Stelle nur über thermische und Auger-Streuprozesse besetzt werden. Die optische Ausbeute ist dann proportional zur Wahrscheinlichkeit für thermische und Auger-Streuprozesse (Kapitel 2.2). Im Gegensatz dazu können über das in Kapitel 3.1 diskutierte Konzept der direkten Injektion mit Heterostrukturen (Abb. 3.1.3) Elektronen in das direkte Leitungsband injiziert werden. Die Theorie basiert unterdessen einzig auf der energetischen Lage des Injektionslevels. Bisher werden Lebensdauern und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in den indirekten Leitungsbändern ( $L, \Delta$ ) und im direkten ( $\Gamma$ ) Leitungsband, außer Acht gelassen<sup>[112]</sup>. Für undotierten Ge ist der energieärmste Zustand, das indirekte Leitungsband, nur teilweise besetzt. Wenn Elektronen eingebracht werden (Abb. 3.2.1a), streuen sie durch Abgabe von Phononen in den energieärmsten Zustand, das indirekte Leitungsband. Auch für die direkte Injektion (Abb. 3.2.1b) ist die Streuung in das indirekte Leitungsband der dominante Mechanismus. Einzig die spontane Emissionsrate ist gegenüber Abb. 3.2.1a erhöht.

In Abb. 3.2.2 ist die direkte Injektion aus Abb. 3.2.1b näher betrachtet. Der von hier ausgehende Streuprozess in das höher liegende indirekte X-Leitungsband ( $E = 0,85 \text{ eV}$ ) kann aufgrund der energetisch zu hohen Barriere ( $\Delta E = 0.5 \text{ eV}$ ) vernachlässigt werden. Die Abgabe von Energie erfolgt durch die Erzeugung von transversal-optischer (TO) bzw. transversal-akustischer (TA) Phononen und longitudinal-optischer (LO) bzw. longitudinal-



**Abb. 3.2.1 | Elektroneninjektion im indirekten Halbleiter** (a) Klassisch – Injektion über ein elektrisches Feld am p-n-Übergang. Elektronen akkumulieren im energetisch niedrigsten Zustand. Zusätzliche Besetzung im direkten Leitungsband ist nur über Streuprozesse möglich. (b) Direkte Injektion – Die Injektion von Elektronen über eine Heterostruktur in das direkte Leitungsband erzeugt erhöhte optische, spontane Emission.



**Abb. 3.2.2 | Direkte Injektion im undotierten Halbleiter.** Streuprozesse ausgehend vom direkten Leitungsband ( $\Gamma$ ), mit den Renormalisierungszeiten  $t_{ren}$  und den Lebensdauern  $\tau_{\Gamma,1/2}$ ,  $\tau_L$  der Elektronen im direkten und indirekten Leitungsband ( $\Gamma$ ,  $L$ ). Betrachtet wird undotiertes Ge mit einem Injektionslevel, das energetisch über dem direkten Leitungsband ( $\Gamma$ ) liegt. Übergänge zwischen den Bändern finden unter Abgabe von Phononen statt.

akustischer (LA) Phononen <sup>[113]</sup>. Die Elektronen renormalisieren dabei in der Zeit  $t_{ren}$  (Abb. 3.2.2) zur Bandunterkante. Es ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang für die Elektronenkonzentration  $n(t)$  über die Zeit  $t$  mit der Ausgangskonzentration  $n_0$ :

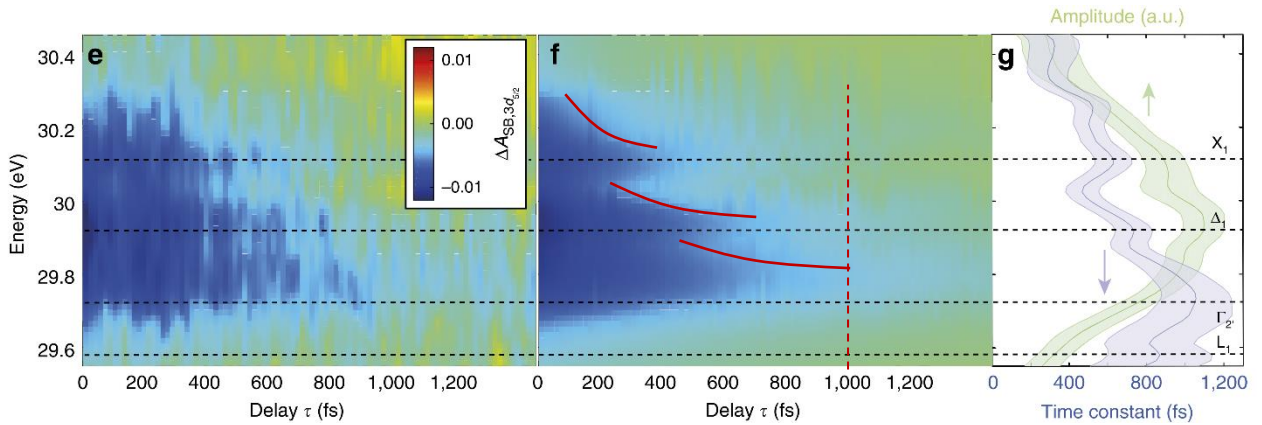


$$n(t) = n_0 \cdot \exp(-t / t_{\text{ren}}). \quad (3.5)$$

Die Rekombinationsrate  $r$  für das indirekte Leitungsband ( $r_L$ ) und das direkte Leitungsband ( $r_{\Gamma,1/2}$ ), kann zudem über die Lebensdauer  $\tau_L$  bzw.  $\tau_{\Gamma,1/2}$  beschrieben werden:

$$r_L = \frac{n(t)}{\tau_L}; \quad r_{\Gamma,1/2} = \frac{n(t)}{\tau_{\Gamma,1/2}}. \quad (3.6)$$

Die Lebensdauer eines Elektrons an der Bandunterkante  $\tau_{\Gamma,2}$ , ist dabei höher als im angeregten Zustand  $\tau_{\Gamma,1}$  ( $\tau_{\Gamma,1} \sim 2 \times \tau_{\Gamma,2}$ )<sup>[114]</sup>. Elektronen die ins direkte Leitungsband gelangen besitzen eine hohe Eigenenergie  $E_e$  (mit  $T_e > 1100$  K)<sup>[114], [115]</sup>. Innerhalb einer Zeit von  $t_{\text{ren}}$  kühlen sie auf die Gittertemperatur ab (renormalisieren) und sind dementsprechend energetisch auf dem Niveau der Bandunterkante (Abb. 3.2.3). Dabei kann die Energiedifferenz des Übergangs nicht vollständig durch Phononen abgeben werden und eine hohe Restenergie bleibt bestehen.



**Abb. 3.2.3 | zeitlich hochaufgelöste Messung der Renormalisierung in intrinsischem Ge nach [119].** Energielevel  $L_1$  (indirekt),  $\Gamma_2$  (direkt),  $\Delta_1$  (indirekt),  $X_1$  (indirekt). Exponentielle Abnahme der Elektronenkonzentration nach einem hochenergetischen Puls. Nach circa einer Picosekunde, sind die höherwertigen Energieniveaus nicht mehr besetzt (rot; keine strahlende Rekombination, daher kein Signal). Die Entvölkerung der höherenergetischen Energieniveaus ist dabei schneller abgeschlossen, als die des direkten- $\Gamma_2$ -Niveaus.

Zur Veranschaulichung, ist in Abb. 3.2.3 die optische Antwort auf ein hochenergetisches optisches Pumpsignal dargestellt (Experiment aus <sup>[119]</sup>). Elektronen werden auf die höherliegenden Energieniveaus angehoben, und das exponentielle Abklingen der Besetzungen kann beobachtet werden. Da die Elektronen vom indirekten Leitungsband aus nichtstrahlend rekombinieren, ist für diese Übergänge kein optisches Signal zu erwarten. Die Farbkodierung (blau: Energieniveau besetzt, grün: Energieniveau unbesetzt) gibt also an, wie viele Elektronen sich noch auf den Energieniveaus befinden. Ab einer Zeit von circa einer Pikosekunde ist das direkte Leitungsband vollständig unbesetzt <sup>[114]-[117]</sup>. Die Einordnung von Experimenten aus der Literatur, sowie die Bestimmung der Parameter  $\tau_{\Gamma,1}$ ,  $\tau_{\Gamma,2}$ ,  $t_{\text{ren}}$ ,  $\tau_L$ ,  $\tau_{\text{exziton}}$ , sind in Tab. 3.2.1 dargestellt <sup>[114]-[125]</sup>.

Der Übergang eines Elektrons vom Zentrum zum äußeren Rand der Brillouine Zone (von  $\Gamma \rightarrow L$ ,  $k$ -Vektor-Konservierung), erfolgt fast ausschließlich unter Abgabe eines hochenergetischen LO-Phonons <sup>[113],[114]</sup>. Für reduzierte Temperaturen  $T = 20$  K, ist jedoch keine Reduktion der Rekombinationsrate bzw. Verlängerung der Lebensdauer im direkten Leitungsband  $\tau_{\Gamma,2}(T = 20 \text{ K}) = \tau_{\Gamma,2}(T = 300 \text{ K}) < 1 \text{ ps}$  <sup>[117],[118]</sup> zu beobachten. Ein „Ausfrieren“ der Elektronen im direkten Leitungsband durch eine reduzierte Verfügbarkeit von LO-Phononen, kann aus den Literaturwerten nicht bestätigt werden. Die sehr geringe Lebensdauer bei  $T = 300$  K wird durch das Abkühlen nicht signifikant erhöht. Im Gegensatz dazu, ist die Lebensdauer im indirekten Leitungsband  $\tau_L(T = 4,2 \text{ K}) = 1,5 \mu\text{s}$  und  $\tau_L(T = 300 \text{ K}) = 0,42 \mu\text{s}$  bei geringeren Temperaturen verlängert. Die Reduktion der verfügbaren Phononen ist demnach entscheidend für die Exzitonlebensdauer <sup>[125],[126]</sup>, bzw. für die Lebensdauer der Elektronen im indirekten Leitungsband. Die Renormalisierung im indirekten Leitungsband  $t_{\text{ren}}$  erfolgt vergleichbar wie im direkten





Leitungsband, auch wenn die effektive Zustandsdichte  $N_{C,L,eff} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  zwei Größenordnung über der des direkten Leitungsbandes liegt (siehe Kapitel 2,  $N_{C,L,eff} = 3,47 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

Es zeigt sich, dass eine Injektion ins direkte Leitungsband zwar prinzipiell möglich ist (in den Experimenten meist optisch induziert), die Elektronen aber innerhalb kürzester Zeit auf Niveaus kleiner Energie zurückfallen (siehe dazu Abb. 3.2.3) bzw. spontan Rekombinieren.

**Tabelle 3.2.1 | Auszug aus „ultra fast pump probe measurements“ an undotiertem Ge und SiGe**

Material	$\tau_{r,1}$	$\tau_{r,2}$	$\tau_{ren}$	$\tau_L$	$\tau_{exziton}$	T
Ge <sup>[114], [115]</sup>	500 fs	230 ± 25 fs	< 1 ps			300 K
Ge <sup>[116]</sup>		1.2 ps				300 K
Ge <sup>[117]</sup>		< 1 ps <sup>†</sup>				300 K
Ge <sup>[118]</sup>	570 fs	< 1 ps	1.6 ps			20 K
Ge <sup>[119]</sup>	500 fs <sup>**</sup>	1140 ± 50 fs	110 fs			300 K
SiGe <sup>[120]</sup>		185 fs				300 K
SiGe <sup>[121]</sup>		900 fs	1.4 ps			300 K
Ge <sup>[122]</sup>				few μs		300 K
Ge <sup>[123]</sup>				0,5 μs <sup>‡</sup>		300 K
Ge <sup>[124]</sup>				1,5 μs <sup>*</sup>	15 ps <sup>‡</sup>	4,2 K
Ge <sup>[124]</sup>				0,42 μs <sup>*</sup>	4,2 ps <sup>‡</sup>	300 K

† Die Daten stammen aus einer Raman-Messung mit einer Auflösung von < 1 ps.

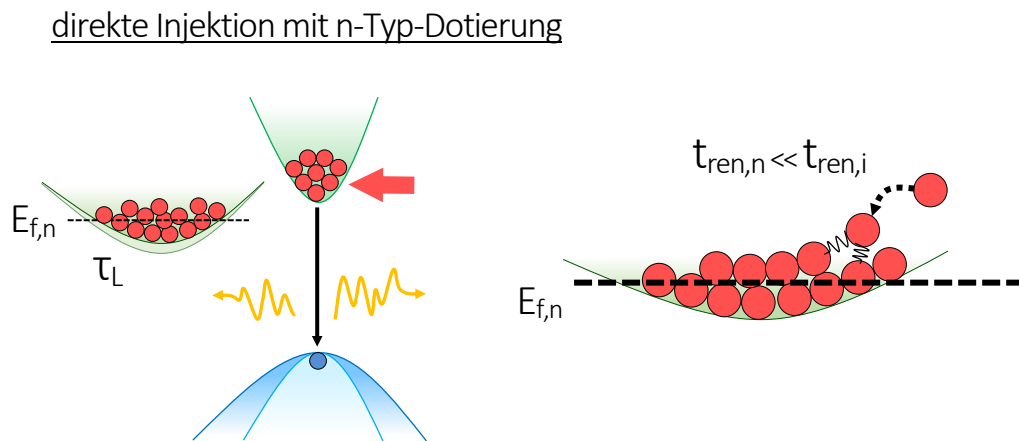
‡ Aus optischen Absorptionsmessungen an Ge-Schichten <sup>[124]</sup>.

\* rechnerisch aus den experimentellen Daten mit  $\tau_L \sim 10^5 \times \tau_{exziton}$  <sup>[16], [124] - [126]</sup> bestimmt

\*\* Die exponentielle Abnahme der Elektronenkonzentration erfolgt für höhere Energieniveaus schneller  $\tau_{r,1} < \tau_{r,2}$  (siehe Abb. 3.2.3).

### 3.3. n-Typ-Dotierung im indirekten Halbleiter

Um die Übergangsrate der Elektronen aus dem direkten Leitungsband in das indirekte Leitungsband zu reduzieren, kann das Material n-Typ dotiert werden. Das indirekte Leitungsband wird dabei „befüllt“ (siehe Kapitel 2.3).



**Abb. 3.3.1 | Elektroneninjektion im n-Typ-dotierten, indirekten Halbleiter.** Links – Direkte Injektion mit n-Typ-Dotierung. Durch entartete n-Typ-Dotierung des Ge ( $N_D > N_{C,L,eff}$ ), wird das indirekte Leitungsband mit Elektronen „aufgefüllt“ und das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{f,n}$  liegt im indirekten Leitungsband. Die spontane, strahlende Rekombinationsrate aus dem direkten Leitungsband, kann so gesteigert werden <sup>[61]</sup>. Rechts – Elektronen, die ins indirekte Leitungsband gestreut werden, können ihre Eigenenergie schnell an die umliegenden Dotieratome abgeben <sup>[125]</sup> (Abkühlen des Elektrons auf die Gittertemperatur).

In Kapitel 2.4 wurden Experimente diskutiert, bei denen mit Dotierung versucht wurde, das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{f,n}$  über der direkten Leitungsbandkante zu positionieren. Hier soll nun die n-Typ-Dotierung einzig dazu dienen, die Zustände im indirekten Leitungsband zu füllen. Die Rekombinationsrate für ein Elektron in direkten Leitungsband ( $r_{r,2}$ ) <sup>[114]</sup> ist dabei generell mehrere Größenordnungen größer (siehe Gl. 3.7), als für die Rekombination im indirekten Leitungsband ( $r_L$ ) <sup>[124]</sup>. Grundsätzlich bleibt das indirekte Leitungsband also deutlich länger besetzt und ein „Auffüllen“ wie in Abb. 3.3.1 dargestellt, ist möglich.



$$\frac{r_{r,2}}{r_L} \approx \frac{\tau_L}{\tau_{r,2}} = \frac{0,42 \cdot 10^{-6} \text{ s}}{0,23 \cdot 10^{-12} \text{ s}} \approx 10^6 \text{ s.} \quad (3.7)$$

Zusätzlich hängt die Renormalisierungszeit  $t_{\text{ren},n}$  folgendermaßen von der Dotierung  $N_D$  ab <sup>[125]</sup> (Abkühlen des Elektrons mit der Temperatur  $T_e$  auf die Gittertemperatur ( $T$ ):

$$t_{\text{ren},n} = \frac{\pi \cdot m \cdot k_B^2}{3 \cdot \hbar^2} \cdot \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \cdot N_D^{-2/3} \cdot \frac{T_e^2 - T^2}{\langle dE/dt \rangle}. \quad (3.8)$$

Die Energieabnahme pro Zeit ist mit  $\langle dE/dt \rangle$  bezeichnet. Da die Gleichung für die Renormalisierungszeit analytisch nicht gelöst werden kann, soll für  $T \rightarrow T_e$  und  $\langle dE/dt \rangle \rightarrow 0$  extrapoliert werden. Für  $T = 20 \text{ K}$ ,  $N_D = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $t_{\text{ren},i} = 1.6 \text{ ps}$  (intrinsisch) <sup>[118]</sup> kann so eine Renormalisierungszeit im n-Typ-dotierten Material von

$$t_{\text{ren},n} \approx 2 \times 10^{-2} t_{\text{ren},i} = 32 \text{ fs} \quad (3.9)$$

abgeschätzt werden (nach <sup>[125], [128]</sup>). Das Verhältnis beider Parameter deckt sich mit der Abnahme der Mobilität durch Elektron-Elektronen Interaktion <sup>[129]</sup> (mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung errechnet).

Für n-Typ-dotiertes Ge gilt zusammenfassend:

- i) Die Entvölkerung des indirekten Leitungsbands findet langsamer statt, als die Besetzung.
- ii) Der Prozess des „Auffüllens“ im indirekten Leitungsbandes ist durch schnelles Renormalisieren ( $t_{\text{ren},n} \sim 32 \text{ fs}$ ) der Elektronen zusätzlich begünstigt (kondensieren).

Realistisch ist es in einem n-Typ-dotierten indirekten Halbleitermaterial nur möglich, Besetzungsinversion im direkten Leitungsband zu erzeugen, wenn das indirekte Leitungsband voll besetzt ist. Um das indirekte Leitungsband zu füllen, sind nach mindestens  $N_{C,\text{eff,L}} = n_{\text{Ge}} > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Elektronen notwendig, entsprechend dem voreingestellten Dotierlevel. Die Übergangsrates vom direkten in das indirekte Leitungsband, wird dann durch die Verfügbarkeit von LO-Phononen definiert und kann durch die Exzitonenlebensdauer abgeschätzt werden [124]-[126]. Die Elektronen können länger im direkten Leitungsband gehalten werden, da der „Verlust“ von Elektronen an das indirekte Leitungsband reduziert ist.

Um das direkte Leitungsband dann vollständig zu besetzen, sind zusätzlich  $N_{C,\text{eff}\Gamma} = n_{\text{Ge}} > 3.47 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  Elektronen nötig. Für den Fall das beide Leitungsbander voll besetzt sind und keine Löcher für die strahlende Rekombination verfügbar sind, wird das Dreiniveausystem aus: Injektionslevel, indirektem und direktem Leitungsband, nur durch ein „Abfließen“ von Elektronen aus dem indirekten Leitungsband gestört. Eine Injektionszeit, die der Lebensdauer von Elektronen im indirekten Leitungsband ( $\tau_L$ ) entspricht, ist wäre dann ausreichend. Diese theoretische Überlegung tritt jedoch in der Realität nicht auf, da das direkte Leitungsband überstrahlende Rekombination entleert wird.

**Tabelle 3.2.2 | Konditionen für die Besetzungsinversion**

Material	L-Leitungsband (indirekt)	$\Gamma$ -Leitungsband (direkt)	mindest Injektionszeit†
n <sup>+</sup> -Typ Ge	unbesetzt	unbesetzt	~ 230 fs ( $\tau_{\Gamma,2}$ ) <sup>[114]</sup>
n <sup>+</sup> -Typ Ge	besetzt	unbesetzt	< 4,2 ps ( $\tau_{\text{exziton}}$ ) <sup>[124]</sup>
n <sup>+</sup> -Typ Ge	besetzt	besetzt	< 0,42 $\mu$ s ( $\tau_L$ ) <sup>‡ [124]-[126]</sup>

† Injektionszeit die nötig wäre, um Elektronen im direkten Leitungsband zu halten

‡ Für den Fall, dass keine Löcher für die strahlende Rekombination zur Verfügung stehen



- iii) Um das indirekte Leitungsband aufzufüllen, sind  $n_{\text{Ge}} > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Elektronen nötig. Um das direkte Leitungsband in Besetzungsinversion zu bringen, sind zusätzlich  $n_{\text{Ge}} > 3,47 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  Elektronen erforderlich ( $N_{\text{C,eff,L}}/N_{\text{C,eff}\Gamma} \sim 10^2$ ).
- iv) Der „Pumpvorgang“ ist durch die Rekombinationsrate im direkten Leitungsband ( $r_{\Gamma,2} = 4,34 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ ) begrenzt. Für den Fall, dass das indirekte Leitungsband gefüllt ist, reduziert sich die Rekombinationsrate auf ( $r_{\Gamma,2} = 2,38 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ ).
- v) Die Mindestinjektionszeit, die für den gesamten Pumpvorgang zur Verfügung steht, beläuft sich auf wenige Pikosekunden.

Damit sind die Anforderungen in einem indirekten Halbleiter (am Beispiel Ge) zusammengetragen. Zu Beginn wird das indirekte Leitungsband über das direkte befüllt (Tab. 3.2.2, erste Zeile). Einmal aufgefüllt, können Elektronen auch im direkten Leitungsband akkumulieren (Tab. 3.2.2, zweite Zeile). Die für die Besetzungsinversion benötigte Gesamtkonzentration an Elektronen, beträgt dann theoretisch  $n_{\text{Ge}} > 1,035 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Um die hohe Anzahl an benötigten Elektronen in wenigen Pikosekunden in das Material einzubringen, sind neue Bauelementkonzepte erforderlich.

### 3.4. Elektroneninjektion im realen Bauelement – der Transistor Laser

In einem realen Bauelement könnten schnelle Transitzeiten von wenigen Pikosekunden in einem Heterobipolartransistor (HBT)-Aufbau erreicht werden <sup>[130]</sup>. Um Elektronen in  $t < 4,2 \text{ ps}$  aus dem Emitter auszulösen, wären Emitterweiten von  $d < 50 \text{ nm}$  nötig. Zusätzlich sind hohe Dotierungen am Emitter-Basis-Übergang, einem n-p-Übergang des n-Typ-dotierten Emitters und der p-Typ-dotierten Basis, nötig, um das interne elektrische Feld aufzubauen ( $N_{\text{emitter}} > 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ;  $N_{\text{Basis}} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), damit eine hohe Anzahl an Elektronen in die Basis driften (Emittereffekt). Schaltfrequenzen von  $f > 110 \text{ GHz}$  (Emitter-Transitzeit von  $t = 0,8 \text{ ps}$  <sup>[130]</sup>) wären damit prinzipiell möglich.

Die Lebensdauer von  $\tau_L \sim 0,5 \mu\text{s}$  für intrinsisches Ge, verkürzt sich jedoch wesentlich in einer hoch p-Typ-dotierten Basis (Auger-Koeffizient in p-Typ-Ge  $R_{\text{eeh,p-type}} = 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  [131] und  $R_{\text{eeh,p-type}} = 1.1 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  [132]) auf circa  $\tau_L \sim 4 \text{ ns}$  [132] (Minoritäts-ladungsträgerlebensdauer). Aufgrund der enorm verkürzten Zeit scheint ein Laserbetrieb im p-Typ-dotierten Ge also unmöglich.

Um das Konzept des HBTs für die Injektion in Ge zu verwenden, müssten dünne QWs mit intrinsischen Zwischenschichten (n-i-p-i-p) eingefügt werden. Die p-Typ-dotierten Zwischenschichten dienen somit als Quelle für die Löcher, die i-Schichten als optische Rekombinationszone (Konzept des Transistorlasers [133]-[136]). Schichtdicken von  $d \leq 50 \text{ \AA}$  (p-Typ) machen mehrere QWs nötig, um eine praktikable Ausgangsleistung zu erzielen.

Eckdaten des Bauelementkonzepts im III-V-Materialsystem AlGaAs/InGaP/GaAs/InGaAs belaufen sich bei einer spontanen Rekombinationszeit von  $\tau_{\text{III-V}} \sim 50 \text{ ps}$  [135], auf eine mögliche Injektion von  $n_{\text{QW}} = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [135]. Aufgrund der Struktur kann hier nur bedingt Ladung akkumuliert werden (Lebensdauer in der Basis  $\tau_{\text{Basis,III-V}} \sim 5 \text{ ps}$ ) [134]-[136]. Das Konzept basiert auf schnellen Transitzeiten ( $\tau_{\text{Transit Basis,III-V}} \sim 1,93 \text{ ps}$  [134]) und damit einer kontinuierlichen Nachlieferung von Elektronen. Die für Ge benötigte Ladungsträgerdichte von  $n_{\text{Ge}} > 1,03 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , ist selbst mit aufwendig gestalteten Heterostrukturen [137] nicht zu erreichen ( $n_{\text{QW}} \ll n_{\text{Ge}}$ ). Bauelementen, die durch Diffusion Elektronen injizieren, sind also durch das Verhältnis Injektionszeit  $\tau_{\text{Transit}}$  zu Elektronenanzahl  $n_{\text{inj}}$  fundamentale Grenzen gesetzt. Eine schnelle Injektionszeit über hohe elektrische Felder und damit hohe Dotierung bedingt immer auch eine kurze Lebensdauer in der optisch aktiven Schicht. Die potenziell erreichbare Ladungsträgerkonzentration wird daher eingeschränkt.

Um die Injektion über Zeit zu beschreiben, wird hier die sogenannte Injektionsgeschwindigkeit  $\omega$  eingeführt. Sie verknüpft die Menge der induzierten



Ladungsträger  $n_{inj}$  mit der Transitzeit  $\tau_{Transit}$ . Mit Hilfe der Normalisierung  $c_1$  und den empirischen Daten für das Transistor-Laser-Konzept<sup>[137]</sup>, ergibt sich:

$$\omega = c_1 \cdot \frac{n_{inj}}{\tau_{Transit}} = 10^{-28} \cdot \frac{2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}}{1,93 \times 10^{-12} \text{ s}} \approx 1 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (3.10)$$

Um das indirekte und direkte Leitungsband in Ge zu füllen, ist demnach eine Injektionsgeschwindigkeit von mindestens

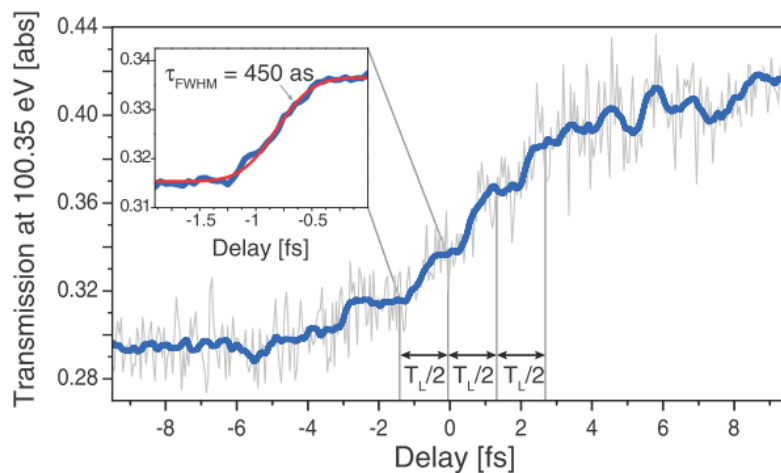
$$\omega = c_1 \cdot \frac{n_{inj}}{\tau_{Transit}} \geq 10^{-28} \cdot \frac{1,03 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}}{4,2 \times 10^{-12} \text{ s}} \geq 245 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.11)$$

nötig. Für die Besetzungsinversion müssen die Ladungsträger entweder sehr schnell injiziert werden oder in so großer Anzahl, dass die Streuung ins indirekte Leitungsband kompensiert werden kann. Eine Transitzeit von  $\tau_{Transit} = 4,2$  ps muss jedoch in beiden Fällen erreicht werden, da sonst kein Anstieg der Ladungsträgerkonzentration im indirekten Leitungsband zu erwarten ist. Generell steigt der Wirkungsgrad der Injektion für kürzere Transitzeiten.

So sind klassische, diffusionsbasierte Injektionskonzepte zwar durchaus im Stande kurze Transitzeiten zu liefern (siehe Transistorlaser), jedoch fehlt es an der nötigen Elektronenkonzentration. Der Zeithorizont von  $\tau_{Transit} = 4,2$  ps erfordert neue Konzepte für die Elektroneninjektion. Für das elektrische „Pumpen“ des indirekten Halbleitermaterials Ge soll im nächsten Unterpunkt das Konzept der Tunnelinjektion näher erläutert werden.

### 3.5. Elektroneninjektion durch Tunneltransport

Der quantenmechanische Tunneleffekt, wie er in Kap. 1.6 vorgestellt wurde, bietet einige interessante Eigenschaften für das Bauelementdesign. Zum einen ist er ein reiner Majoritätladungsträger Effekt<sup>[16]</sup>, zum anderen unterliegt die „Tunnelzeit“ nicht dem klassischen Transitzeit-Konzept, sondern wird durch die Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt. Die energetische Weite und die Anzahl der Zustände vor und hinter der Tunnelbarriere sind dabei entscheidend. Die Tunnelzeit für Elektronen ist damit sehr viel schneller ( $t < 10^{-15}$  s<sup>[138]</sup>,  $10^{-12}$  s  $< t < 10^{-15}$  s<sup>[139]</sup>,  $t < 10^{-15}$  s bei einer 10 – 20 Å Barriere<sup>[140]</sup>), als die klassisch durch RC-Zeitkonstante definierte Transitzeit. Moderne Attosekunden Experimente<sup>[111]</sup> erhöhen dabei die experimentelle Genauigkeit enorm. Die Ionisationszeit von He-Atomen durch das Tunneln von Elektronen konnte damit experimentell ermittelt werden,  $t = 12 \times 10^{-18}$  s<sup>[141]</sup>. Experimentelle Studien in Si belegen zudem einen durch Licht induzierten Tunnelstrom mit einer Impulsantwort von  $t = 450 \times 10^{-18}$  s<sup>[142]</sup> (Abb. 3.5.1).



**Abb. 3.5.1|** Originalabbild nach<sup>[142]</sup> – Attosekundenspektroskopie mit Hilfe von harten Röntgenstrahlen. Impulsantwort des Systems auf eine optisch induzierte „Dotierung“ ( $N \sim 2,3 \times 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>). Auf jeden optischen Puls folg eine Ladungsträgerumverteilung durch einen Tunnelstrom (Stufenfunktion) mit einer Stufenweite von  $t = 450$  as.





Elektronen über einen Tunnelstrom einzubringen, bietet damit einen signifikanten zeitlichen Vorteil. Die Lebensdauer eines Elektrons im direkten Leitungsband ( $\tau_{T,2} \sim 230$  fs) erscheint gegenüber der Tunnelzeit im Attosekundenbereich sehr lang. Mit einem geeigneten Bauelementkonzept könnte es möglich sein, dass direkte Leitungsband unabhängig vom indirekten Leitungsband zu bevölkern.

In Halbleiterbauelementen ergeben sich weitere Vorteile durch den Ladungstransport über einen Tunnelstrom (Tunneltransport). Am hochdotierten p-n-Übergang ist der Tunnelstrom nicht allein von der angelegten Spannung abhängig. Durch die Zunahme und Abnahme von freien Zuständen an der Tunnelbarriere sind negativ-differentielle Widerstände möglich <sup>[143]</sup>. Kleinste Spannungsänderungen können daher eine große Änderung der Leitfähigkeit zur Folge haben. Damit wird eine sehr energieeffiziente Steuerung des Tunnelstromes ( $< 60$  mV/dec), unabhängig von der Temperaturspannung (Boltzmann-Statistik,  $k_B T/q$ ) möglich <sup>[144]</sup>.

Die energetische Lage der Zustände vor und nach der Tunnelbarriere definiert zudem die Leitfähigkeit. Im quantisierten System (QW) <sup>[145]</sup> können diskrete Zustände gezielt durch die Schichtdicken gesetzt werden. Es ergibt sich eine zusätzliche Filterwirkung für den Tunnelstrom („high-energetic electron filtering“) <sup>[146]</sup>. Trotz dieser Filterwirkung, sind durchaus hohe Stromdichten in Tunnelbauelementen möglich ( $I = 1,5$  mA/ $\mu\text{m}^2$  <sup>[147]</sup>;  $I = 4,5$  mA/ $\mu\text{m}^2$  <sup>[148]</sup>). Schaltkreise mit integrierten TDs und Transistoren (TFET, engl. für „tunneling field effect transistor“ <sup>[149], [150]</sup>), werden daher intensiv zur Reduktion des Leistungsverbrauchs <sup>[151]</sup> in neuen Schaltungstopologien untersucht <sup>[16], [152], [153], [154]</sup>. Hinzu kommt, dass der Tunneltransport wesentlich schneller als thermische Effekte im Kristall sowie Interaktionen zwischen Ladungsträgern ist (Tab. 3.2.1). Reduzierte Hochtemperatureffekte <sup>[155]</sup>, erhöhte thermische Stabilität <sup>[156]</sup>, kleine Geometrien <sup>[157]</sup> und ein reduzierter Serienwiderstand <sup>[158]</sup> ( $R = 2 \times 10^{-9} \Omega\text{cm}^2$  <sup>[159]</sup>) sind die Folge.

Mit Hilfe von Tunneltransport können sehr schnelle Bauelemente für die Terahertz-Elektronik (THz) realisiert werden <sup>[160], [161]</sup>, wie z.B. TUNNETT Dioden <sup>[162], [163]</sup> (TUNNETT, engl. für „tunnel injection transit time negative resistance“), SIT-Transistoren <sup>[164]</sup> (SIT, engl. für „static induction transistors“) und resonante TDs (RTD, engl. für „resonant tunneling diode“) mit Schaltfrequenzen bis zu 1.92 THz <sup>[165]</sup>.

### 3.6. Kompendium

Es zeigt sich, dass die Injektion von Elektronen in das direkte Leitungsband prinzipiell möglich ist. Die Elektronen streuen dabei nach kurzer Zeit in das indirekte Leitungsband. Realistisch ist die Besetzungsinversion nur dann möglich, wenn das indirekte Leitungsband voll besetzt ist. So ist die gezielte Injektion in Ge nur eine der notwendigen Bedingungen für die Lichterzeugung. Eine weitere ist durch die Dynamik der Rekombinationsprozesse gegeben. So müssen die Elektronen für die Besetzungsinversion in Ge auch schnell injiziert werden. Klassische Bauelemente geraten dabei an ihre Grenzen. Quantenmechanische Konzepte wie die Tunnelinjektion bieten für den Entwurf und die Fertigung der Bauelemente einen entscheidenden Vorteil.



## 4. Band-zu-Band-Tunneln in Germanium

In diesem Teil wird nun der experimentelle Teil der Dissertation vorgestellt und diskutiert. Es soll anhand von Messdaten erarbeitet werden, ob eine Ge-TD in der Lage ist, die „direkte Injektion“ (siehe Kapitel 3) nachzubilden. Folgende Fragestellungen sollen beantwortet werden:

- ❖ Werden genügend Elektronen über einen Tunnelstrom injiziert, und ist der Mechanismus energieeffizient?
- ❖ Wie hängen die Tunnelmechanismen von den grundlegenden Bauelementparametern wie Temperatur, Spannung und Dotierung ab?
- ❖ Welche Anforderungen muss das Bauelement für die vollständige Integration auf Si erfüllen, und ergibt sich aus den experimentellen Ergebnissen ein theoretisches Modell, mit dem die Funktionalität modelliert werden kann?

Das Kapitel beginnt mit einer Übersicht über die bedeutendsten Publikationen und historischen Meilensteine. Es folgt die Herstellungssequenz der in der Arbeit verwendeten Ge-TD-Proben. Anhand von experimentellen Ergebnissen, werden die grundlegenden Tunnelmechanismen: Esaki-Band-zu-Band-Tunneln (BTBT, engl. für „band to band tunneling“) und Zener-BTBT, sowie indirektes und direktes BTBT in Ge analysiert.

### 4.1. Einleitung und historischer Überblick

Die TD wurde zum ersten Mal 1958 von L. ESAKI vorgestellt. Esaki beschäftigte sich während seiner Promotion mit hochdotierten p-n-Übergängen für schnelle Bipolartransistoren<sup>[16]</sup> und beschreibt in seiner Publikation einen ungewöhnlichen Effekt in

der Strom-Spannungskennlinie in Vorwärtsrichtung seiner Ge-Bauelemente <sup>[143]</sup>. Dieser Effekt ist heute auch als negativ differentieller Widerstand (NDR, engl. für „negative differential resistance“) bekannt. L. ESAKI erklärte diesen Effekt durch quantenmechanisches Tunneln. Er bekam für seine Arbeiten zu TDs 1973 den Nobelpreis.

*„Esaki diodes actually provide a beautiful illustration of the interplay of two quantum effects, viz. energy bands in solids and tunnelling. Charge carriers can tunnel from one energy band into a different energy band in heavily doped pn junctions“ – L. ESAKI<sup>[166]</sup>*

Später wurde bekannt, dass erste Ideen zu TDs bereits 1956 von R. NOYCE, einer der Mitgründer der Intel-Corporation (Intel engl. für „integrated electronics“), verfasst wurden <sup>[167]</sup>. Die Entdeckung der TD ist damit von besonderer historischer Bedeutung und markiert den Anbeginn eines hohen wissenschaftlichen Interesses an Tunneleffekten in Halbleiterbauelementen (Abb. 4.1.1). Hergestellt waren die ersten TDs dabei ebenfalls aus Ge. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf den Vorwärtsbereich der Ge-TDs gelegt, da dort der NDR zu beobachten war <sup>[168]-[182]</sup>. Erste Bauelemententwürfe für einen p-n-p-Transistor mit TD, wurden bereits 1959 auf der *IEDM* vorgestellt <sup>[168]</sup>. Grundlegendes Verständnis des Tunneleffekts wurde dabei durch verschiedenste Herstellungsarten <sup>[170],[172],[183]</sup>, Dotier-strategien <sup>[169],[173],[176],[180]</sup>, Stressbedingungen <sup>[178],[179]</sup>, Auswirkung von Defekten <sup>[182]</sup> und Bauelementkonzepten <sup>[171],[181]</sup> für Ge-TDs erlangt. Das NDR war an dieser Stelle ein Indiz für den Tunnelstrom, wobei der sogenannte Peak-Strom



den maximalen Tunnelstrom<sup>[173],[174]</sup> und Excess-Strom<sup>[184]</sup> (das Aussetzen des Tunnelstroms) als Maß für die Qualität am p-n-Übergang galt.

Schon zu Beginn der Untersuchungen wurden zwischen Si und Ge Diskrepanzen in der Temperaturabhängigkeit des Tunnelstromes entdeckt (1960)<sup>[169]</sup>. So konnte mit erhöhter Temperatur ein erhöhter Peak-Strom bei Si, ein verringerter bei Ge festgestellt werden. Zusätzlich waren für niedrige Temperaturen Einbrüche in der Si Kennlinie sichtbar, die später mit dem Einfluss von Phononen im Tunnelprozess erklärt werden konnten<sup>[185]-[190]</sup>. Es wurde postuliert, dass BTBT in zwei unterschiedlichen Mechanismen im Halbleiter auftreten kann – indirektes BTBT<sup>[187]</sup> und direktes BTBT<sup>[191]</sup>. Beide Mechanismen sind in den Materialien Si und Ge unterschiedlich ausgeprägt<sup>[169]</sup> und zeigen eine direkte Abhängigkeit von der Spannung am p-n-Übergang<sup>[192]</sup> sowie von der Temperatur<sup>[193]</sup> des p-n-Übergangs (1963).

Parallel dazu wurde im Rückwärtsbereich von p-n Dioden ein Durchbruchmechanismus beobachtet und nach seinem Entdecker C. M. ZENER<sup>[194],[195]</sup> benannt – der Zener-Durchbruch. Auch in Ge war dieser Effekt zu beobachten<sup>[196]</sup>. Aufgrund der hohen elektrischen Felder in den schmalen und hochdotierten p-n-Übergängen (Weite des p-n-Übergangs bis zu  $w = 400 \text{ \AA}$ <sup>[197]</sup>) wurde die interne Feldemission (bekannt als Durchbruchmechanismus in Isolatoren<sup>[194]</sup>) als Ursache angenommen. Die Höhe des Stromlevels konnte dann durch die Multiplikation von Ladungsträgern als Folge des Lawinendurchbruchs erklärt werden<sup>[197]</sup>. Unstimmigkeiten zwischen experimentellen Befunden und der Theorie (abrupte Erhöhung des Stromes bei kleinen Schwellspannungen sowie Inkonsistenz in der Temperaturabhängigkeit<sup>[197]</sup>) führten dazu, dass die Feldemission

auf das Elektronen aus dem Valenzband erweitert werden musste (1959)<sup>[198]</sup> – der Zener-Effekt <sup>[199]</sup>. Der Zener-Effekt berücksichtigt das Valenzband als Elektronenquelle und postuliert den Übergang ins Leitungsband durch BTBT <sup>[200]</sup>. Da der experimentelle Beweis für den Tunneleffekt in p-n-Dioden bereits ein Jahr zuvor erbracht werden konnte <sup>[143]</sup>, konnte die Theorie leicht bestätigt werden <sup>[200]</sup>.

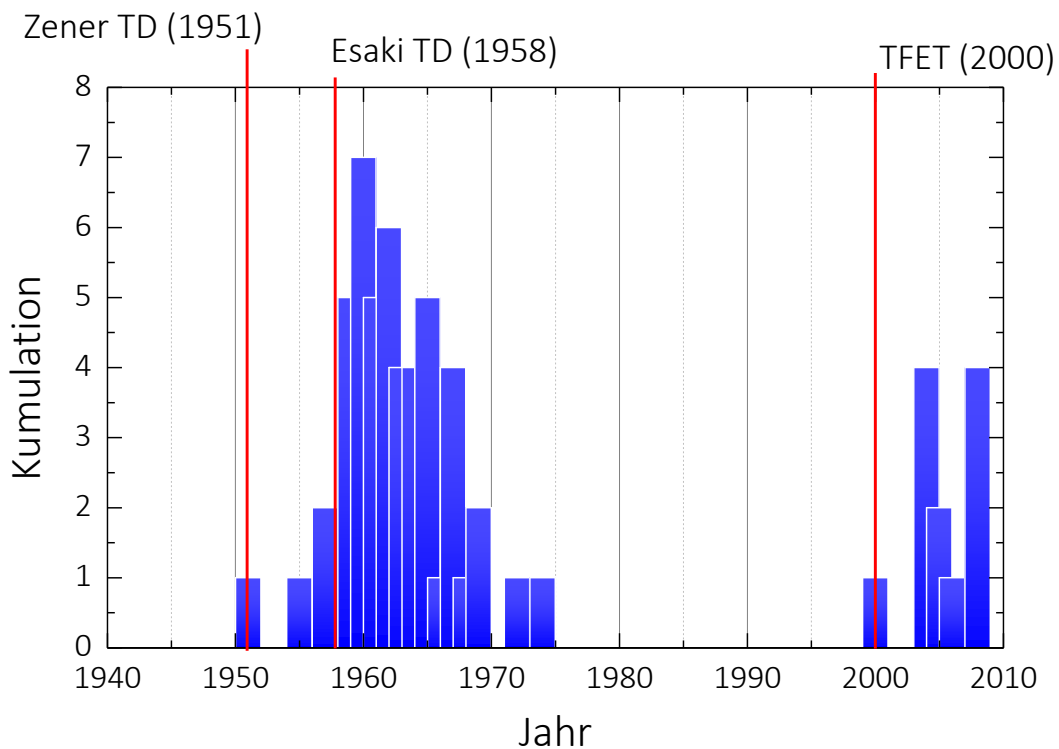
In hochdotierten p-n Dioden ist damit neben dem Esaki-Tunneln <sup>[143]</sup> im Vorwärtsbereich, also das Zener-Tunneln <sup>[200]</sup> im Rückwärtsbereich charakteristisch. Sie basieren auf dem Übergang von Elektronen vom Leitungs- in das Valenzband (Esaki-Tunneln) und vom Übergang von Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband (Zener-Tunneln). Beide Tunnelmechanismen sind prinzipiell in der gleichen Diode möglich, die Höhe des Tunnelstroms sowie die Schwellspannungen für die einzelnen Mechanismen (indirektes Zener/Esaki-BTBT, direktes Zener-BTBT) sind jedoch fundamental verschieden.

Aufgrund dessen waren die Anwendungsgebiete für die TDs verschieden. Esaki-TDs wurden in schnellen, Logikschaltungen <sup>[201],[202]</sup> und als Verstärker <sup>[203]-[205]</sup> eingesetzt, da ein Umschalten zwischen Peak-Strom und Excess-Strom sehr schnell und bei kleinen Spannungsänderungen erfolgen konnte. Allerdings waren die Stromlevel sehr begrenzt <sup>[174]</sup>.

Im Gegensatz dazu fanden die hohen Stromlevel im Rückwärtsbereich der Zener-TDs Anwendung im Mikrowellen- und HF-Bereich <sup>[207]</sup>. In diesem Anwendungsbereich werden die Zener-TDs auch als die sogenannten „backward“-Dioden bezeichnet <sup>[206]</sup>. Aufgrund des ausgezeichneten Rauschverhaltens <sup>[208]</sup> (geringes 1/f-Rauschen <sup>[209]</sup>) und der Widerstandsfähigkeit der Bauelemente waren sie für radioaktive Strahlung unempfindlicher als konventionelle Frequenz-mixerdioden <sup>[208]</sup>. „Backward“-Dioden aus Ge sind bezüglich des Stromanstiegs im Rückwärtsbereich, anderen Dioden aus anderen Materialien



überlegen <sup>[146],[210],[211]</sup>. Die sogenannte „curvature“ (Gütefaktor der „backward“-Dioden <sup>[210]</sup>) liegt bei einem Wert von  $\gamma = 70 \text{ V}^{-1}$  <sup>[211]</sup>, ein Rekordwert für eine „backward“-Diode. Für andere Materialsysteme (InAs/AlSb/AlGaSb) sind dagegen Werte von bis zu  $\gamma = 47 \text{ V}^{-1}$  <sup>[212]</sup> publiziert. Im Arbeitsbereich der Ge-„backward“-Diode ergeben sich zwei Stromkomponenten, da die beiden Tunnelmechanismen – indirektes BTBT und direktes BTBT – zum Tunnelstrom beitragen <sup>[16]</sup>. Daraus resultiert ein besonders steiler Stromanstieg im Rückwärtsbereich, was sie für die Verwendung als Gleichrichterioden prädestiniert <sup>[213]</sup>. Weitere Anwendungen der Ge-TDs waren zudem die Verbesserung des Metall-Ge-Kontakts <sup>[214]</sup>. Trotz der anfänglichen Euphorie über die Ge-Esaki-TD gelang es nicht, das Nischendasein zu überwinden <sup>[217],[218]</sup>. Mit dem Einzug des Si in die Halbleiterindustrie verlor Ge und damit auch die TD an Bedeutung (siehe Abb. 4.1). Erst mit der Idee des TFETs (2000) <sup>[149]</sup> wurde der TD als solche wieder Beachtung geschenkt. Heute zählt die TD zu den wichtigsten Halbleiterbauelementen überhaupt und eröffnet vielen neuen Bauelementkonzepten die Möglichkeit, quantenmechanische Effekte nutzbar zu machen.



**Abb. 4.1 | Historischer Überblick über Ge-TD-Publikationen im letzten Jahrhundert.** Hervorgehoben sind bedeutende Meilensteine in der Forschung, wobei hier nur die häufig publizierte aufgeführt sind (Stichprobenmenge 62 Publikationen). Ab 2005 ist die Stichprobenmenge zu klein, um eine wirkliche Abbildung zu erzeugen. Schätzungsweise gibt es in den Jahren 2004 bis 2010 mehr als 100 Publikationen zum TFET.

## 4.2. Herstellungssequenz der Ge-Tunneln

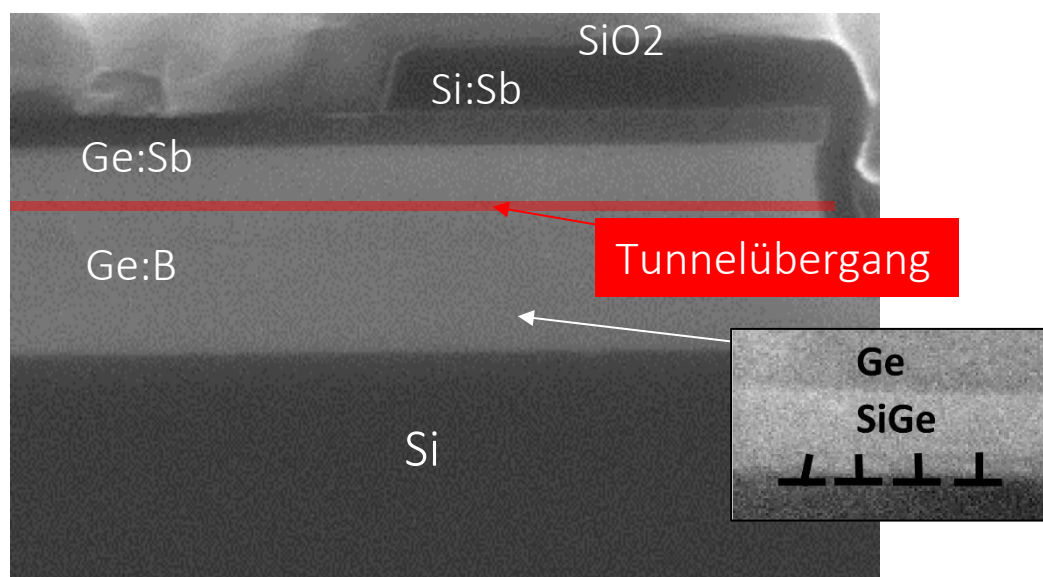
Um aus Ge TDs herzustellen, sind kontrollierte und abrupte Dotierübergänge im Material notwendig. Das Schichtwachstum der TDs (und später auch der Zener-Emitter) erfolgt daher mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. für „molecular beam epitaxy“) auf Si(100)-Substraten. Der Vorteil der MBE liegt in der Möglichkeit, mit sehr geringen Wachstumsraten und hoher Kontrolle der Anlagenparameter arbeiten zu können. Das eröffnet die Möglichkeit, besonders scharfe und ultradünne Dotierprofile herstellen zu können. Als Matrixmaterial kommen hier Si (Puffer und Deckschicht) und Ge für die Tunnelübergänge zum Einsatz. Aufgrund der niedrigen Ionisierungsenergie in Ge werden





zur Dotierung die Elemente B für p-Typ- und Sb für die n-Typ-Dotierung verwendet. Im Folgenden wird der Ablauf des Kristallwachstums grob umrissen.

Nach dem Vorbereiten, Reinigen und Einschleusen in die Wachstumskammer wird der Wafer zunächst auf eine Temperatur  $T = 900\text{ °C}$  aufgeheizt. Dies dient zur Entfernung letzter Verunreinigungen von der Substratoberfläche mittels Desorption. Anschließend beginnt das Kristallwachstum mit einer hier nicht dargestellten Si-Pufferschicht der Dicke  $d = 50\text{ nm}$ . Diese wird bei einer Substrattemperatur  $T_{\text{Sub}} = 600\text{ °C}$  aufgewachsen und dient zum Ausgleich etwaiger Unebenheiten und Defekte. Die somit hergestellte Oberfläche bildet eine optimale Basis für das weitere Kristallwachstum.



**Abb. 4.2.1 | Epitaxiestruktur einer Ge-TD – Virtuelles Substrat und SiGe/Ge/Si-Schichtstapel.** Um passable Schichtqualitäten auf Si-Substraten zu erzielen, werden über Pufferschichten und Temperaturzyklen schrittweise Defekte und Versetzungen abgebaut (Virtuelles-Substrat). Es entsteht ein Versetzungsnetzwerk am unteren Ende des Bauelementes, wobei die Kristallqualität am Tunnelübergang steigt.

Um hochwertige Tunnelübergänge mit scharfen Dotierprofilen zu schaffen, wird ein Niedertemperatur-Wachstumsprozess ( $T = 160^\circ \text{C}$ ) eingesetzt. Ein ultradünnes virtuelles Si-Ge-Substrat (VS;  $d < 100 \text{ nm}$ ) wird durch Aufheizen auf  $T = 810^\circ \text{C}$  gebildet (Abb. 4.2.1). Die Hochtemperaturschritte reduzieren die Defektdichte für die folgenden Wachstumsschritte erheblich. Kristallversetzungen sind dann mobil und können sich gegenseitig vernichten. Dabei entsteht ein Versetzungsnetzwerk in der Si-Ge-Schicht. Die große Gitterfehlpassung zwischen Si und Ge (4,2 %) kann daher teilweise abgebaut werden. Defekte und Kristallversetzungen sind auf eine dünne Schicht unterhalb der Mesa begrenzt. Damit liegt das Versetzungsnetzwerk fernab der elektrischen Stromführung und das defektinduzierte Tunneln am Tunnelübergang ist drastisch reduziert.

Während des MBE-Wachstums dotierter Ge-Schichten, wird der angebotene Dotierstoff nicht vollständig in die Ge-Kristallmatrix eingebaut. Ein Teil des Dotierstoffes „schwimmt“ während des Wachstums auf (es segregiert). Beim Wechsel der Dotierung (z.B von n-Typ- auf p-Typ-Dotierung) wird der an der Oberfläche verbliebene Dotierstoff eingebaut. So wird die Herstellung besonders scharfer Dotierübergänge ermöglicht, sowie ein fast störungsfreies Tunnelverhalten am p-n-Übergang (wie in später gezeigten elektrischen Kennlinien bei  $T = 1,8 \text{ K}$  ersichtlich). Die Schichtsequenz einer repräsentativen TD ist in Tab. 4.2.1 dargestellt. Sämtliche in der Arbeit verwendeten Proben sind im Anhang A.1. unter Probenkompendium aufgeführt. Die jeweiligen Epitaxiefolgen können dort nachgeschlagen werden. Die Wachstumssequenzen wurden anhand von umfassenden Parameterstudien wie Temperatur, Wachstumsbedingungen und Schichtdicken, eigens für die Arbeit entwickelt. Der Herstellungsprozess (siehe Abb. 4.2.2) erfolgt analog zum Zener-Emitter und kann detailliert in Kapitel 5.2 nachgeschlagen werden. Die in Arbeit

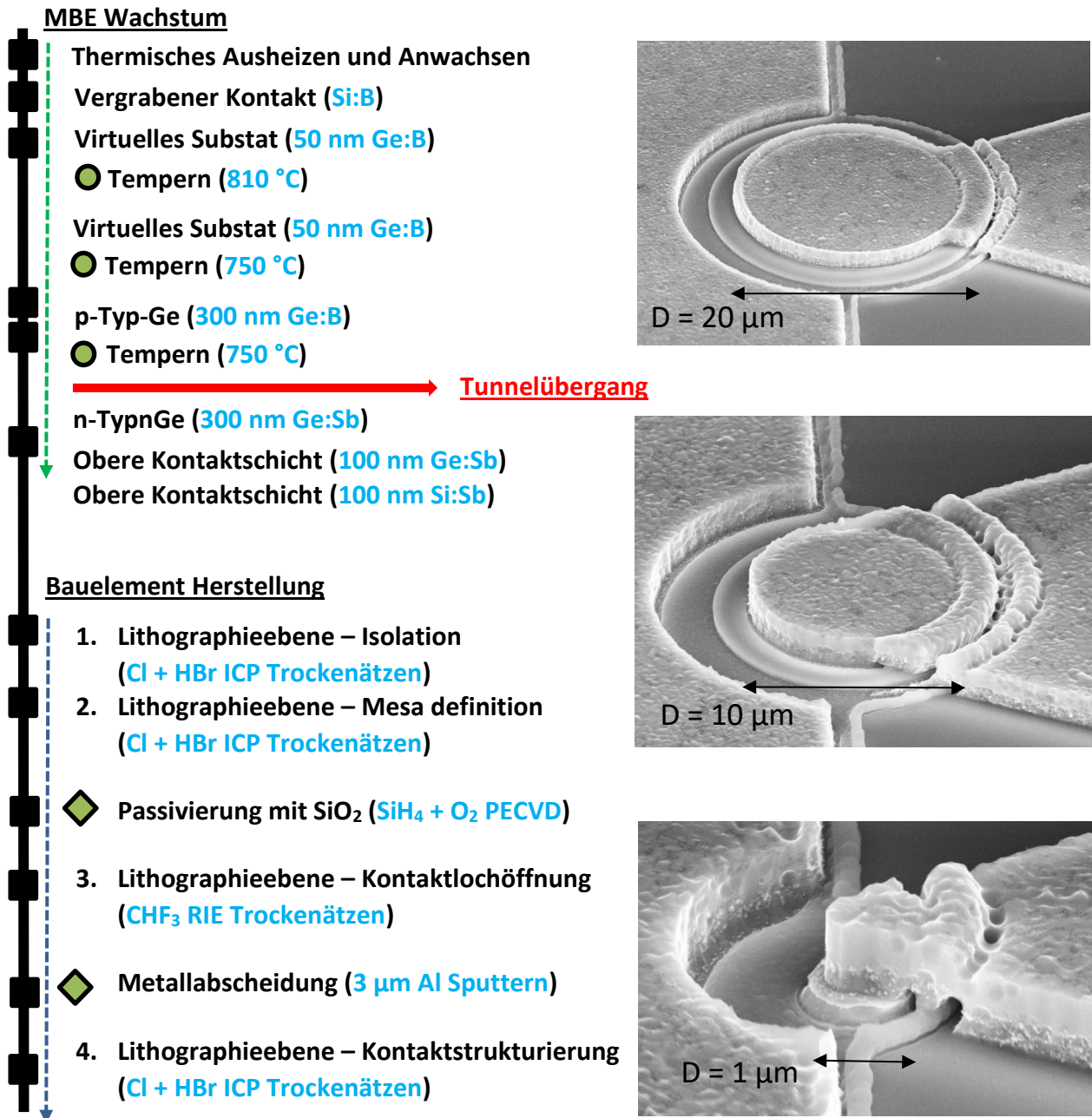


verwendeten Proben sind eigenständig hergestellt und teils mit Einzelprozessweiterentwicklungen (wie 500-nm-Lithographie) verbunden.

**Tab. 4.2.1 | Schichtfolge einer repräsentativen Ge-TD (Sample 4)**

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Temperatur (°C)
Si	50	-	600
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	810
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750
Ge:B	300	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750
Ge:Sb	300	N <sub>D</sub> = 8×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	160
Ge:Sb	100	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	300
Si:Sb	100	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	400

Alle Proben sind auf 4 Zoll p<sup>-</sup> (1000 Ωcm)-Substrat gewachsen, mit einer Zugverspannung in der 300 nm dicken Ge:Sb Schicht von 0.16 %.



**Abb. 4.2.2 | Schematische Herstellungssequenz der Ge-TDs.** Dargestellt ist ein repräsentativer Wachstumsprozess für eine TD (Sample 4) auf 4"-Si(001)-Substraten. Anschließend wird die TD mit insgesamt vier Lithographieebenen gefertigt. Um einen weiten Parameterraum abzudecken, wurden verschiedene Bauformen (runde, eckige, längliche) TDs untersucht und als unterschiedlich große Dioden (Variation der 2. Lithographieebene) realisiert. Es zeigt sich, dass TDs mit reduziertem Querschnitt (bis  $d = 0.5 \mu\text{m}$ ) homogenere Feldverteilungen aufweisen und damit ein lineares, teils gesteigertes Tunnelverhalten in Bezug auf den NDR zeigen.



### 4.3. Esaki- und Zener-Tunnel-Mechanismen

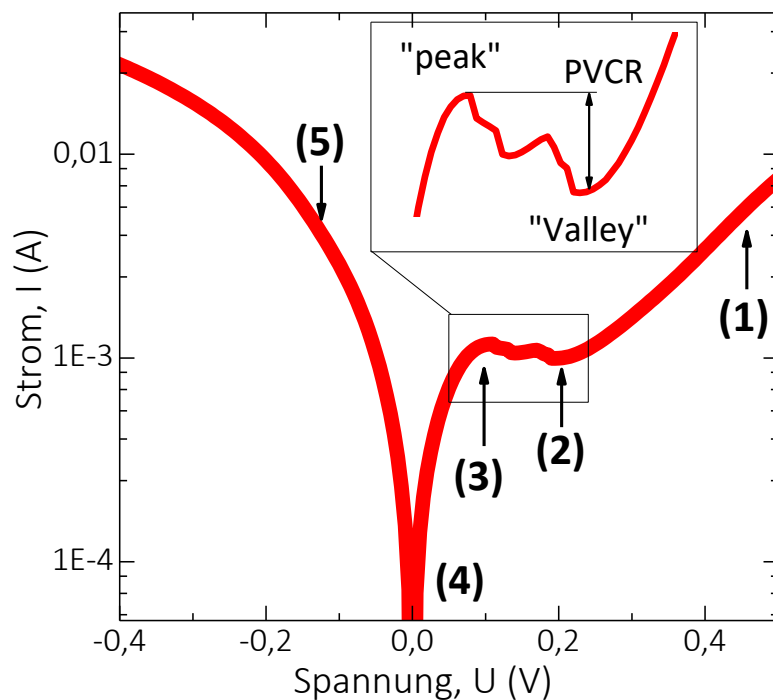
Nun sollen die grundlegenden Mechanismen des BTBT in Ge näher betrachtet werden: Zum einen das Esaki-BTBT mit dem seinem charakteristischen NDR im Vorwärtsbereich, zum anderen das Zener-BTBT mit seinem steilen Anstieg im Tunnelstrom im Rückwärtsbereich. Beide Mechanismen basieren auf dem Übergang von Elektronen zwischen den Bändern, wobei für das Esaki-BTBT Elektronen vom Leitungs- ins Valenzband, für das Zener-BTBT Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband übergehen. Die Charakteristik des Tunnelstroms ( $I$ ) wird dabei von der angelegte Spannung (Fermi-Niveaus,  $E_{fn}-E_{fp}$ ), der Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$  (Bandlücke/elektrisches Feld) und der Anzahl der Zustände vor und nach der Tunnelbarriere  $D_n(E)$ ,  $D_p(E)$  bestimmt <sup>[16], [143], [146], [192]</sup>.

#### 4.3.1. Esaki-Band-zu-Band-Tunneln in Germanium

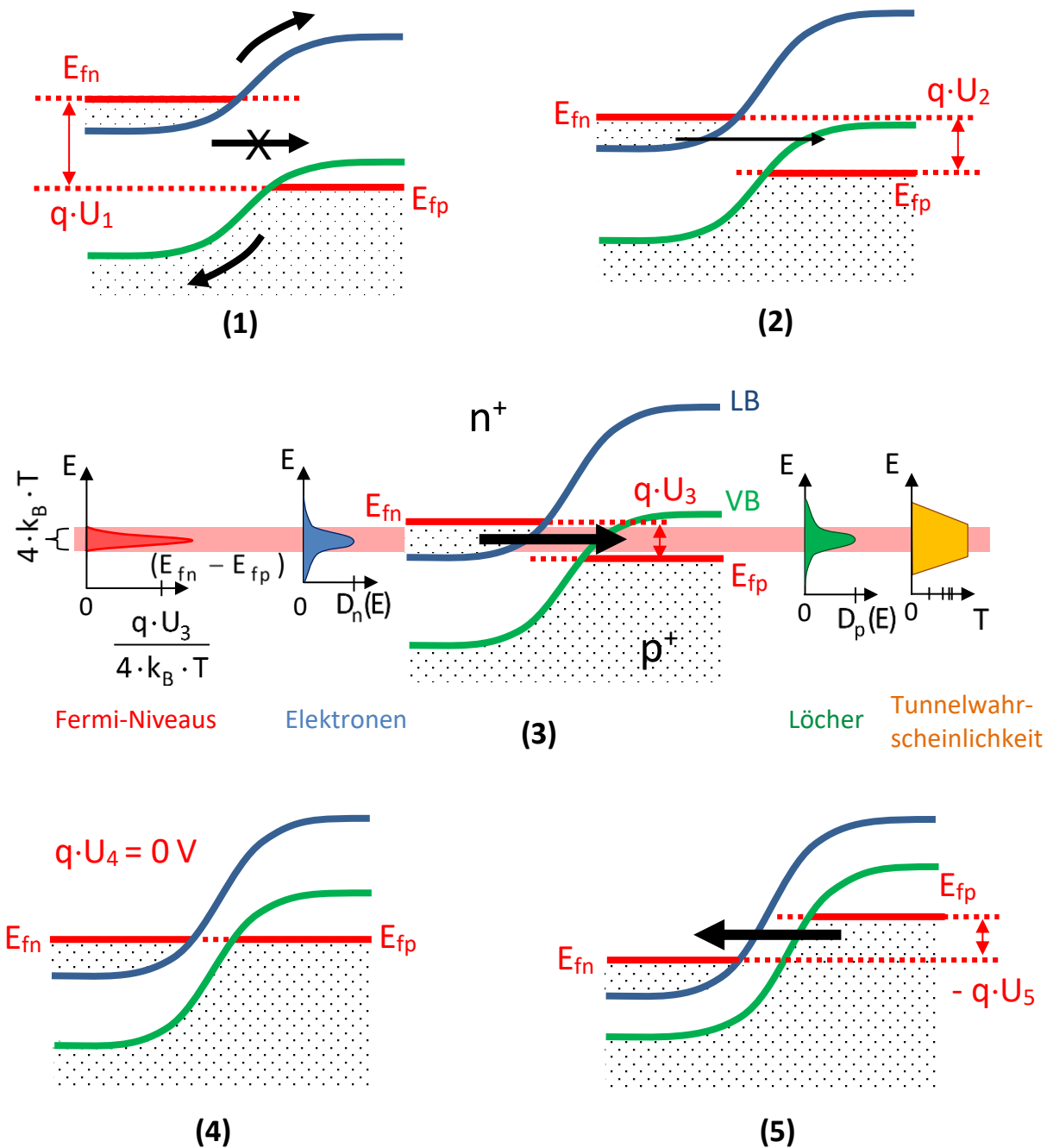
In den Abb. 4.3.1 und Abb. 4.3.2 ist das Verhalten des Tunnelstromes ( $I$ ) als Funktion der Spannung ( $U$ ) in einer Esaki-TD dargestellt. Es lassen sich in der  $I/U$ -Kennlinie von Abb. 4.3.1 fünf Spannungsbereiche identifizieren, die das Bauelement umfassend beschreiben. Die zugehörigen Banddiagramme sind in Abb. 4.3.2 schematisch dargestellt.

**(1)** Für größere positive Spannungen ist das elektrische Feld und damit die Bandverbiegung am p-n-Übergang gering. Ladungsträger können über die Tunnelbarriere zwischen n- und p-Gebiet diffundieren – ein Tunnelstrom ist nicht möglich. **(2)** Die Tunnelbarriere ist zu energetisch zu „hoch“ für einen Diffusionsstrom, und noch zu „weit“ für einen Tunnelstrom. Der Excessstrom definiert im „valley“ des NDR (siehe Abb. 4.3.1) das Ausschaltverhalten der Esaki-TD. **(3)** Die Tunnelbarriere ist energetisch zu „hoch“ für einen Diffusionsstrom, aber „schmal“ genug, um einen Tunnelstrom zu ermöglichen. Für den Fall, dass das

Maximum der Elektronenverteilung mit dem Maximum der Löcherverteilung energetisch übereinstimmt, ergibt sich im „peak“ des NDR (siehe Abb. 4.3.1), der Peakstrom der Esaki-TD [225]. Die Differenz zwischen „peak“ und „valley“ wird mit dem PVCR (engl. für „peak to valley current ratio“) beschrieben. Die Höhe des Tunnelstroms wird durch den Überlapp von Elektronen  $D_n(E)$  und Löchern  $D_p(E)$  bestimmt. Fällt das Maximum aufeinander, ergibt sich der maximale Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$ . **(4)** Bandsstruktur ohne angelegte Spannung am p-n-Übergang. **(5)** Im Rückwärtsbereich der Esaki-TD ist ein Tunnelstrom vom Valenzband ins Leitungsband möglich, der Zener-Tunnelstrom. Aufgrund des hohen elektrischen Feldes und der schmalen Tunnelbarriere (hohe Tunnelwahrscheinlichkeit) ist der resultierende Tunnelstrom weitaus höher als in Vorwärtsrichtung.



**Abb. 4.3.1 | I/U-Kennlinie einer Esaki-TD (Sample 11,  $n^+p^-$   $T = 300$  K).** Bezeichnet sind die charakteristischen Merkmale in der I/U-Kennlinie einer Esaki-TD: **(1)** Diffusionsstrom; **(2)** Excessstrom; **(3)** Peakstrom; **(4)** thermodynamisches Gleichgewicht; **(5)** Zener-Tunnelstrom. Inset: Nahaufnahme des NDRs mit Peak, Valley und der PVCR.



**Abb. 4.3.2 | Schematische Bandübergänge einer Esaki-TD ( $n^+$ ,  $p^+$ )** [16], [146]. Dargestellt ist das Leitungsband (LB), das Valenzband (VB), die Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fn/p}$ , die Elektronenbesetzung unterhalb der Fermi-Niveaus (gepunktet) und die angelegte Spannung  $q \cdot U_{1-5}$ . **(1)** Diffusionsstrom; **(2)** Excessstrom; **(3)** Peakstrom; **(4)** thermodynamisches Gleichgewicht bzw. ohne äußere Spannung; **(5)** Zener-tunnelstrom.

Die Fermiverteilung ist thermisch auf  $4 \cdot k_B \cdot T$  ausgedehnt und limitiert damit den Ein-  
 Ausschaltvorgang des Tunnelstromes (Abb. 4.3.2, **(3)**). Selbst für die maximale

Tunnelwahrscheinlichkeit  $T = 1$  und einer ideal stufenförmigen Verteilung  $D_n(E) = D_p(E)$ , sind bei Raumtemperatur  $4 \cdot k_B \cdot T = 10 \text{ mV}$  nötig, um den Tunnelübergang zu öffnen [226]. So ergibt sich immer eine gradueller Tunnelstromanstieg. So kann das Schaltverhalten des Tunnelübergangs zwar „aprubter“ sein als ein p-n-Übergang, es ist aber durch die Fermiverteilungen auf beiden Seiten der Tunnelbarriere limitiert. Entscheidend für die Esaki-TD ist die Anzahl der zu Verfügung stehenden Elektronen im Leitungsband. Da diese über die n-Typ-Dotierung eingebracht werden, zeigt der Peakstrom in Esaki-TDs eine empfindliche Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration

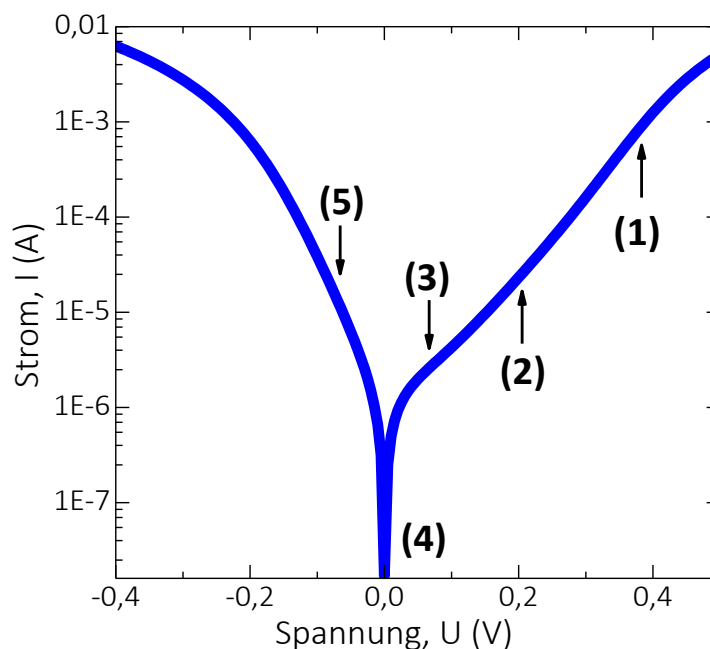
#### 4.3.2. Zener-Band-zu-Band-Tunneln in Germanium

In den Abb. 4.3.3 und Abb. 4.3.4 ist das Verhalten des Tunnelstromes ( $I$ ) als Funktion der Spannung ( $U$ ) in einer Zener-TD dargestellt. Es lassen sich in der  $I/U$ -Kennlinie von Abb. 4.3.3 fünf Spannungsbereiche identifizieren, die das Bauelement umfassend beschreiben. Die zugehörigen Banddiagramme sind in Abb. 4.3.4 schematisch dargestellt. Im Vergleich mit der Esaki-TD, ist bei der Zener-TD keine Unterscheidung des Leitungsmechanismus für größere positive Spannungen möglich. Der Stromtransport erfolgt für **(1)** und **(2)** über Diffusion. **(3)** Durch die reduzierte Dotierstoffkonzentration sind die elektrischen Felder am p-n-Übergang reduziert. Der Überlapp der Fermi-Niveaus  $E_{fn}$  und  $E_{fp}$  ist nicht ausreichend, um das Entstehen eines hohen Tunnelstroms zu ermöglichen. Die Leitfähigkeit ist stark reduziert und ein NDR, wie in der Esaki-TD, ist nicht zu beobachten. **(4)** Im thermodynamischen Gleichgewicht ( $U = 0 \text{ V}$ ), fließt nur ein geringer Leckstrom ( $I < 1 \times 10^{-7} \text{ A}$ ) über den p-n-Übergang. Verglichen dazu ist der Leckstrom in der Esaki-TD deutlich höher ( $I \sim 1 \times 10^{-4} \text{ A}$ ). Durch die reduzierte Dotierung in der Zener-TD sind Fehlstellen und Störungen am p-n-Übergang stark verringert, was ein verbessertes

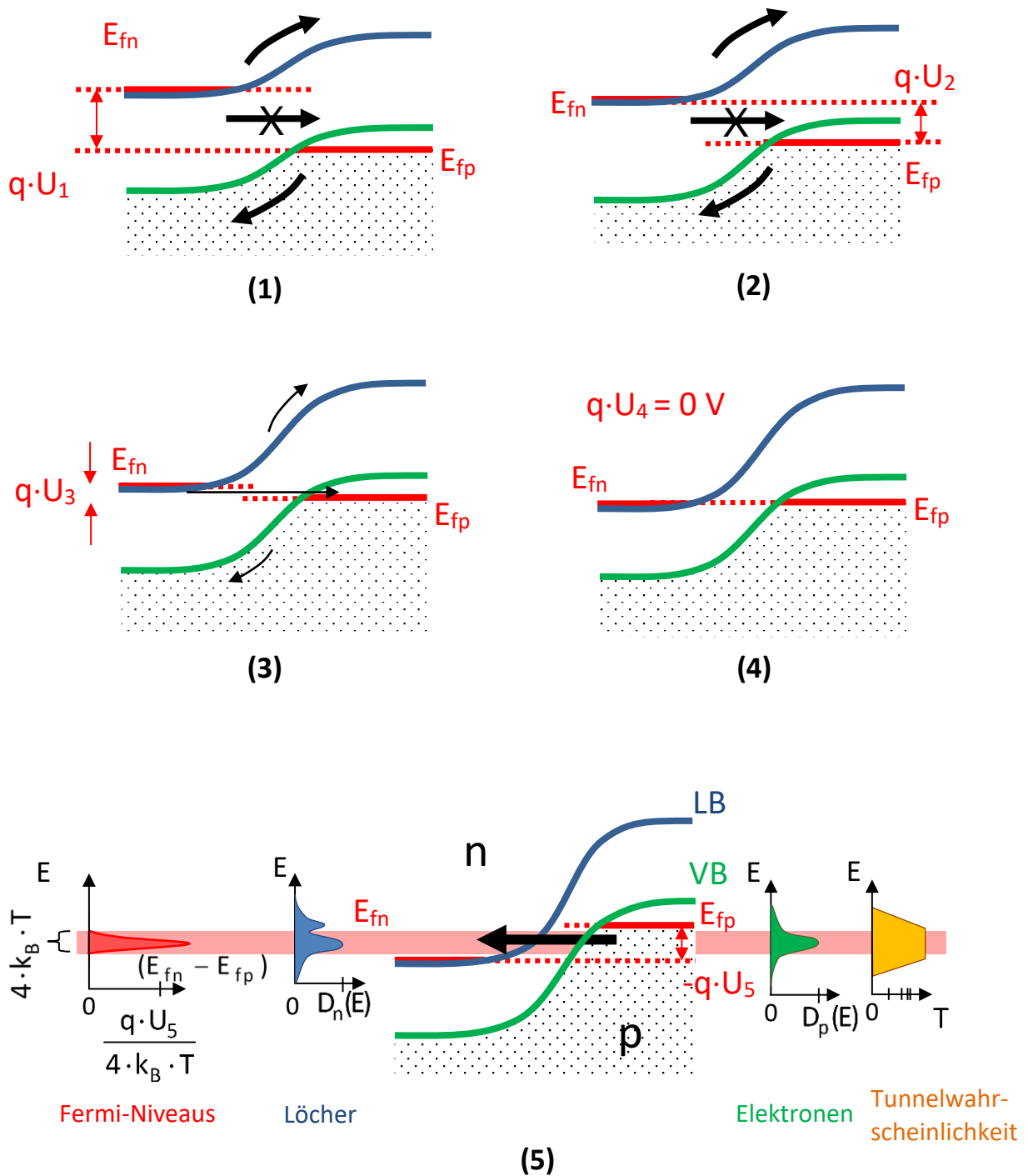




„Ausschaltverhalten“ für  $U = 0$  Vermöglicht. **(5)** Im Rückwärtsbereich ( $U < 0$  V) sind auf der p-Seite des p-n-Übergangs genügend Elektronen für BTBT vorhanden (unterhalb des Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fp}$ ). Zusätzlich befinden sich freie Zustände auf der n-Seite des p-n-Übergangs (oberhalb des Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fn}$ ). Elektronen können so vom Valenzband in das Leitungsband tunneln <sup>[190],[191]</sup>. Es ergibt sich der für das Bauelement charakteristische Zener-tunnelstrom. Er steigt rapide mit der Rückwärtsspannung an (sieben Größenordnungen für einen Spannungshub von  $\Delta U = 0,4$  V). Die Fermiverteilung der Elektronen und Löcher (auf  $4 \cdot k_B \cdot T$  „ausgedehnt“) limitiert auch hier den Anstieg des Zener-Tunnelstromes. Das gefüllte Valenzband stellt dabei eine fast „unerschöpfliche“ Quelle für Elektronen dar und der Anstieg des Zener-tunnelstroms wird erst für  $U \sim -0.4$  V, durch die reduzierte Anzahl freier Zustände im Leitungsband  $D_n(E)$ , limitiert.



**Abb. 4.3.3 | I/U-Kennlinie einer Zener TD (Sample 4, p<sup>+</sup>-n; T = 300 K).** Bezeichnet sind die charakteristischen Merkmale in der I/U-Kennlinie einer Zener-TD: **(1-3)** Diffusionsstrom; **(4)** thermodynamisches Gleichgewicht; **(5)** Zener-tunnelstrom.



**Abb. 4.3.4 | Schematische Bandübergänge einer Zener-TD (n, p)** <sup>[200]</sup>. Dargestellt ist das Leitungsband (LB), das Valenzband (VB), die Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fn/p}$ , die Elektronenbesetzung unterhalb der Fermi-Niveaus (gepunktet) und die angelegte Spannung  $q \cdot U_{1-5}$ . **(1)**, **(2)** Diffusionsstrom; **(3)** Stark reduzierter Diffusionsstrom sowie geringer Tunnelstrom; **(4)** thermodynamisches Gleichgewicht; **(5)** Zener-Tunnelstrom.



Der Überlapp der Quasi-Fermi-Niveaus auf beiden Seiten der Tunnelbarriere ( $E_{fn}$ ,  $E_{fp}$ ) kann, wie in Abb. 4.3.1 und Abb. 4.3.3 dargestellt, durch die externe Spannung variiert werden. Das „Öffnen“ des Tunnelübergangs wird demnach durch die externe Spannung moduliert. In einer TD bestimmt die externe Spannung, je nach ihrem Vorzeichen, auch die „Tunnelrichtung“ – vom Valenz- ins Leitungsband (Esaki-BTBT) oder vom Leitungs- ins Valenzband (Zener-BTBT), sowie die resultierende Stromhöhe. Das zentrale „Steuerelement“ für die TD ist demnach die externe Spannung  $U$ . Für den Fall eines entartet dotierten Halbleitermaterials kann folgender Zusammenhang aufgestellt werden:

$$\int_{E_{fp}}^{E_{fn}} f(E) - f(E + qU) dE = E_{fn} - E_{fp} = q \cdot U . \quad (4.1)$$

In einem Bauelement mit drei Anschlüssen (TFET – Gateanschluss, Sourceanschluss, Drainanschluss), wird mit der Gate-Spannung das „Öffnung“ der Tunnelbarriere und mit der Drain-Source-Spannung der Stromfluss durch den Tunnelübergang gesteuert. Um beide Parameter auch in der TD getrennt voneinander betrachten zu können, wird in 4.4.5 die Konduktanz des Tunnelübergangs eingeführt.

#### 4.4. Die Bauelementanalyse

In diesem Abschnitt sollen nun die für die direkte Injektion notwendigen Bauelementparameter erarbeitet werden. Wichtige Zusammenhänge wie solch eine Ge-TD aufgebaut sein muss werden theoretisch beschrieben und mit Experimenten belegt. Die Dotierstoffkonzentration stellt dabei einen zentralen Parameter von Ge-TDs dar. Sie wird in umfassenden Probenreihen und Tieftemperaturmessungen genauestens untersucht und in Bezug auf gesteigertes direktes Zener-BTBT optimiert. Aus den Daten sind zwei Kenngrößen (FOM, engl. für „figure of merits“) abgeleitet, die Konduktanz des Tunnelübergangs ( $C$ ) und die Steigung der Konduktanz ( $C_S$ ). Mit diesen beiden FOMs ist es möglich, zum ersten Mal grundlegende theoretische Zusammenhänge nach dem Modell von Kane mit den hier angeführten experimentellen Beobachtungen zu vereinen. Die so erarbeiteten Designrichtlinien und Simulationen einer Ge-TD dienen als Basis für die Germanium-Zener-Emitter-Bauelementsynthese in Kapitel 5.

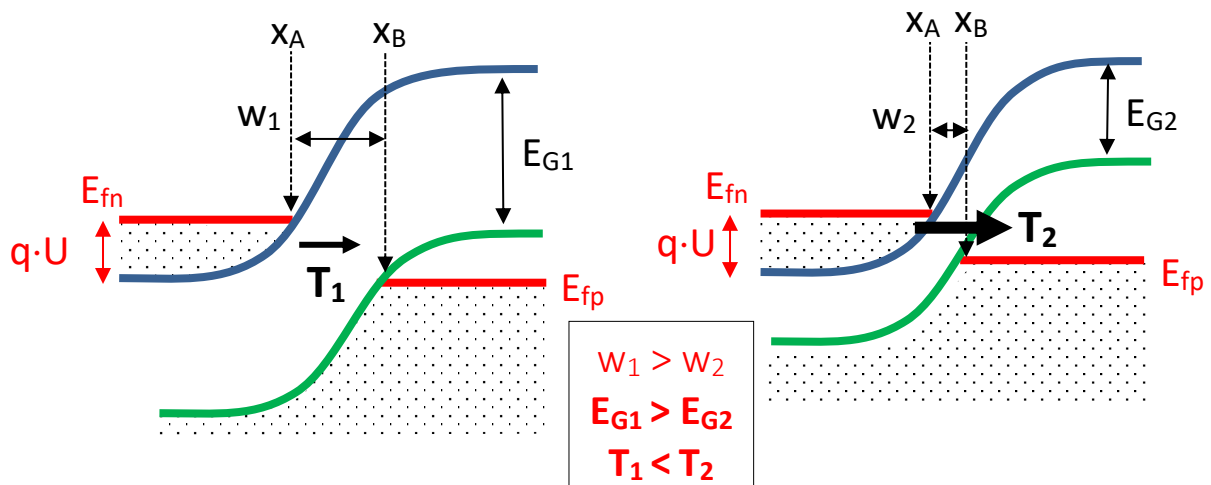
##### 4.4.1. Der Begriff der Tunnelwahrscheinlichkeit

In Ge-TDs lassen sich neben den unterschiedlichen „Tunnelrichtungen“ (Esaki-BTBT, Zener-BTBT), auch allgemeine Zusammenhänge zur Wahrscheinlichkeit herleiten. Die Weite  $w$  der Tunnelbarriere am p-n-Übergang ist entscheidend für die sogenannte Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$ . Mit Hilfe der Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung (WKB-Näherung), lässt sich die Tunnelwahrscheinlichkeit vereinfacht darstellen (Gl. 4.2) <sup>[227]</sup>. Hier bezeichnet  $m^*$  die effektive Masse,  $\Phi_0$  die potentielle Energie,  $E$  die kinetische Energie und  $x_A$  und  $x_B$  zwei Punkte an beiden Seiten des p-n-Übergangs. Die Tunnelbarriere besitzt dann die Tunnelbarrierenweite  $w = x_B - x_A$ .



$$\begin{aligned}
 T &\approx \exp\left(-2\sqrt{\frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} \cdot \Phi_0 - E} \cdot (x_B - x_A)\right) \\
 &= \exp\left(-2\sqrt{\frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} \cdot \Phi_0 - E} \cdot w\right)
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

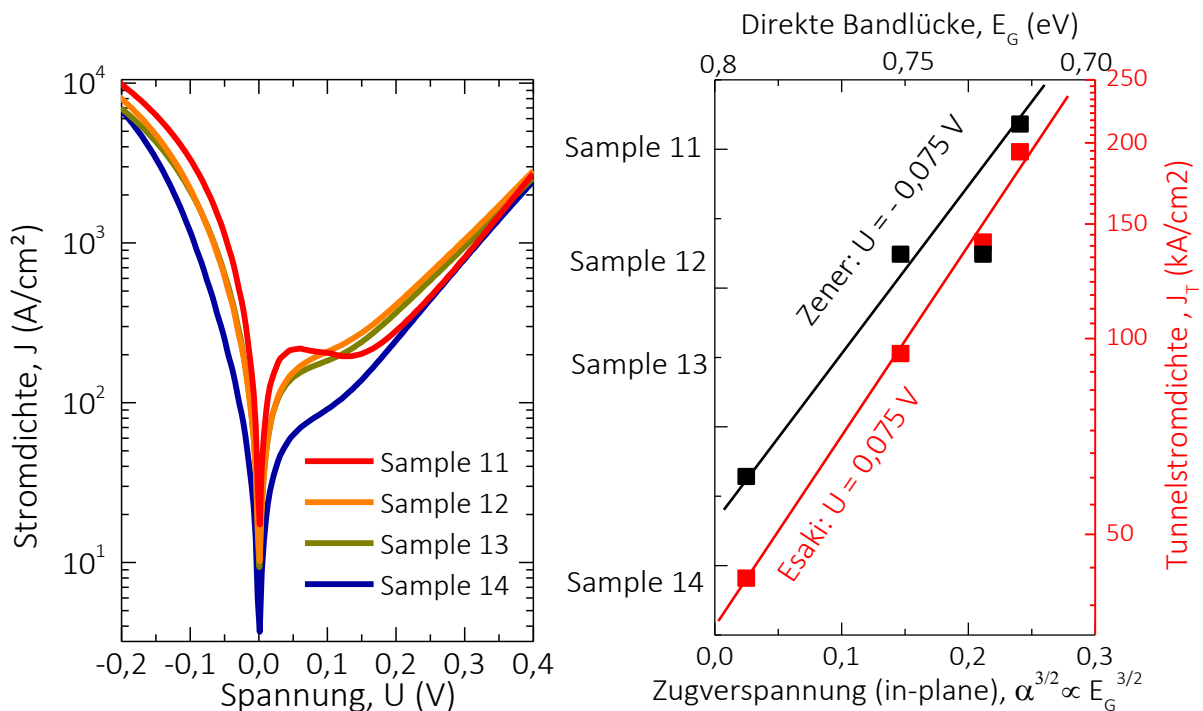
In Abb. 4.4.1 ist der Zusammenhang zwischen Tunnelbarrierenweite  $w$  und der Bandlücke  $E_G$  dargestellt. Für identische Spannungen  $U$  am p-n-Übergang verringert sich für ein Material mit kleinerer Bandlücke  $E_{G2}$  ( $E_{G2} < E_{G1}$ ) auch die Tunnelbarrierenweite  $w_2$ , wobei gilt  $w_2 < w_1$ . So kann Gl. 4.2 auch über das elektrische Feld  $F$  und die Bandlücke  $E_G$  dargestellt werden (Gl. 4.3).



**Abb. 4.4.1 | Schematischer Bandübergang mit Bandlückenvariation  $E_{G1}$ ,  $E_{G2}$ .** Bei identischen externen Spannungen  $U$  und damit identischen Positionen der Quasi-Fermi-Niveaus ( $E_{fn}-E_{fp}$ ), wirken sich unterschiedliche Bandlücken  $E_{G1}$ ,  $E_{G2}$  auf die Weiten  $w_1$ ,  $w_2$  der Tunnelbarrieren aus. Damit können die Tunnelwahrscheinlichkeiten  $T_1$ ,  $T_2$  direkt mit den Bandlücken verknüpft werden.

$$T \propto J_T = \exp\left(-\frac{4 \cdot \sqrt{2 \cdot m^*} \cdot E_G^{3/2}}{3 \cdot q \cdot \hbar \cdot F}\right)
 \tag{4.3}$$

Mit verringerter Bandlücke  $E_G$  steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$  und damit auch der Tunnelstromdichte  $J_T$ . Um diesen Zusammenhang<sup>[227]</sup> auch experimentell zu bestätigen, sind in Abb. 4.4.2 Ge-TDs mit unterschiedlich großen Bandlücken  $E_G^{3/2}$  in logarithmischer Darstellung über der Tunnelstromdichte  $J_T$  aufgetragen. Durch wachsen von n-Ge-Schichten auf einer zugverspannten Unterlage kann die Bandlücke gezielt variiert werden. Dabei überträgt sich je nach n-Ge Schichtdicke die Zugverspannung  $\alpha$  unterschiedlich stark. Aus den Gitterkonstanten (siehe Probenkompendium)<sup>[92], [93]</sup>, Vegards-Law<sup>[91]</sup> und EL-Messungen, lässt sich  $\alpha$  und die zugehörige direkte Bandlücke  $E_G$  extrahieren ( $\alpha \propto E_G$ ). Die Extraktion der Tunnelströme im Vorwärtsbereich ( $U = +75$  mV) und Rückwärtsbereich ( $U = -75$  mV) erfolgt aus den U/I-Kennlinien in Abb. 4.4.2 links.



**Abb. 4.4.2 | Variation der Bandlücke durch Zugverspannung in Ge-TDs.** Im dargestellten Experiment sind n-Ge-Schichten mit identischer Dotierung und unterschiedlicher Schichtdicken auf eine zugverspannte Unterlage gewachsen (*Sample 11*: 50 nm und 0,387 % Zugverspannung; *Sample 12*: 100 nm und 0,355 % Zugverspannung; *Sample 13*: 200 nm und mit 0,278 % Zugverspannung; *Sample 14*: 200 nm und 0,085% Zugverspannung als Referenz).



Durch gleichbleibende Dotierung  $N_{A/D}$  der Proben kann das elektrische Feld  $F$  der Ge-TDs als konstant angenommen werden. Der postulierte exponentielle Zusammenhang kann damit für Zener-BTBT (unter Rückwärtsspannung) als auch für Esaki-BTBT (unter Vorwärtsspannung) experimentell nachgewiesen werden (Abb. 4.4.2 rechts).

$$T \propto \exp -E_G^{3/2} \quad (4.4)$$

#### 4.4.2. Experimente zur Dotierstoffkonzentration

Betrachtet man die Dotierstoffkonzentration  $N_{A,D}$  am p-n-Übergang der Ge-TD, so lässt sich nach D. MEYERHOFER <sup>[175]</sup> folgender Zusammenhang ableiten:

$$F \approx \sqrt{\left(\frac{q^3}{2 \cdot \epsilon_{Ge}}\right) \cdot N^* \cdot E_G} , \quad (4.5)$$

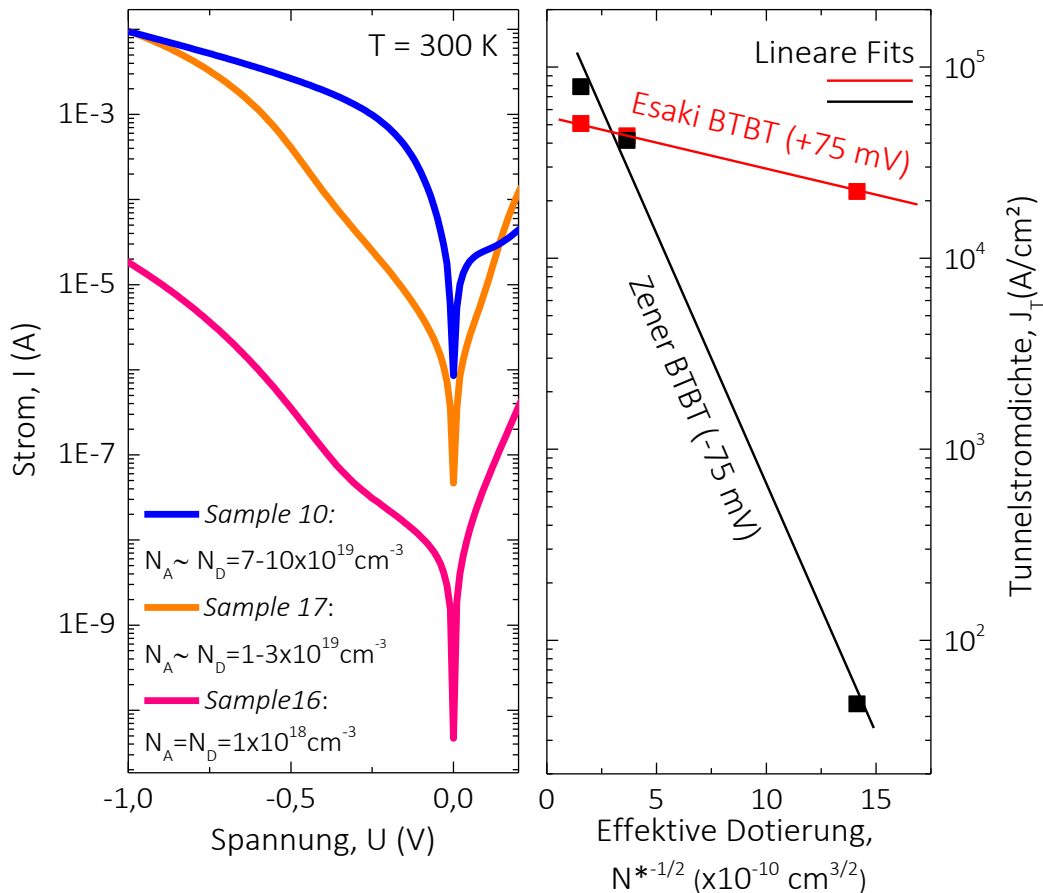
$$N^* = \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} . \quad (4.6)$$

Hier bezeichnet  $q$  die Elementarladung und  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante. Für die Dotierung am p-n-Übergang, wird die sogenannte effektive Dotierung  $N^*$  (Gl. 4.6) eingeführt <sup>[175]</sup>. Für den Tunnelstrom und das elektrische Feld lässt sich Gl. 4.4 weiter umformen zu:

$$T \propto \exp\left(\frac{1}{F}\right) \propto \exp N^{*-1/2} . \quad (4.7)$$

Dieser Zusammenhang wird in der Literatur als „Benchmark“ für TDs aus III-V Materialien verwendet <sup>[175], [192], [234]</sup>. Um diesen Zusammenhang auch für Ge-TDs experimentell zu

belegen, sind in Abb. 4.4.3 Ge-TDs mit homogener Dotierstoffkonzentration  $N_A=N_D$  dargestellt.



**Abb. 4.4.3 | Variation der Dotierstoffkonzentration  $N_A = N_D$ .** Im Experiment sind verschieden hoch dotierte TDs (Sample 10, 17, 16) in Relation gesetzt (Mesadurchmesser,  $d = 1 \mu\text{m}$ ). Die Darstellung als Funktion der effektiven Dotierung  $N^{*-1/2}$  zeigt, dass der Tunnelstrom für  $U = +75$  mV und  $U = -75$  mV gleichermaßen mit der Dotierung, und damit mit dem elektrischen Feld  $F$  ansteigt.

Die Extraktion der Tunnelströme im Vorwärtsbereich ( $U = +75$  mV) und Rückwärtsbereich ( $U = -75$  mV) erfolgt aus den  $U/I$ -Kennlinien in Abb. 4.4.3 links. Für ähnliche Dotierlevel  $N_A$  auf der p-Seite und  $N_D$  auf der n-Seite des p-n-Übergangs, zeigt sich für den Auftrag über  $N^{*-1/2}$  der exponentielle Zusammenhang nach Gl. 4.7 (Abb. 4.4.3 rechts).

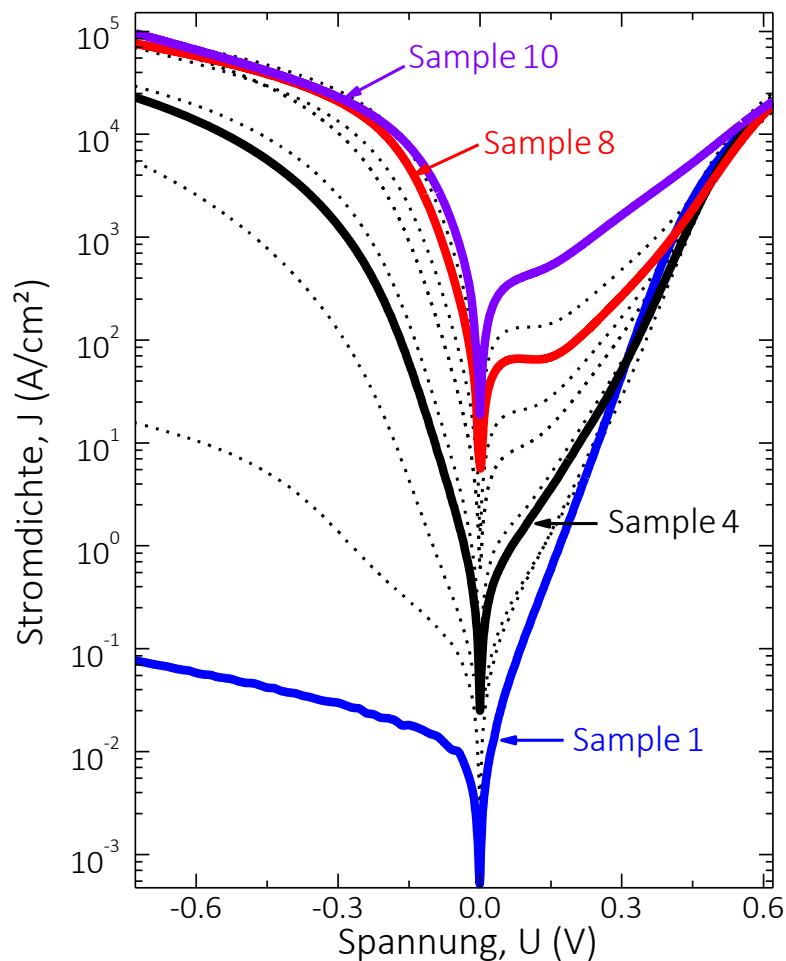




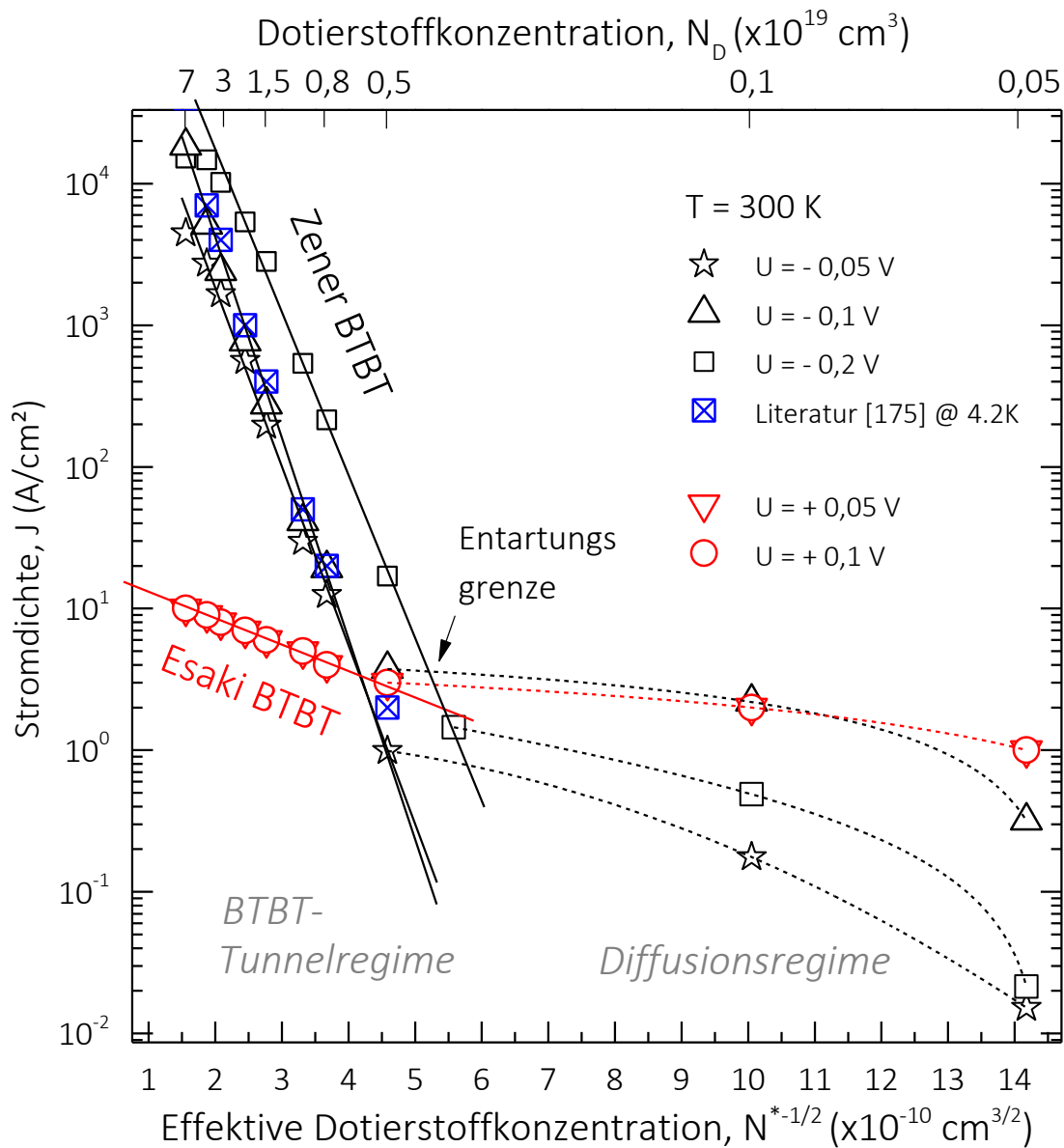
Auch für Ge-TDs gilt demnach: Eine homogene Steigerung der Dotierung auf beiden Seiten des p-n-Übergangs steigert das interne elektrische Feld  $F$  und begünstigt Esaki- und Zener-BTBT gleichermaßen.

Soll in der Ge-TD ein hoher Tunnelstrom erzielt werden, muss also ein starkes elektrisches Feld am p-n-Übergang vorhanden sein. Für den Entwurf einer Ge-TD bietet sich auch die Möglichkeit, das starke elektrische Feld über eine asymmetrische Dotierung  $N_A \neq N_D$  einzustellen. Da die Ge-TDs hinsichtlich gesteigertem Zenertunnelstrom in Rückwärtsrichtung optimiert werden sollen, bietet es sich an, die Dotierung ( $N_A$ ) auf p-Seite des p-n-Übergangs zu maximieren. Das starke elektrische Feld wird dann über die p-Typ-Dotierung eingestellt. Nach Abb. 4.3.4 **(5)** befindet sich das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{fp}$  dann weit unterhalb der Valenzbandkante (Entartung). Ein Zenertunnelstrom kann auch unter hohen Rückwärtsspannungen noch fließen ( $U > -0,3$  V; Abb. 4.3.3). Damit ist sichergestellt, dass für den gesamten Spannungsbereich genug Elektronen für das Zener-BTBT zur Verfügung stehen. In Abb. 4.4.4 sind Ge-TDs mit hoher p-Typ-Dotierung ( $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , Entartung im Valenzband  $\Delta E \sim 55 \text{ meV}$ ) und variiertes n-Typ-Dotierung  $N_D$  dargestellt. Dabei wird die n-Typ-Dotierung über gesamten, durch das MBE-Wachstum erreichbaren Bereich ( $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} < N_D < 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), variiert. Der geringe Stromfluss für *Sample 1* lässt vermuten, dass hier das elektrische Feld nicht ausreicht, um Zener-BTBT zu induzieren. Unter Rückwärtsspannung fließt hier nur ein geringer „Dunkelstrom“ durch die Diode. Für den Übergang von sehr geringer Dotierung (*Sample 1*) zu moderater Dotierung (*Sample 4*), zeigt sich ein deutlicher Anstieg in der Stromdichte unter Rückwärtsspannung ( $U = -0,6$  V). Für ein genügend starkes elektrisches Feld setzt das Zener-BTBT ein. Im Vorwärtsbereich sind für Dotierstoffkonzentrationen  $N_D > 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (*Sample 6*) ebenfalls Tunnelströme

sichtbar (NDR durch Esaki-BTBT). Die U/I-Kennlinien der Ge-TDs lassen vermuten, dass hier mehrere „Schwellwerte“ in der Dotierstoffkonzentration existieren, ab denen BTBT erst möglich wird. Für hohe Dotierungen zeigt sich besonders in Vorwärtsrichtung die Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Dotierung. Die Erhöhung des elektrischen Feldes beeinflusst demnach das Esaki-BTBT stärker als das Zener-BTBT.



**Abb. 4.4.4 | Variation der Dotierstoffkonzentration  $N_D$ , bei  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .** In der Abbildung sind verschieden hoch n-Typ-dotierte TDs dargestellt (*Sample 1-10*). Die p-Typ-Dotierung beträgt dabei für alle Proben  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  (Mesadurchmesser,  $d = 1 \mu\text{m}$ ). *Sample 1*:  $N_D < 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 1*:  $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 3*:  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 4*:  $N_D = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 5*:  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 6*:  $N_D = 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 7*:  $N_D = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 8*:  $N_D = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 9*:  $N_D = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; *Sample 10*:  $N_D > 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .



**Abb. 4.4.5 | Variation der Dotierstoffkonzentration  $N_D$ , bei  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .** In der Abbildung sind verschieden hoch n-Typ-dotierte TDs dargestellt (*Sample 1-10*). Die p-Typ-Dotierung beträgt dabei für alle Proben  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  (Mesadurchmesser,  $d = 1 \mu\text{m}$ ). Die Stromdichten  $J$  für definierte Spannungspegel  $U = \pm 0,05 \text{ V}$ ,  $U = \pm 0,1 \text{ V}$  und  $U = -0,2 \text{ V}$  stammen dabei aus den  $U/I$ -Kennlinien der Abb. 4.4.4. und sind bei  $T = 300 \text{ K}$  aufgenommen. Der Literaturvergleich entstammt [175].

Der Zusammenhang aus Gl. 4.7 ist daher auch für die Variation der n-Typ-Dotierung (Abb. 4.4.4) in Abb. 4.4.5 dargestellt. Auch für die asymmetrisch dotierten Ge-TDs lässt sich

ab einer n-Typ-Dotierung von  $N_D \sim 0,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Stromdichte  $J$  und der effektiven Dotierstoffkonzentration  $N^{*-1/2}$  finden. Die Literaturwerte aus <sup>[175]</sup> (für  $U = 0,1 \text{ V}$  bei  $T = 4,2 \text{ K}$ ) werden dabei gut reproduziert. Diese Dotierstoffkonzentration markiert den Punkt, ab dem das Leitungsband ebenfalls den Zustand der Entartung erreicht (bei  $T = 4,2 \text{ K}$ ,  $N_D = 5,56 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  <sup>[43]</sup>). Das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{fn}$  auf der n-Seite des p-n-Übergangs liegt dann energetisch exakt auf der Leitungsbandkante. Selbst bei  $T = 0 \text{ K}$  befinden sich dann noch freie Elektronen im Leitungsband. Die Entartungsgrenze ist direkt von der Bandlücke und damit von der Temperatur und den Gitterparametern abhängig. Für die Dioden aus Abb. 4.4.4 beträgt sie bei  $T = 300 \text{ K}$ ,  $N_D = 7,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (bis  $U = \pm 0,1 \text{ V}$ ). Für Spannungen  $U = -0,2 \text{ V}$  beeinflusst der Serienwiderstand der TD (Knick der Kennlinie in Abb. 4.4.4) die Auswertung der exakten Stromdichte. Die Entartungsgrenze ist daher für Spannungen  $U = -0,2 \text{ V}$  nicht klar bestimmbar. Für n-Typ-Dotierungen unterhalb der Entartungsgrenze erfolgt der Stromtransport über Diffusion (Diffusionsregime). Jenseits der Entartungsgrenze wird der Stromtransport in Vorwärtsrichtung und in Rückwärtsrichtung maßgeblich durch das BTBT bestimmt (BTBT-Tunnelregime). Für die Ge-TDs zeigt sich zudem stets ein signifikant höherer Zenertunnelstrom als Esakitunnelstrom (Abb. 4.4.5). Dieses Phänomen ist für TDs aus direkten III-V-Halbleitermaterialien <sup>[146]</sup> nicht bekannt, da sich dort der Zenertunnelstrom und der Esakitunnelstrom für hohe Dotierungen stets einander annähern. In Ge unterscheiden sich die für Esaki-BTBT und Zener-BTBT notwendigen „freien-Plätze“ im Zielband (Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband  $N_{\text{eff, LB}} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{eff, VB}} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Zudem besitzt Ge ein weiteres, höherenergetisches Leitungsband ( $E_{G, \text{dir}} = 0,8 \text{ eV}$ ), was für Zener-BTBT bei erhöhten



Rückwärtsspannungen erreichbar wird. Für den durch Esaki-BTBT hervorgerufenen Tunnelstrom kann das direkte Leitungsband dagegen keine weiteren Elektronen beisteuern (direktes Leitungsband stets unbesetzt).

Das elektrische Feld ist für den Tunnelstrom zwar entscheidend, stellt aber nur eine hinreichende Bedingung dar. Eine notwendige Bedingung das Tunnelströme fließen können, sind freie Zustände im „Zielband“ sowie verfügbare Elektronen im „Ausgangsband“. Im Folgenden soll daher die sogenannte Tunnelzustandsdichte eingeführt werden, um insbesondere das Zener-BTBT genau zu beschreiben.

#### 4.4.3. Der Begriff der Tunnelzustandsdichte

Die Dotierung ist auch für die freien und besetzten Zustände im Leitungs- und Valenzband –  $D_p(E)$  und  $D_n(E)$  verantwortlich. Eine hohe Dotierstoffkonzentration ermöglicht demnach nicht nur ein hohes elektrisches Feld, sondern auch eine hohe Tunnelzustandsdichte  $D_J(E)$  (Abb. 4.3.3, 4.3.5).

$$D_J(E) = D_n(E) \cdot D_p(E) \quad (4.8)$$

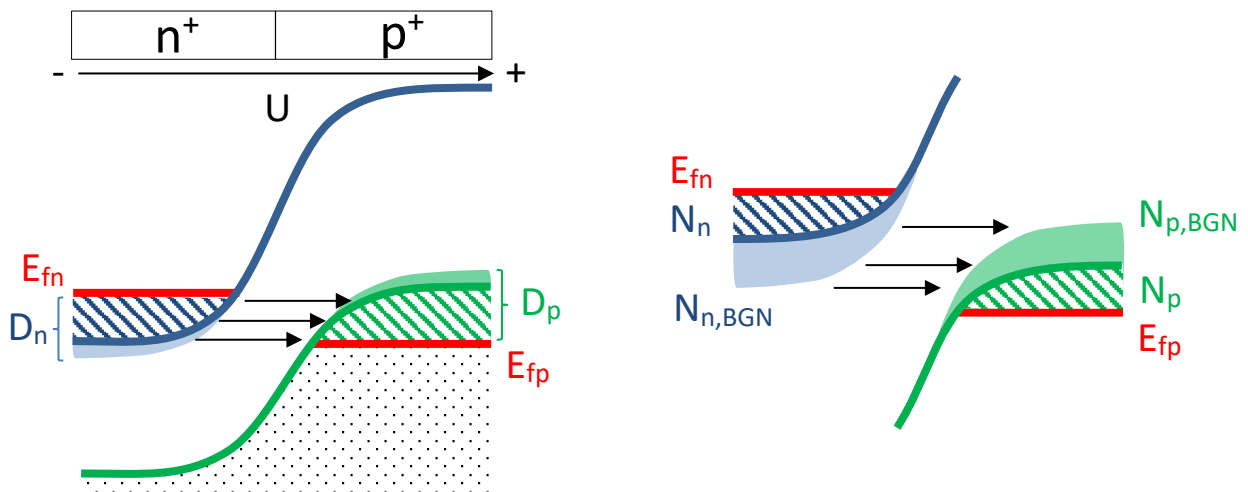
$D_n(E)$  und  $D_p(E)$  bestimmen dabei die Anzahl der im Tunnelprozess involvierten Zustände auf beiden Seiten des p-n-Übergangs. Für entartet dotiertes Ge, kann das Elektronenprofil  $N_n(E)$  (wie schematisch in Abb. 4.3.2 und Abb. 4.3.4 dargestellt) mit der Leitungsbandenergie  $E_L$ , folgendermaßen beschrieben werden (nach <sup>[225]</sup>):

$$N_n(E) = \frac{8 \cdot \pi \cdot (m^*)^{3/2} \sqrt{2 \cdot (E - E_L)}}{h^3 \cdot \left( 1 - \exp \left[ \frac{(E - E_{fn})}{k_B \cdot T} \right] \right)} \quad (4.9)$$

Für die hohen Dotierstoffkonzentrationen bildet sich zudem ein Störstellenband, welches mit dem Leitungsband/Valenzband überlappt (durch die elektrostatische Wechselwirkung der ionisierten Dotieratome mit den Elektronen – siehe Kapitel 2.3). Effektiv wird also das Leitungsband/Valenzband für hohe Dotierstoffkonzentrationen zu kleinen/größeren Energien hin fortgesetzt (BGN). Für die Betrachtung von den im Tunnelprozess involvierten Zuständen muss also auch das Störstellenband ( $N_{n,p,BGN}$ ) mit berücksichtigt werden.

$$D_{n,p}(E) = N_{n,p}(E) + N_{n,p,BGN} \cdot \quad (4.10)$$

Durch die energetische „Verschmierung“ von Zuständen kann selbst ohne Überlapp des Leitungs- und Valenzbandes ein Tunnelstrom fließen (Abb. 4.4.6 rechts).



**Abb. 4.4.6 | Bandgapnarrowing – Hohe Dotierung am n<sup>+</sup>-p<sup>+</sup> Übergang.** Die Zustände im Leitungsband  $D_n$  und im Valenzband  $D_p$  die für den Tunnelstrom verantwortlich sind, setzen sich aus  $N_{n/p} + N_{n/p,BGN} = D_{n/p}$  zusammen. Effektiv „Verschmieren“ die Leitungs- und Valenzbänder und geben so zusätzliche Zustände für den Tunnelprozess frei.

Zusammenfassend ist es demnach nicht ausreichend, nur den Effekt auf das elektrische Feld zu betrachten. Die Dotierung bestimmt die Ausgangsposition der Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fn}$ ,

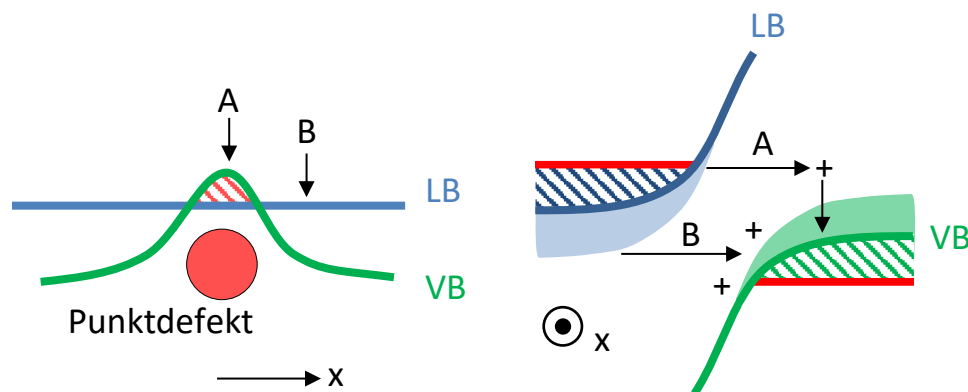


$E_{fp}$  und bestimmt die Anzahl der im Tunnelprozess involvierten Zustände  $D_n(E)$ ,  $D_p(E)$ . Mit dem Ansatz einer dreieckigen Tunnelbarriere <sup>[16], [192]</sup>, lässt sich mit Gl. 4.2, Gl. 4.3 und Gl. 4.8 folgender gesamtheitlicher Zusammenhang aufstellen:

$$J_T = \int E_{fn} - E_{fp} \cdot T \cdot D_n(E) \cdot D_p(E) \cdot dE = \int E_{fn} - E_{fp} \cdot T \cdot D_J(E) \cdot dE \quad (4.11)$$

#### 4.4.4. Defektinduziertes Tunneln in Germanium

Für Tunnelbauelemente sind hohe Dotierstoffkonzentrationen und ein scharfer Übergang von der n-Typ-Dotierung auf die p-Typ-Dotierung notwendig.



**Abb. 4.4.7 | Defekt induziertes Tunneln und Bandverbiegungen** <sup>[228] - [233]</sup> – Auszug aus den **Defektmechanismen**. Punktdefekte innerhalb der Bandlücke ermöglichen parasitäre Tunnelübergänge. Lokale elektrostatische Streuzentren verändern das elektrische Feld nahe der Bandkanten und stören so das Schaltverhalten des Tunnelbauelements.

Diese sind technologisch schwer zu realisieren. So kann die Konzentration abhängig vom System (MBE, CVD, engl. für „chemical vapour deposition“) zwar in den Halbleiter eingebracht aber nicht notwendigerweise vollständig elektrisch aktiviert werden. Verbleibende Dotieratome, Störungen im Gitter und elektrostatische Streuzentren (allg. Punktdefekte <sup>[228] - [233]</sup>) beeinflussen daher das Bauelementverhalten (Abb. 4.4.7). Für die TDs

ist damit die Höhe der Dotierstoffkonzentration ( $N_A, N_D$ ), die Art des Dotierstoffs und der Übergang von n-Typ- auf p-Typ-Dotierung entscheidend für die Bauelementcharakteristik (siehe Kapitel 2.3). Gl. 4.11 muss also um einen Term erweitert werden:

$$J = J_T + J_{\text{Trap}} = \int E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}} \cdot T \cdot D_J(E) \cdot dE + \int T_{\text{Trap}} \cdot D_{\text{Trap}}(E) \cdot dE. \quad (4.12)$$

Hierbei bezeichnet  $T_{\text{Trap}}$  die Wahrscheinlichkeit für einen defektinduzierten Tunnelübergang (die elektrische Feldabhängigkeit ist hier enthalten) und  $D_{\text{Trap}}$  die Defektdichte, die für den Tunnelprozess relevant ist.

#### 4.4.5. Die Konduktanz des Tunnelübergangs

Um den Zusammenhang des Tunnelstromes mit der Tunnelwahrscheinlichkeit (Gl. 4.3) und Tunnelzustandsdichte (Gl. 4.12) analytisch zu lösen, kann das Model von E. O. KANE verwendet werden <sup>[192], [200]</sup>.

$$G = \mathbf{A} \cdot \left( \frac{F}{F_0} \right)^P \cdot \exp\left( -\frac{\mathbf{B}}{F} \right). \quad (4.13)$$

Hierbei bezeichnet  $G$  die sogenannte Tunnelgenerationsrate, was der Anzahl der generierten Elektronen auf den gegenüberliegenden Seiten der Tunnelbarriere entspricht. Sie gibt also an, wieviele Elektronen von einem in das andere Band übergegangen sind.  $A$  und  $B$  sind die sogenannten Kane-Paramter und  $P$  ein Faktor, um mit einer Gleichung den Zusammenhang für indirektes und direktes BTBT (Kapitel 4.5) auszudrücken. Eine ausführliche Darstellung des Kane Models sowie die exakte Beschreibung der Paramter  $\mathbf{A}, \mathbf{B}$





findet sich in <sup>[235]</sup>. Vereinfacht kann die Gl. 4.12 auch folgendermaßen dargestellt werden <sup>[235], [236]</sup>.

$$J_T = A \cdot \frac{1}{q\epsilon_0} \cdot \left( \frac{F}{F_0} \right) \cdot \exp\left( -\frac{B}{F} \right) \cdot \int_{E_{fp}}^{E_{fn}} f(E) - f(E + qU) dE . \quad (4.14)$$

F bezeichnet hier das elektrische Feld, wobei  $F_0 = 1 \text{ V/cm}$  festgesetzt wird. Mit Hilfe von Gl. 4.1 kann der Ausdruck vereinfacht werden:

$$J_T = A \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \left( \frac{F}{F_0} \right) \cdot U \cdot \exp\left( -\frac{B}{F} \right) . \quad (4.15)$$

Für einen p-n-Übergang kann die Stromdichte  $J_T$  gut approximiert werden, wenn der Zustand des maximal elektrischen Felds  $F = F_{\max}$  in Gl. 4.5 betrachtet wird. Für die Dotierstoffkonzentration wird die effektive Dotierung  $N^*$  verwendet und  $\epsilon_{\text{Ge}}$  bezeichnet die Permittivität von Ge <sup>[16]</sup>. So kann Gl. 4.5 über die Spannung U ausgedrückt werden:

$$F_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\epsilon_{\text{Ge}}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \cdot (U_{\text{exc}} - U)} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\epsilon_{\text{Ge}}} \cdot N^* \cdot (U_{\text{exc}} - U)} . \quad (4.16)$$

Das interne elektrische Feld, was in einer Ge-TD den Tunnelstrom in Vorwärtsrichtung erst ermöglicht, wirkt dem externen, durch die Spannung U eingprägten Feld entgegen. Um das in Gl. 4.16 zu berücksichtigen muss für Ge-TDs nicht das gesamte, interne elektrische Feld (ausgedrückt über die „built-in“-Spannung,  $U_{\text{bi}}$ ) berücksichtigt werden, sondern nur der Teil des internen Feldes, der einen Tunnelstrom ermöglicht. In einer Ge-TD ist das die

Vorwärtsspannung die an den p-n-Übergang angelegt werden muss, bis die Tunnelbarriere vollständig sperrt – die Excessspannung,  $U_{\text{exc}}$ . Sie ist gleichzeitig auch ein Maß der Entartung des p-n-Überganges und der Grund, warum in nieder-n-Typ-dotierten Ge-TDs kein NDR in Vorwärtsrichtung zu erkennen ist (siehe Abb. 4.4.4). Für reale Tunnelbauelemente ist  $U_{\text{exc}}$  stark durch Dotierstoffinhomogenitäten, defektinduziertes Tunneln (Abb. 4.4.7) und insbesondere bei hohen Dotierstoffkonzentrationen, durch BGN (Abb. 4.4.6) bestimmt. Die experimentelle Bestimmung von  $U_{\text{exc}}$  in den nachfolgenden Analysen beinhaltet demnach direkt die Berücksichtigung von  $J_{\text{Trap}}$  (siehe Gl. 4.12). Für kleine Spannungen  $U$  am p-n-Übergang

$$q \cdot |U| < 4 \cdot k_B \cdot T, \quad (4.17)$$

kann nach <sup>[146]</sup> der Einfluss der angelegten Spannung auf die Form der Fermiverteilung vernachlässigt werden. Da hier die Tunnelwahrscheinlichkeit und die Tunnelzustandsdichte  $T \times D_f(E)$  (Gl. 4.11) sich exponentiell mit der Spannung  $U$  ändern, der Term  $(E_{\text{in}} - E_{\text{fp}})/U$  aber nur linear, kann weiter vereinfacht werden, indem von Gl. 4.15 nur die exponentielle Abhängigkeit berücksichtigt wird.

$$J_T \propto U \times \exp\left(-B \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Ge}}}{8 \cdot q \cdot N^*}} \cdot \frac{U}{U_{\text{exc}}}\right) \quad (4.18)$$

Mit der sogenannten Konduktanzdichte  $C$  des Tunnelübergangs

$$\text{FOM: } C = \frac{J_T}{U} \quad (4.19)$$



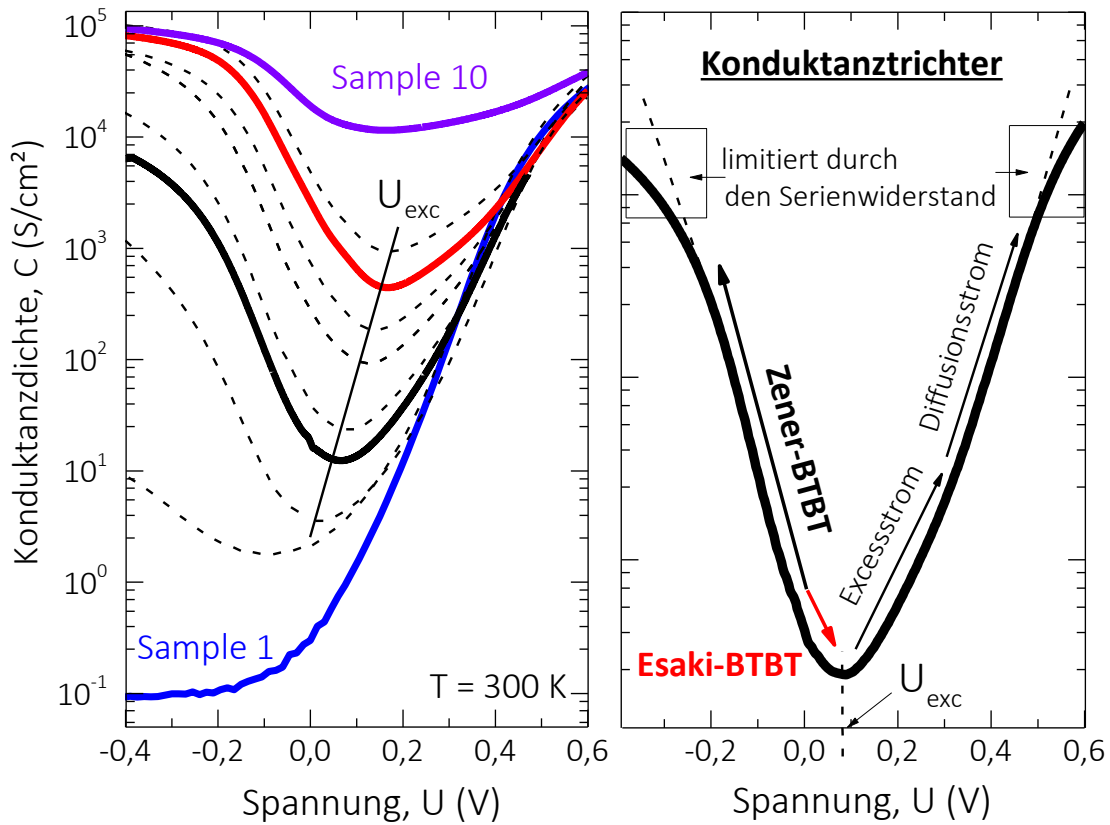
wird nun die erste FOM für Ge-TDs aufgestellt. Die Tatsache, dass mit steigender Spannung der Überlapp der Quasi-Fermi-Niveaus linear zunimmt und damit der Tunnelstrom  $J_T$  linear mit der Spannung  $U$  ansteigt, wird so herausnormiert. Der Verlauf der Konduktanzdichte  $C$  stellt dann den Verlauf der Tunnelwahrscheinlichkeit multipliziert mit der Tunnelzustandsdichte dar.

$$C = \exp\left(-\mathbf{B} \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Ge}}}{8 \cdot q \cdot N^*}} \cdot \frac{U}{U_{\text{exc}}}\right) \propto \int T \cdot D_J(E) \cdot dE \quad (4.20)$$

Der Zusammenhang behält seine Gültigkeit für kleine Spannungen  $U$  (Gl. 4.17), solange keine Verbreiterung der Fermiverteilung durch die anlegte Spannung stattfindet <sup>[146]</sup>. Die Abb. 4.4.3 und Abb. 4.4.4 können so mit Hilfe der Konduktanzdichte  $C$  genauer analysiert werden.

Für die Ge-TDs aus Abb. 4.4.4, ist in Abb. 4.4.8 die Konduktanzdichte  $C$  als Funktion der Spannung  $U$  dargestellt. Für geringe Dotierungen ist der Verlauf „einseitig“ ansteigend (*Sample 1*). Hier ist in Vorwärtsrichtung nur der exponentielle Anstieg des Diffusionsstroms sichtbar (kein Zener-BTBT). Für erhöhte Dotierungen (*Sample 4*), beschreibt die Konduktanz des Tunnelübergangs eine „Trichterfunktion“. Die Excessspannung ( $U_{\text{exc}}$ ) definiert dabei das Trichterminimum. Für gesteigerte n-Typ-Dotierungen zeigt sich durch die gesteigerte Excessspannung eine X-Achsen-Verschiebung. Aus der Darstellung der Konduktanzdichte lässt sich  $U_{\text{exc}}$  empirisch bestimmen. An beiden Seiten steigt die Konduktanzdichte an, wobei die linke „Flanke“ sich aus Zener-BTBT und Esaki-BTBT zusammensetzt. Der Anstieg der Konduktanzdichte auf der rechten „Flanke“ wird durch den Excessstrom (Leckstrom über den p-n-Übergang) und den Diffusionsstrom

verursacht. Für die Ge-TDs (*Sample 1-10*) lässt sich aus Abb. 4.4.8  $U_{exc}$  empirisch bestimmen (siehe Abb. 4.4.9).



**Abb. 4.4.8 | Konduktanztrichterfunktion für verschiedene Dotierungen.** Darstellung der Ge-TDs aus Abb. 4.4.4 über die Konduktanzdichte als Funktion der Spannung. Die Excessspannung  $U_{exc}$  definiert das Trichterminimum und verschiebt sich mit steigender Dotierung zu höheren Spannungen. Es lassen sich aus der Trichterfunktion die einzelnen Teilströme extrahieren. Die Darstellung der Konduktanzdichte wurde in <sup>[146]</sup> zum ersten Mal diskutiert und wurde für die Ge-TDs in dieser Arbeit weiterentwickelt.

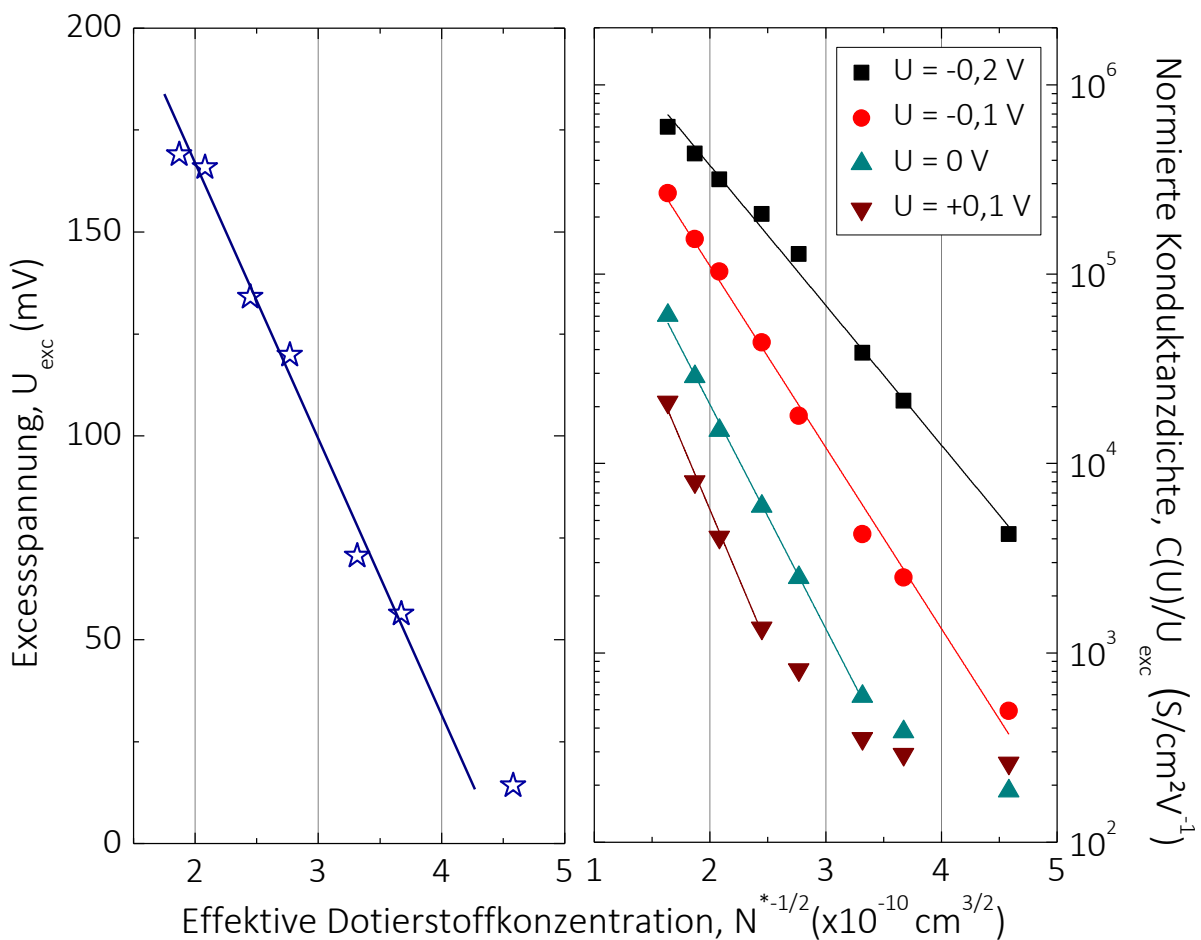
Für ausgewählte  $C(U)$  kann Gl. 4.20 dann weiter zu

$$\ln \left[ \frac{C(U)}{U_{exc}} \right] = -B \sqrt{\frac{\epsilon_{Ge}}{8 \cdot q \cdot N^*}} \quad (4.21)$$

umgeformt werden. In Abb. 4.4.9 ist Konduktanzdichte  $C$  aus Abb. 4.4.8 für ausgewählte  $U$  ( $U = -0.2 \text{ V}$ ;  $U = -0.1 \text{ V}$ ;  $U = 0 \text{ V}$ ;  $U = +0.2 \text{ V}$ ) auf die empirisch ermittelte Excessspannung



$U_{\text{exc}}$  normiert. In der halblogarithmischen Darstellung als Funktion von  $N^{*-1/2}$  ergibt sich auch hier für normierte Konduktanzdichten von  $C(U)/U_{\text{exc}} > 10^3 \text{ S/cm}^2\text{V}^{-1}$ , ein linearer Zusammenhang. Die Steigung der Ge-TDs wird dabei für  $F \rightarrow F_{\text{max}} (U = -0,2 \text{ V})$  flacher. Da für Gl. 4.21  $F = F_{\text{max}}$  angenommen wurde (Gl. 4.16), soll die weitere Auswertung des Kane-Parameters  $B$  bei  $U = -0,2 \text{ V}$  erfolgen.



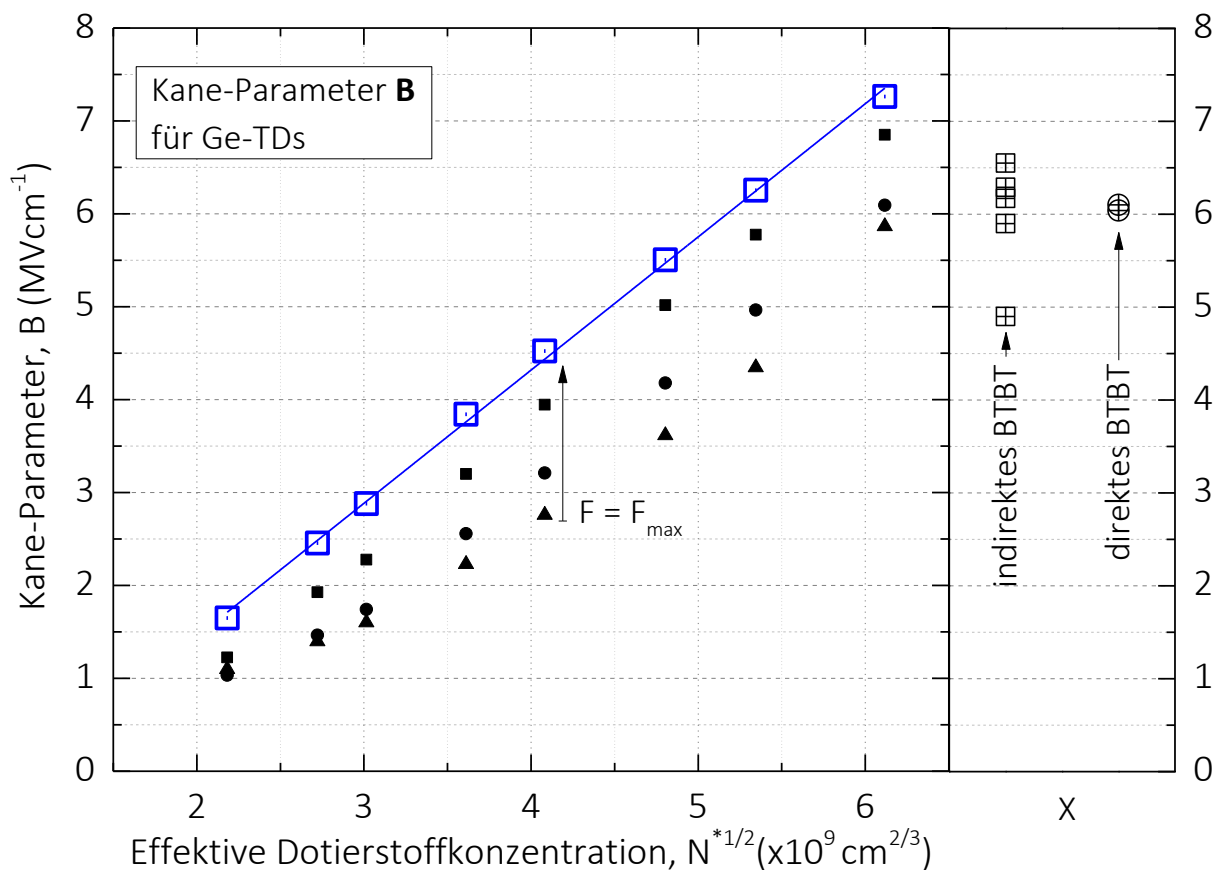
**Abb. 4.4.9 | Die normierte Konduktanzdichte.** Dargestellt ist die Excessspannung als Funktion der effektiven Dotierung der *Samples 3* bis *Sample 10*. Für die *Sample 1* und *Sample 2* ist keine Excessspannung extrahierbar, da hier weder Zener-BTBT noch Esaki-BTBT auftreten. Die Konduktanzdichten für ausgewählte Spannungen sind aus Abb. 4.4.8 extrahiert und auf die jeweilige Spannung  $U_{\text{exc}}$  normiert. Als Funktion der effektiven Dotierstoffkonzentration  $N^{*-1/2}$  dargestellt, ergibt sich für die Ge-TDs der postulierte lineare Zusammenhang.

#### 4.4.6. Erste empirische Bestimmung von Kane-Parametern für Germanium

Mithilfe des linearen Zusammenhangs zwischen Dotierstoffkonzentration  $N^*$  und der auf  $U_{exc}$  normierten Konduktanzdichte  $C(U)/U_{exc}$  (Abb. 4.4.9) lässt sich nun zum ersten Mal Gl. 4.21 nach dem Kane Parameter  $\mathbf{B}$  auflösen:

$$\mathbf{B} = \sqrt{\frac{8 \cdot q \cdot N^*}{\epsilon_{Ge}}} \cdot \ln \left[ \frac{C(U)}{U_{exc}} \right]. \quad (4.22)$$

Es ergibt sich ein dotierungsabhängiger Kane-Parameter  $\mathbf{B}$ .



**Abb. 4.4.10 | Kane-Parameter  $\mathbf{B}$  als Funktion der Dotierstoffkonzentration.** Empirisch bestimmter Kane-Parameter  $\mathbf{B}$  für  $F \rightarrow F_{max}$  ( $U \rightarrow -0,2 \text{ V}$ ) aus *Sample 3-10*. Ein Vergleich mit Literaturwerten [235], [238], [239] ohne Berücksichtigung der Dotierstoffkonzentration ist rechts dargestellt.



Tab. 4.4.1 | Kane-Parameter B

Material	Dotierung (cm <sup>-3</sup> ) **	B	B <sub>indirekt</sub> *	B <sub>direkt</sub> *	Quelle
n-Ge	N <sub>D</sub> = 5×10 <sup>18</sup>	<b>1,64</b>			Sample 3
n-Ge	N <sub>D</sub> = 8×10 <sup>18</sup>	<b>2,45</b>			Sample 4
n-Ge	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>19</sup>	<b>2,87</b>			Sample 5
n-Ge	N <sub>D</sub> = 1,5×10 <sup>19</sup>	<b>3,84</b>			Sample 6
n-Ge	N <sub>D</sub> = 2×10 <sup>19</sup>	<b>4,52</b>			Sample 7
n-Ge	N <sub>D</sub> = 3×10 <sup>19</sup>	<b>5,50</b>			Sample 8
n-Ge	N <sub>D</sub> = 4×10 <sup>19</sup>	<b>6,25</b>			Sample 9
n-Ge	N <sub>D</sub> = 7×10 <sup>19</sup>	<b>7,26</b>			Sample 10
i-Ge	-		<b>5,9</b>	<b>6,1</b>	[238]
i-Ge	-		<b>4,9</b>	-	[239]
i-Ge	-		<b>6,55</b> <100>	<b>6,04</b>	[235]
i-Ge	-		<b>6,17</b> <110>		[235]
i-Ge	-		<b>6,29</b> <111>		[235]

\* Diese Parameter sind durch theoretische Rechnungen für intrinsisches(i)-Ge bestimmt und berücksichtigen den Einfluss der Dotierstoffkonzentration nicht.

\*\*Die p-Typ-Dotierstoffkonzentration beträgt für alle Proben N<sub>A</sub> = 1×10<sup>20</sup> cm<sup>-3</sup>.

Da die Herleitung mit Gl. 4.16 auf das maximale elektrische Feld F<sub>Max</sub> bezogen ist sind die Kane-Parameter B für U = -0,2 V extrahiert. Der Vergleich mit der Literatur <sup>[235],[238],[239]</sup> zeigt, dass für hohe Dotierstoffkonzentrationen N<sub>D</sub> > 2×10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup> der empirisch ermittelte Wert mit der Literatur übereinstimmt (Abb. 4.4.10). Da für die Bestimmung von Kane-Parametern bisher hochdotierte Esaki-TDs verwendet wurden (Dotierstoffkonzentrationen von N<sub>D</sub> > 3×10<sup>19</sup> cm<sup>3</sup>), ist die Übereinstimmung mit der Literatur durchaus gegeben (siehe Tab. 4.4.1). Für kleine Dotierungen weicht der Wert stark von der Literatur ab. Bisher

existieren keine empirischen Daten für die Kane-Parameter  $\mathbf{B}$  in Ge. Die Literaturwerte entstammen Bandstrukturechnungen.

Es zeigt sich, dass für die genaue Beschreibung der Ge-TDs das Kane-Model um eine explizite Berücksichtigung der Dotierung erweitert werden muss. Dies kann über dotierstoffabhängige Kane-Parameter  $\mathbf{B}(N^*)$  erfolgen. Im Folgenden kann so eine von der Dotierstoffkonzentration abhängige Tunnelgenerationsrate  $G$  (nach dem Modell von Kane, Gl. 4.13) für Ge-TDs bestimmt werden. In der weiterführenden Analyse werden die Kane-Parameter noch verfeinert betrachtet und in  $\mathbf{B}(N^*)_{\text{dir}}$  und  $\mathbf{B}(N^*)_{\text{ind}}$  unterteilt.

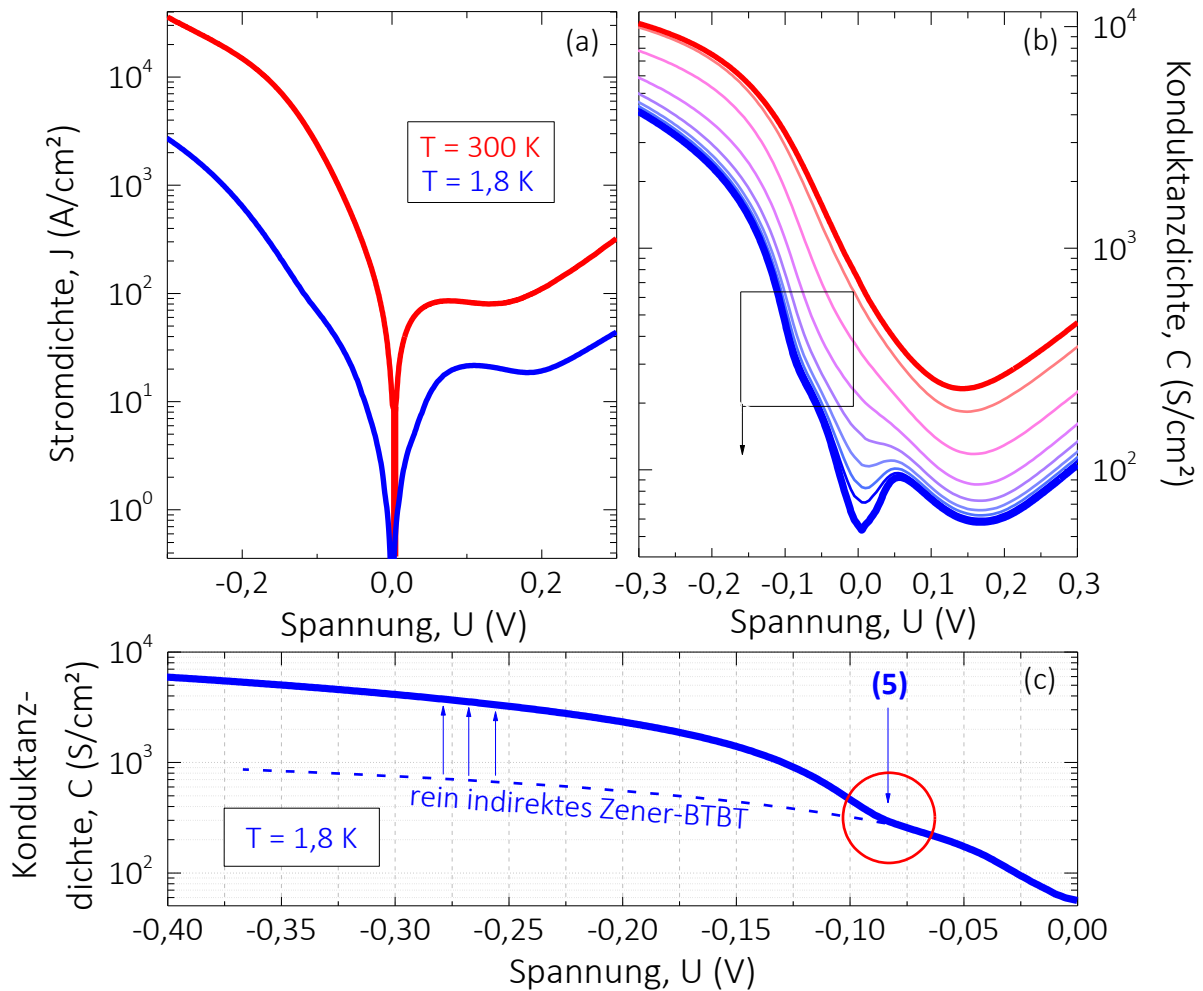
#### 4.5. Indirektes und direktes Band-zu-Band-Tunneln

In diesem Abschnitt werden die Ge-TDs (*Sample 1-10*) bei reduzierten Temperaturen analysiert. Die Besetzung der Zustände ist durch die Fermiverteilung immer abhängig von der Temperatur  $T$  (Breite der Verteilung ist  $\Delta E = 1,8 k_B \cdot T$ ). Für tiefe Temperaturen sind die Elektronenverteilungen im Valenz- und Leitungsband definierter. Das hat direkte Auswirkungen auf den Tunnelstrom und es sind Auffälligkeiten in der U/I-Kennlinie sichtbar, die bei Raumtemperatur nicht zu sehen sind (Abb. 4.5.1). Generell zeigen die U/I-Kennlinien der Ge-TDs eine Reduktion des Stromes für kalte Temperaturen. Das gilt für den gesamten Spannungsbereich  $-0,3 \text{ V} < U < 0,3 \text{ V}$ . Die Konduktanzdichte  $C$  zeigt die am Tunnelvorgang beteiligten Tunnelzustandsdichten  $D_T(E)$  deutlich. Änderungen von  $D_T(E)$  für bestimmte Spannungen, wie der NDR im Vorwärtsbereich von hochdotierten Ge-TDs, werden für tiefe Temperaturen ( $T = 1,8 \text{ K}$  in Abb. 4.5.1b) markant dargestellt. Im Rückwärtsbereich ( $U \sim -0,08 \text{ V}$ ) zeigt sich für tiefe Temperaturen zum ersten Mal das





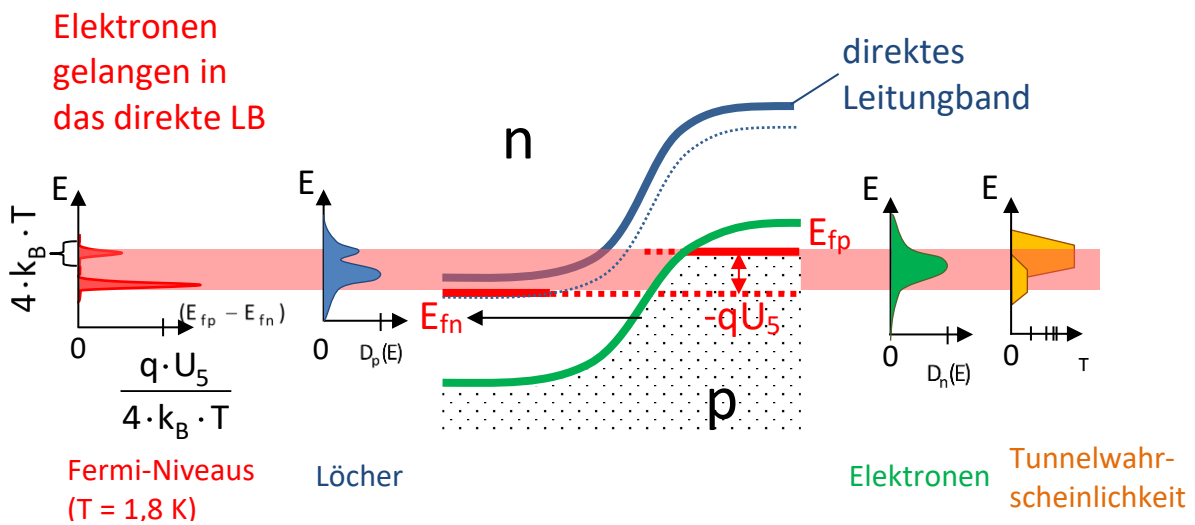
direkte Zener-BTBT [191]-[193] anhand eines „Knicks“ in der Kennlinie (Abb. 4.5.1c). Auch in der



**Abb. 4.5.1 | U/I- und C/U-Kennlinien einer Ge-TD (Sample 8) für verschiedene Temperaturen – Indirektes und direktes BTBT.** (a) Die U-I Kennlinien für 300 K und 1,8 K zeigen eine generelle Reduktion des Stromes durch die Diode für kalte Temperaturen. (b) Der Auftrag über die Konduktanzdichte zeigt die Spannungsabhängige Leitfähigkeit der Ge-TD. Für Temperaturen  $T < 50$  K wird ein deutlicher Einbruch um die  $U = 0$  V erkennbar, sowie ein ausgeprägtes NDR für  $U \sim 0,05$  V. (c) Für  $T = 1,8$  K ist im Rückwärtsbereich bei  $U \sim -0,08$  V das Einsetzen von zusätzlichem direktem Zener-BTBT sichtbar (5). Der theoretische Verlauf der Kennlinie ohne direktes Zener-BTBT ist gestrichelt dargestellt.

Literatur ist bisher kein experimenteller Nachweis von direktem Zener-BTBT in Ge-TDs gelungen und direkte Zener-BTBT konnte in Ge bisher nur theoretisch beschrieben werden. Für tiefe Temperaturen wird der Anstieg der Konduktanzdichte durch zusätzliche Zustände im direkten Leitungsband sichtbar **(5)**. Der Vergleich der C/U-Kennlinie ohne direktes Zener-BTBT ist in Abb. 4.5.1c (gestrichelte Kennlinie) dargestellt.

Der energetische Abstand zwischen indirektem und direktem Leitungsband beträgt  $\Delta E = 136 \text{ meV}$ . Für geringe Rückwärtsspannungen kann daher auch das direkte Leitungsband mit Elektronen besetzt werden (siehe Abb. 4.5.2). Da für direktes Zener-BTBT kein Phonon benötigt wird, ist die Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$  stark erhöht <sup>[191], [192], [200], [235]</sup>.

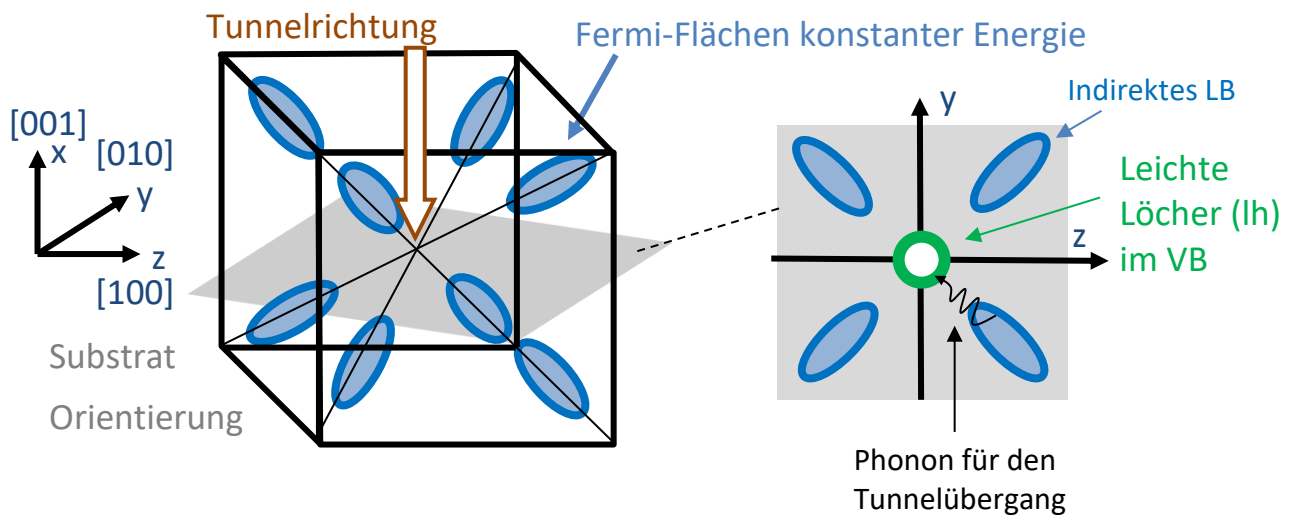


**Abb. 4.5.2 | Bandstruktur in Ge (für  $U < 0 \text{ V}$ ).** Elektronen können unter Rückwärtsspannung vom Valenzband in das Leitungsband tunneln. Für Rückwärtsspannungen  $U < -0,1 \text{ V}$ , kann zudem auch das direkte Leitungsband bevölkert werden. Da kein Phonon für den Übergang benötigt wird, ist die Tunnelwahrscheinlichkeit stark erhöht <sup>[191], [192], [200], [235]</sup>.

Werden im Impulsraum die Bereiche gleicher Energie betrachtet, zeigt sich für das indirekte BTBT, also der Transfer von Elektronen vom Valenzband in  $[000]$ -Richtung in das indirekte Leitungsbandminimum in  $[111]$ -Richtung, der fehlende Impulsüberlapp (Abb. 4.5.3). Die



Entartung, also die Anzahl von Fermi-Flächen konstanter Energie, die für den indirekten Tunnelprozess genutzt werden könnten, beträgt dann  $g=8$ . Da hierfür ein Impuls in longitudinaler Richtung ( $y$ -Richtung;  $m_L$ ) oder transversaler Richtung ( $z$ -Richtung;  $m_T$ ) benötigt wird, kann eine reduzierte Tunnelmasse  $m_r$  für weiterführende Rechnungen zur Tunnelgenerationsrate  $T$  verwendet werden.



**Abb. 4.5.3 | Schematischer Impulsraum für indirektes BTBT in Ge.** Für die Substratorientierung [100] fließt der Tunnelstrom senkrecht zur Kristallebene. Im Impulsraum ergibt sich damit kein direkter Überlapp von leichten Löchern <sup>[235]</sup> im VB in der [000] Orientierung und Elektronen im LB in der [111] Orientierung. Es sind Phononen notwendig, um ein Impulstransfer in  $y$ - bzw.  $z$ -Richtung zu ermöglichen.

Entartung:

$$g_{LB} = 4, g_{VB} = 1$$

$$g = 2 \times g_{LB} \times g_{VB} = 8$$

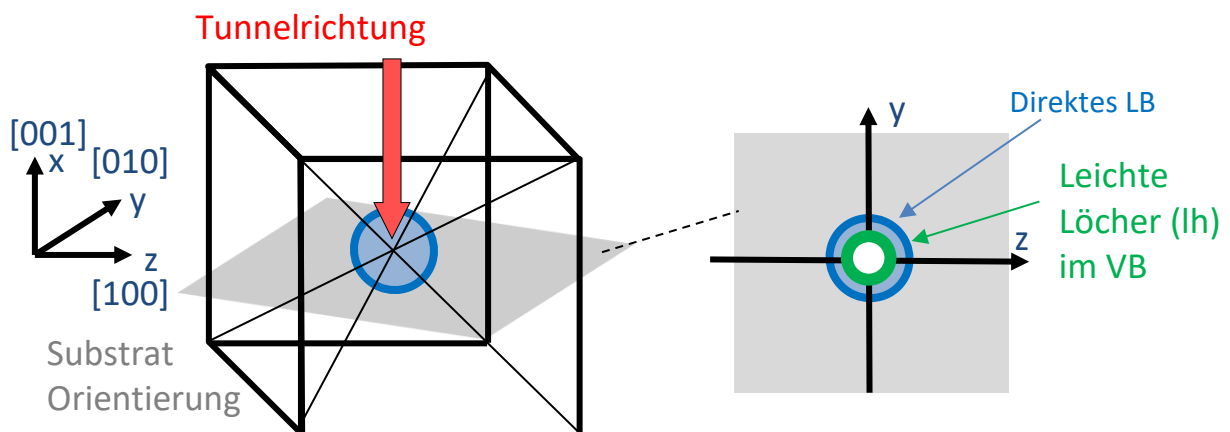
Reduzierte Tunnelmasse:

$$m_e = \frac{3m_L m_T}{2m_L + m_T} \quad (4.23)$$

$$m_r = \frac{m_e m_{lh}}{m_e + m_{lh}}$$

Der Anteil an schweren Löchern  $m_{hh}$ , kann aufgrund der erhöhten Masse vernachlässigt werden, da der Anteil am Tunnelprozess verschwindend gering ist <sup>[235]</sup>. Werden im

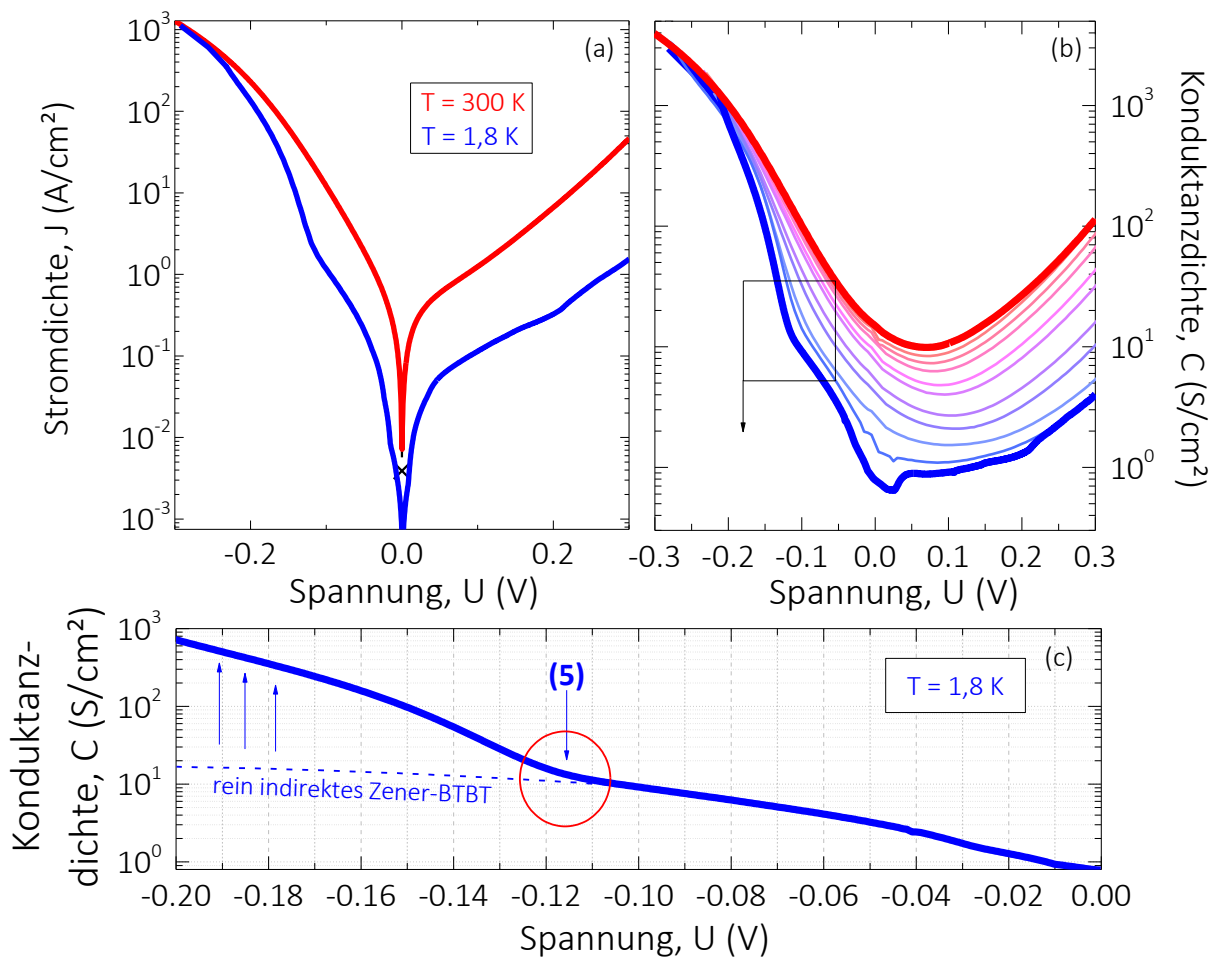
Impulsraum die Bereiche gleicher Energie für das direkte BTBT betrachtet (Abb. 4.5.4), also der Transfer von Elektronen vom Valenzband in [000]-Richtung in das direkten Leitungsbandminimum in [000]-Richtung, zeigt sich ein direkter Überlapp im Impulsraum. Für den Übergang werden demnach keine zusätzlichen Phononen benötigt und die Tunnelwahrscheinlichkeit ist stark erhöht <sup>[191], [192], [200], [235]</sup>.



**Abb. 4.5.4 | Schematischer Impulsraum für direktes BTBT in Ge.** Für die Substratorientierung [100] fließt der Tunnelstrom senkrecht zur Kristallebene. Im Impulsraum ergibt sich damit ein direkter Überlapp von Elektronen zwischen VB und LB. Es sind daher keine Phononen für den Tunnelprozess notwendig.

Entartung:	Reduzierte Tunnelmasse:	
$g_{LB} = 1, g_{VB} = 1$	$m_r = m_{lh}$	(4.24)
$g = 2 \times g_{LB} \times g_{VB} = 2$		

Für die Tunnelgenerationsrate über direktes BTBT kann die Masse der Elektronen im Ausgangsgebiet (Valenzband, leichte Löcher  $m_{lh}$ ) verwendet werden. In Ge-TDs müssen für das Zener-BTBT also immer beide Tunnelmechanismen, das indirekte Zener-BTBT als auch das direkte Zener-BTBT berücksichtigt werden. Betrachtet man n-seitig niederdotierten Ge-TDs (Abb. 4.5.5, *Sample 4*), ergibt sich im Vergleich zu hochdotierten Ge-TDs (Abb. 4.5.1, *Sample 8*) eine erhöhte Spannung  $U \sim -0,08$  V, ab der das direkte



**Abb. 4.5.5 | U/I- und C/U-Kennlinien einer Ge-TD (Sample 4) für verschiedene Temperaturen – Indirektes und direktes BTBT** (a) Die U-I Kennlinien für 300 K und 1,8 K zeigen eine Reduktion des Stromes im Vorwärtsbereich der Ge-TD. Im Rückwärtsbereich ist nur eine geringe Reduktion im Strom sichtbar. (b) Der Auftrag über die Konduktanzdichte zeigt die spannungsabhängige Konduktanzdichte der Ge-TD. Im Rückwärtsbereich bei  $U = 0,1$  V wird der Übergang von indirektem zu direktem Zener-BTBT deutlich sichtbar. (c) Für  $T = 1,8$  K ist im Rückwärtsbereich bei  $U \sim -0,115$  V das Einsetzen von zusätzlichem direktem Zener-BTBT sichtbar (5). Der theoretische Verlauf der Kennlinie ohne direktes Zener-BTBT ist gestrichelt dargestellt.

Zener-BTBT einsetzt ( $U \sim -0,115$  V). Die n-Typ-Dotierstoffkonzentration spielt demnach für den direkten Zener-Tunnelmechanismus eine entscheidende Rolle. Durch die reduzierte Dotierung der n-Seite in Abb. 4.5.5 (Sample 4,  $N_D = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) ist das BGN im indirekten Leitungsband drastisch reduziert und das Einsetzen des direkten Tunnelstromes ist

deutlicher zu erkennen. Beide TDs zeigen bei  $T = 300$  K ähnliche  $C/U$ -Kennlinien, jedoch ein grundverschiedenes Tieftemperaturverhalten. Für tiefe Temperaturen können Phononen unterstützte Prozesse ausgeblendet werden. Bei ( $T = 1,8$  K) „friert“ demnach der indirekte Tunnelstrom aus und die Konduktanzdichte wird durch direktes Zener-BTBT bestimmt (Rückwärtsbereich). Es zeigt sich, dass der Anteil an direktem Zener-BTBT für die hochdotierte und die niederdotierte Ge-TD, fast gleich ist (*Sample 8*:  $C(U = -0,3 \text{ V}) = 4 \times 10^3 \text{ S/cm}^2$  und *Sample 4*:  $C(U = -0,3 \text{ V}) = 3,8 \times 10^3 \text{ S/cm}^2$  bei  $T = 1,8$  K). Die erhöhte n-Typ-Dotierung bei *Sample 8* beeinflusst demnach besonders das indirekte BTBT (sichtbar bei  $T = 300$  K in Abb. 4.5.1).

Im Umkehrschluss lässt sich so auch zeigen, dass der Elektronentransport über die Tunnelbarriere in der niederdotierten Ge-TD fast ausschließlich durch direktes Zener-BTBT erfolgt (da gilt  $C(T = 1,8 \text{ K}) \cong C(T = 300 \text{ K})$  bei  $U = -0,3 \text{ V}$ ; Abb. 4.5.5). Die asymmetrisch dotierte Ge-TD verhält sich demnach in diesem Spannungsbereich wie eine direkte TD <sup>[235]</sup> <sup>[237]</sup> (Vergleichbar zu GeSn <sup>[240]</sup>, GaAs, InAs <sup>[234]</sup>). Die reduzierte Temperatur und der damit reduzierte Einfluss von Phononen, zeigt einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Strom- bzw. Konduktanzdichte. Der indirekte Tunnelstrom in der Diode ist für  $U < -0,12 \text{ V}$  vernachlässigbar klein und die Elektronen werden fast ausschließlich in das direkte Leitungsband übertragen. Die hier angeführten Experimente liefern dazu die ersten experimentellen Daten. Eine Abschätzung der Tunnelgenerationsraten aus Abb. 4.4.5c ist in Tab. 4.5.1 dargestellt. Demnach werden 97,8 % der Elektronen in das direkte Leitungsband übertragen und nur ein Bruchteil in das indirekte Leitungsband gestreut. Ein selektiver Injektionsmechanismus für das direkte Leitungsband in Ge scheint gefunden.



Tab. 4.5.1 | Konduktanzdichte der niederdotierten Ge-TD aus Abb. 4.5.5c

Probe	n-Typ-Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Konduktanzdichte (T = 300 K, U = -0,2V)	Konduktanzdichte (T = 1.8 K, U = -0,2V)	Rate indirektes zu direktem Zener- BTBT
Sample 4	$N_D = 8 \times 10^{18}$	$C = 16 \text{ S/cm}^2$	$C = 747 \text{ S/cm}^2$	$G_{\text{dir}}/G_{\text{indir}} \sim 97,8 \%$

Die lineare Darstellung nach Esaki in Abb. 4.5.6 [143],[241] verdeutlicht den steilen Anstieg des direkten Zener Tunnelstroms. Für die Variation der n-Typ-Dotierstoffkonzentration ist zudem eine Verschiebung des Einsetzens von direktem BTBT hin zu kleineren Spannungen zu beobachten (Abb. 4.5.6 rechts).

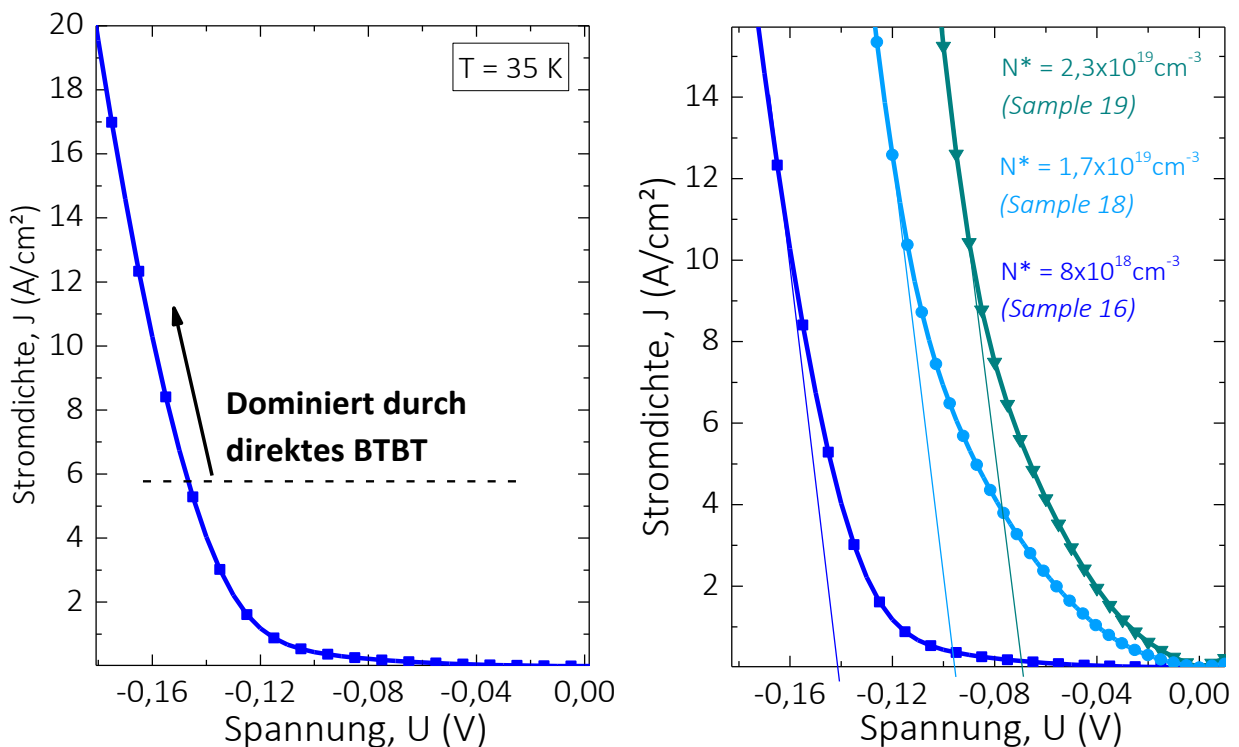
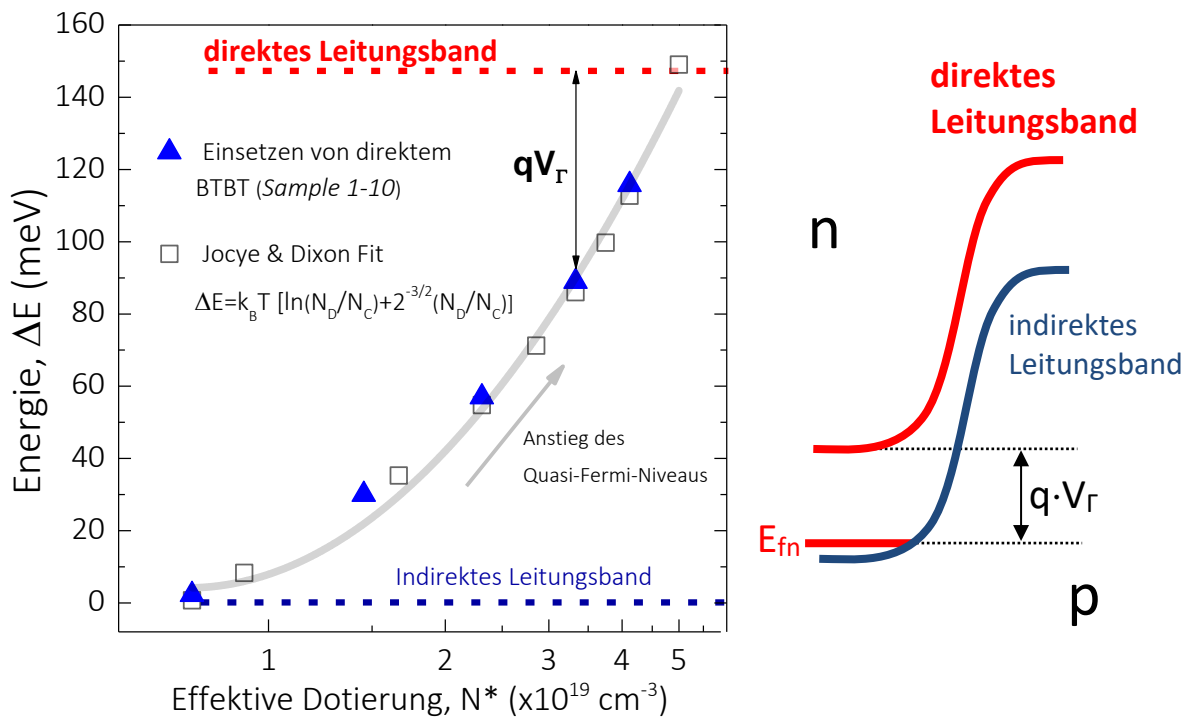


Abb. 4.5.6 | Lineare U/I-Kennlinien. Lineare U/I-Kennlinie nach Esaki [143] illustriert das dominierende direkte Zener-BTBT (Sample 4). Rechts zeigt sich die dotierabhängige Verschiebung des Quasi-Fermi-Niveaus auf der n-Seite des p-n-Übergangs  $E_n$  und damit ein verfrühtes Einsetzen des direkten Zener-BTBT (Sample 16,18, 19).

Durch die n-Typ-Dotierung hebt sich das Quasi-Fermi-Niveaus  $E_{fn}$  auf der n-Seite des p-n-Übergangs. Die Energiedifferenz  $\Delta E$ , bis  $E_{fn}$  das direkte Leitungsband erreicht, ist geringer. Es ist daher weniger externe Spannung  $U$  nötig um direktes Zener-BTBT zu induzieren [187], [241]. Aus den Wendepunkten in der Konduktanzdichtendarstellung lassen sich die zugehörigen Spannungen  $U_T$  extrahieren. Der Vergleich mit der Literatur für entartet-dotierte Halbleitermaterialien [19] zeigt eine gute Übereinstimmung mit den empirisch ermittelten Daten (Abb. 4.5.7).



**Abb. 4.5.7 | Einsetzen von direktem Zener-BTBT als Funktion der n-Typ-Dotierung.** Durch gesteigerte Dotierung hebt sich das Quasi-Fermi-Niveau  $E_{fn}$  von der indirekten Leitungsbandkante hin zur direkten Leitungsbandkante. Die externe Spannung, die am p-n-Übergang angelegt werden muss um direktes Zener-BTBT zu induzieren, sinkt demnach. Überführt in eine Energiedifferenz kann eine gute Übereinstimmung mit der Literatur bestätigt werden [19].





#### 4.6. Die Konduktanzsteigung des Tunnelüberganges

Aus dem Konduktanztrichter aus Abb. 4.5.5b wird ersichtlich, dass in den entsprechenden Spannungsbereichen die Konduktanz unterschiedlich stark mit der Spannung steigt. Für tiefe Temperaturen kann der Rückwärtsbereich daher in zwei weitere Unterbereiche gegliedert werden. Ein Bereich für das indirekte Zener-BTBT und ein Bereich für das direkte Zener-BTBT. Um nun den Kane-Parameter  $\mathbf{B}$  noch weiter zu verfeinern und zu  $\mathbf{B}_{\text{direkt}}$  und  $\mathbf{B}_{\text{indirekt}}$  umzuformen, soll nun die Steigung der Konduktanz  $C_s$  als zweite FOM näher betrachtet werden:

$$\text{FOM: } C_s = \left( \frac{d \log(J_T / U)}{dV} \right)^{-1} = \left( \frac{d \log(C)}{dV} \right)^{-1} \left[ \frac{\text{mV}}{\text{dec}} \right] \quad (4.25)$$

Als Relation zum sogenannten „subthreshold slope“ eines Transistors, wird der Spannungshub der nötig ist, um eine Dekade Konduktanzanstieg zu erreichen, für TDs als FOM eingeführt <sup>[146]</sup>. Die FOM besitzt also die Einheit mV/dec und dient als „zwei-Anschluss“ äquivalent zu einem Transistor. Der Unterschied zum „drei-Anschluss“ Transistor liegt hier darin, dass sich bei der TD neben der Steuerspannung am Tunnelübergang (Äquivalent zur Gatespannung) auch der Potentialabfall über den Tunnelübergang (Äquivalent zur „Source-Drain“-Spannung) mit extern angelegter Spannung  $U$  ändert. Um diesen Umstand näher zu betrachten, wurde in der ersten FOM der Tunnelstrom  $J$  auf die Spannung  $U$  normiert (die Konduktanz  $C$ ). Die Steigung der Konduktanz  $C_s$  gibt dann Auskunft über die tatsächliche Modulierbarkeit des Tunnelübergangs (Abb. 4.6.1), dem Äquivalent zur „Gate“-Spannung.  $C_s$  ist abhängig von der effektiven Dotierung  $N^*$  (Erweiterung der Bandkanten durch BGN) und dem

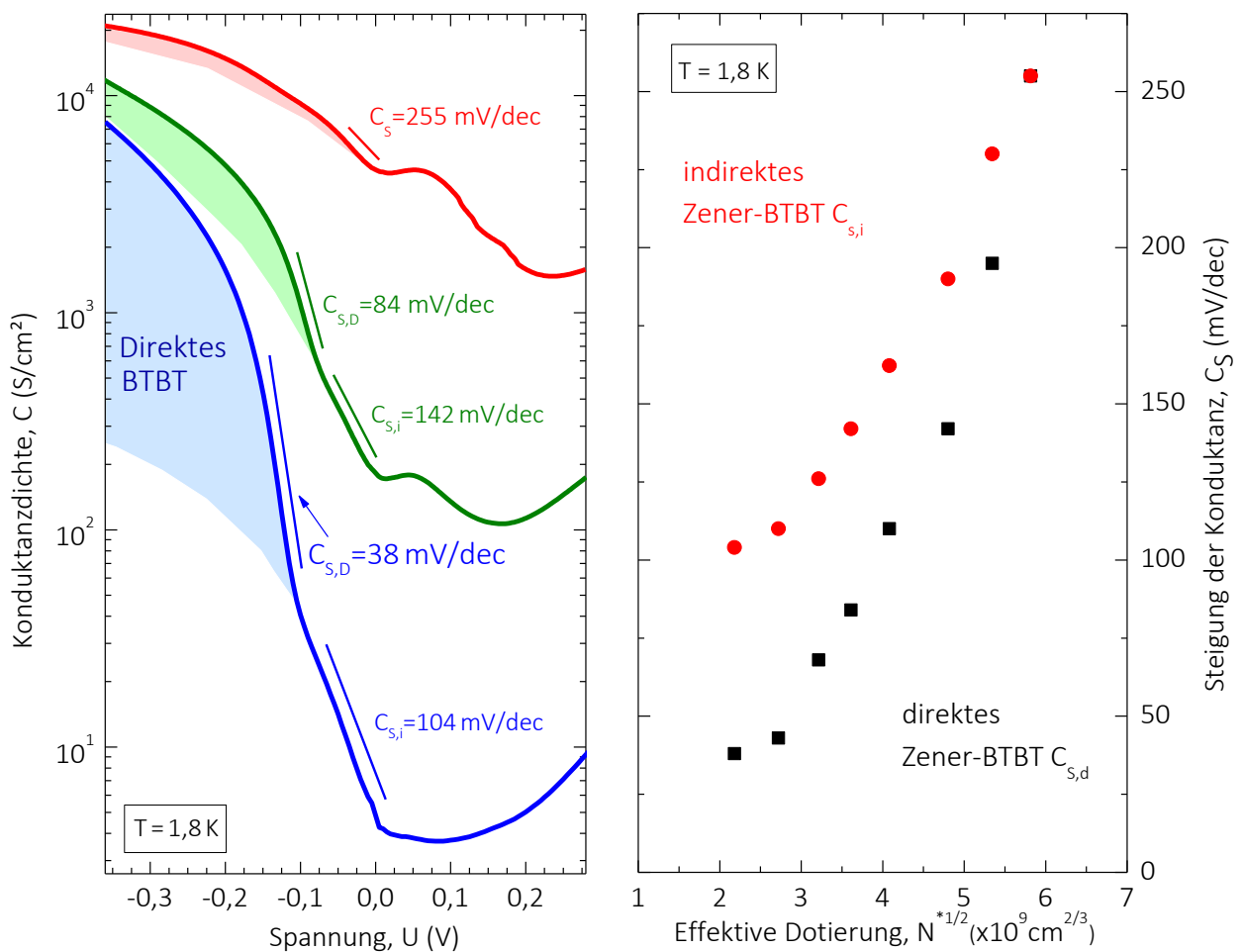
Spannungsbereich  $U$ . So lassen sich für den Spannungsbereich, wo überwiegend indirektes BTBT auftritt und den Spannungsbereich, wo zusätzliches direktes BTBT auftritt unterschiedliche Steigungen bestimmen –  $C_{S,i}$  und  $C_{S,D}$  (Abb. 4.6.1). Die Abhängigkeit von der Spannung in Gl. 4.20 kann dann durch differenzieren weiter vereinfacht werden. An der Stelle  $U = U_D$  und  $U = U_I$  ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 C_{S,D} &= -\ln(10) \cdot \frac{U_{\text{exc}}}{\mathbf{B}_{\text{dir}}} \sqrt{\frac{8 \cdot q \cdot N^*}{\epsilon_{\text{Ge}}}} \Big|_{U=U_D} && \text{direktes Zener – BTBT} \\
 C_{S,i} &= -\ln(10) \cdot \frac{U_{\text{exc}}}{\mathbf{B}_{\text{ind}}} \sqrt{\frac{8 \cdot q \cdot N^*}{\epsilon_{\text{Ge}}}} \Big|_{U=U_I} && \text{indirektes Zener – BTBT}
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

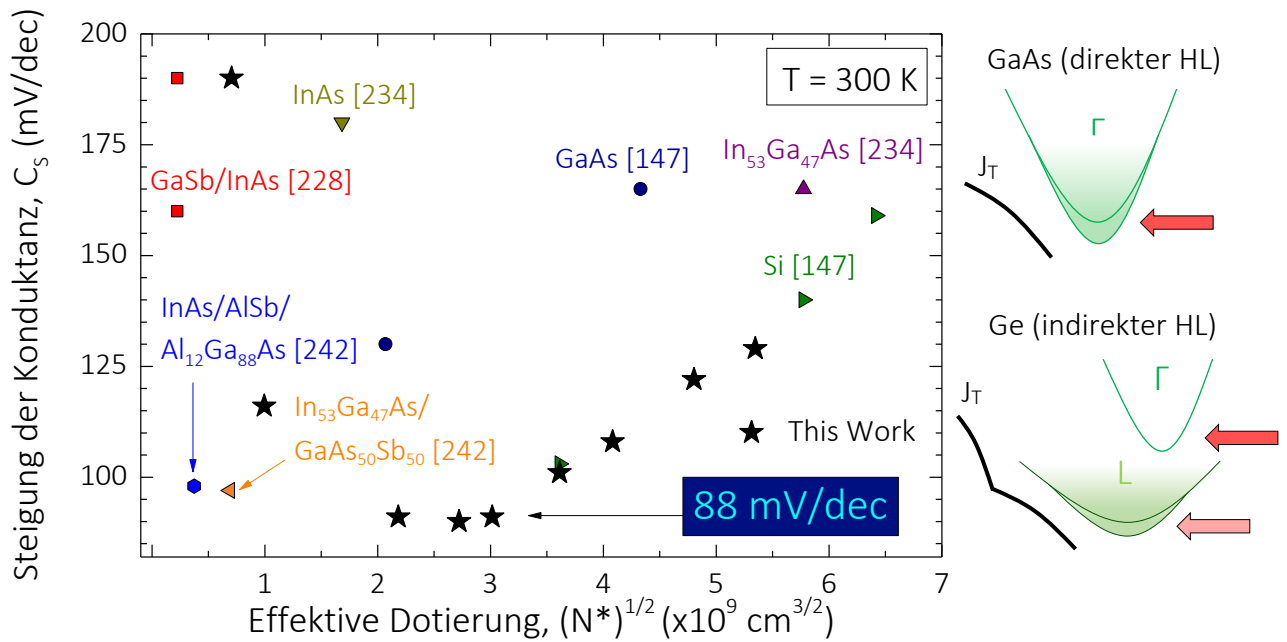
In Abb. 4.6.1 zeigt sich für direktes und indirektes Zener-BTBT ein linearer Verlauf über  $N^{*1/2}$ , der zu geringeren Dotierungen hin absättigt. Die minimale Steigung der Konduktanz die bei  $T = 1,8 \text{ K}$  erreicht werden kann liegt bei  $38 \text{ mV/dec}$  (direktes Zener-BTBT). Für  $T = 300 \text{ K}$  ist der Vergleich verschiedenster TDs aus unterschiedlichen Materialsystemen in Abb. 4.6.2 dargestellt. Die steilsten TDs können demnach mit Ge realisiert werden. *Sample 4* ist zudem mit  $88 \text{ mV/dec}$  bei  $U = -0,12 \text{ V}$  die steilste gemessene TD. Selbst mit sehr schwach dotierten ( $N_A = N_D = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) sogenannten Broken-Gap Hetero-Strukturen aus InGaAs/GaAsSb<sup>[242]</sup>, kann die Steilheit von Ge nicht erreicht werden. Grund ist hier der indirekte Halbleiter. BGN beeinflusst das energetische Minimum im Leitungsband. In Ge ist demnach eine entartete Dotierung im indirekten Leitungsband und eine gleichzeitige scharfe direkte Bandkante möglich. Der direkte Zenertunnelstrom steigt daher bei  $T = 1,8 \text{ K}$  mit  $34 \text{ mV/dec}$  und bei Raumtemperatur mit  $88 \text{ mV/dec}$ . Da im Tunnelstrom immer ein



defekt induzierter Anteil enthalten ist (Kapitel 4.4.2), zeigt sich hier keine Steilheit unterhalb der Boltzmann-Temperatur  $k_B T$  (thermoionische-Limit  $C_s < 60 \text{ mV/dec}$ ) [229], [230]. Für eine erhöhte Dotierung verschlechtert sich zunehmend die Steilheit durch den erhöhten Anteil an indirektem Zener-BTBT.



**Abb. 4.6.1 | Steigung der Konduktanzdichte als Funktion der Dotierung.** Konduktanzdichte bei  $T = 1.8 \text{ K}$  für *Sample 4, 6* und *10*. Mit Hilfe von Abb. 4.5.8 können die dotierungsabhängigen Spannungen  $U_D$  und  $U_i$ , ab der direktes und indirektes Zener BTBT auftritt, bestimmt werden. Es lassen sich dann die Steigungen in den Bereichen  $C_{s,i}$  ( $V_D < V < 0 \text{ V}$ ) und  $C_{s,D}$  ( $V < V_D$ ) extrahiert.



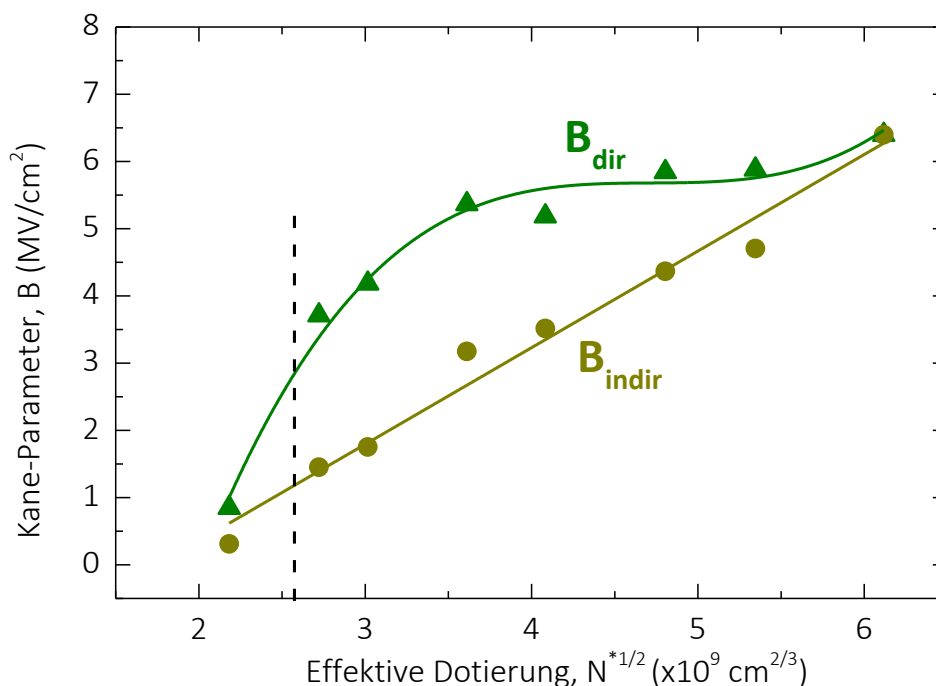
**Abb. 4.6.2 | Benchmark der Konduktanzsteigung bei Raumtemperatur** . Die Konduktanzdichte bei  $T = 300 \text{ K}$  für *Sample 2 bis 10* verglichen mit der Literatur.

Mit Umstellen der Gl. 4.26 und Konduktanzsteigungen aus Abb. 4.5.9, kann demnach der Kane-Parameter  $\mathbf{B}$  in einen Kane-Parameter für indirektes BTBT  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$  und einen Kane-Parameter für direktes BTBT  $\mathbf{B}_{\text{dir}}$  überführt werden.

$$\mathbf{B}_{\text{dir}} = -\ln(10) \cdot \frac{U_{\text{exc}}}{C_{S,D}} \sqrt{\frac{8 \cdot q \cdot N^*}{\epsilon_{\text{Ge}}}} \quad (4.27)$$

$$\mathbf{B}_{\text{ind}} = -\ln(10) \cdot \frac{U_{\text{exc}}}{C_{S,i}} \sqrt{\frac{8 \cdot q \cdot N^*}{\epsilon_{\text{Ge}}}}$$

Es zeigt sich, dass die so ermittelten Kane-Parameter oberhalb und unterhalb des in Tab. 4.4.1 ermittelten, gesamten Kane-Parameters  $\mathbf{B}$  liegen. Für die Extrema der Dotierstoffkonzentration (groß/klein) liegen  $\mathbf{B}_{\text{ind}}$ ,  $\mathbf{B}_{\text{dir}}$  nahe zusammen.

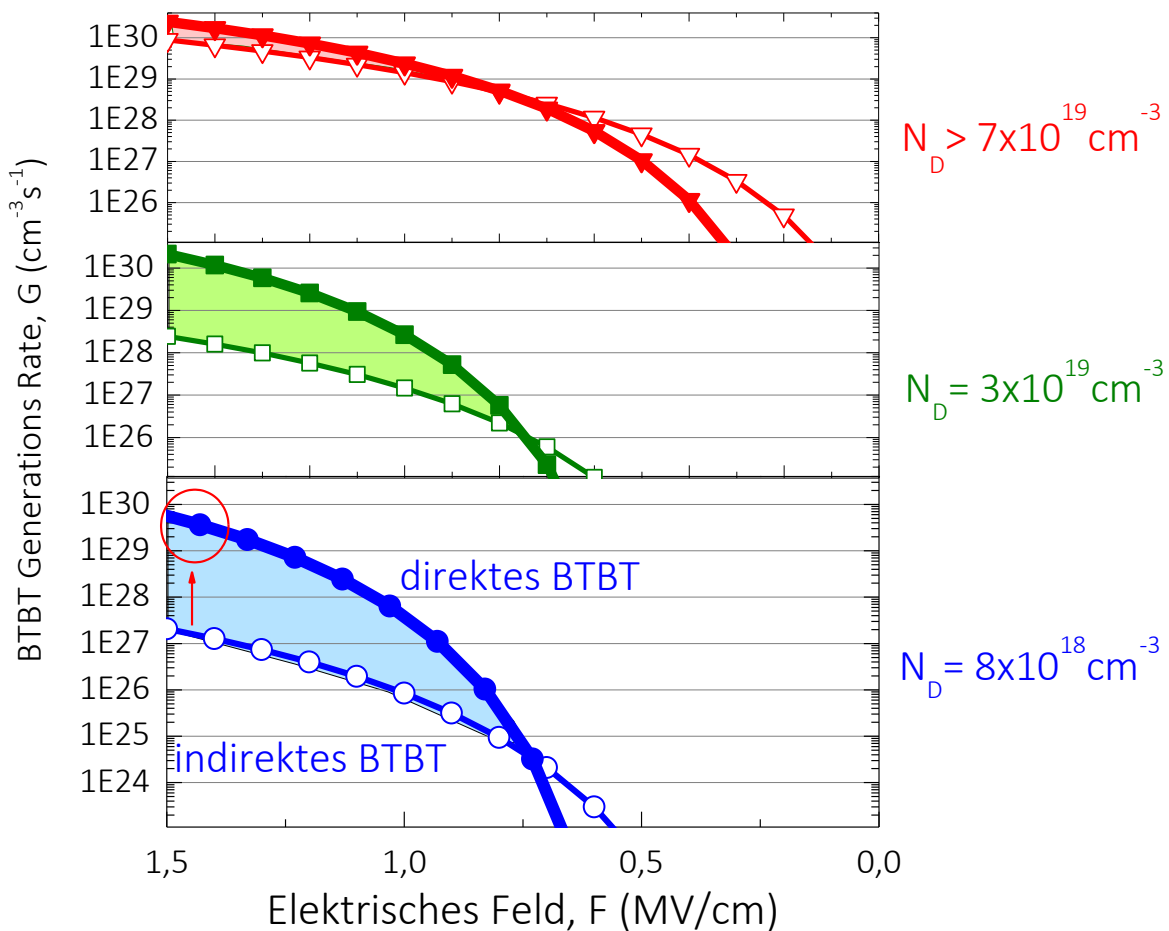


**Abb. 4.6.3 | Indirekte und direkte Kane-Parameter als Funktion der Dotierung.** Die Überführung des Kane Parameters B in zwei einzelne Parameter wird bei  $T = 1,8 \text{ K}$  möglich.

**Tab. 4.6.1 | Kane-Parameter  $B_{\text{ind}}$  und  $B_{\text{dir}}$**

Material	Dotierung ( $\text{cm}^{-3}$ ) **	B	$B_{\text{ind}}$	$B_{\text{dir}}$	Quelle
n-Ge	$N_D = 5 \times 10^{18}$	<b>1,64</b>	<b>0,31</b>	<b>0,84</b>	Sample 3
n-Ge	$N_D = 8 \times 10^{18}$	<b>2,45</b>	<b>1,45</b>	<b>3,71</b>	Sample 4
n-Ge	$N_D = 1 \times 10^{19}$	<b>2,87</b>	<b>1,75</b>	<b>4,18</b>	Sample 5
n-Ge	$N_D = 1,5 \times 10^{19}$	<b>3,84</b>	<b>3,17</b>	<b>5,36</b>	Sample 6
n-Ge	$N_D = 2 \times 10^{19}$	<b>4,52</b>	<b>3,51</b>	<b>5,18</b>	Sample 7
n-Ge	$N_D = 3 \times 10^{19}$	<b>5,50</b>	<b>4,36</b>	<b>5,84</b>	Sample 8
n-Ge	$N_D = 4 \times 10^{19}$	<b>6,25</b>	<b>4,70</b>	<b>5,88</b>	Sample 9
n-Ge	$N_D = 7 \times 10^{19}$	<b>7,26</b>	<b>6,34</b>	<b>6,34</b>	Sample 10
i-Ge	-		<b>5,9</b>	<b>6,1</b>	[238]
i-Ge	-		<b>6,55</b> <100>	<b>6,04</b>	[235]
i-Ge	-		<b>6,17</b> <110>		[235]
i-Ge	-		<b>6,29</b> <111>		[235]

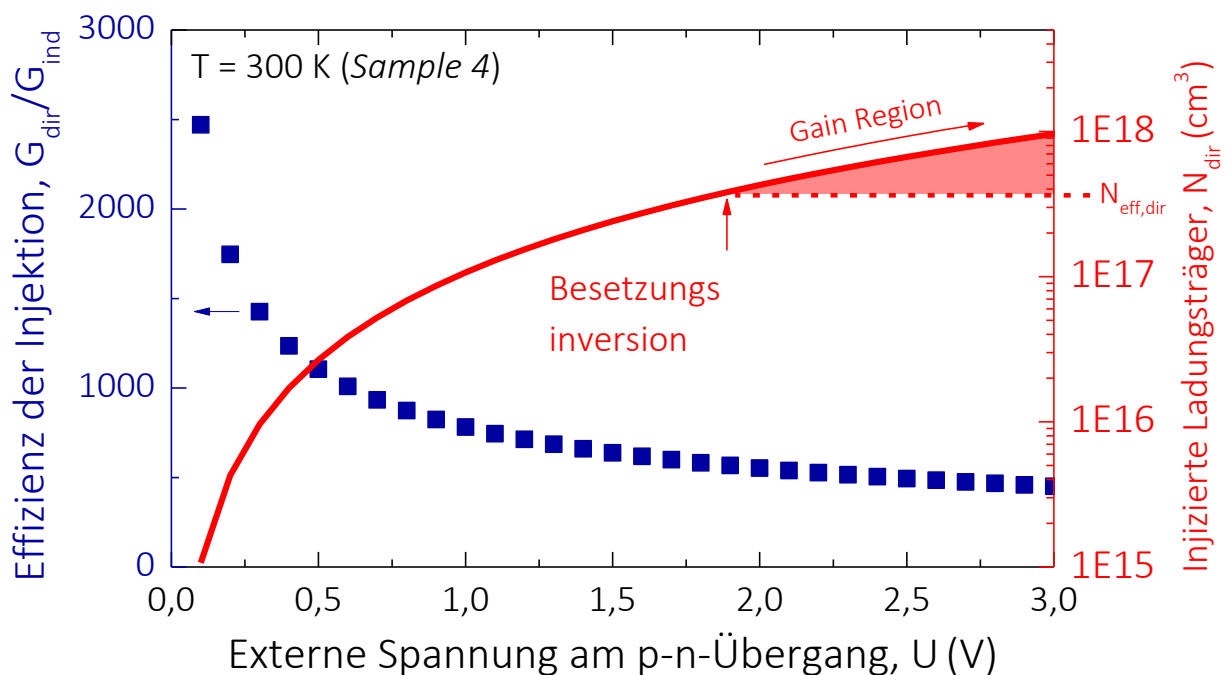
Mit Hilfe von Gl. 4.12, der Excessspannung  $U_{exc}$ , direkten und indirekten Kane-Parametern  $B_{ind}$ ,  $B_{dir}$  und Kane-Parametern  $A$  aus der Literatur [235], kann nun die BTBT-Generationsrate  $G$  von Elektronen im indirekten und direkten Leitungsband abgeschätzt werden. Es zeigt sich, dass für kleine Dotierstoffkonzentrationen knapp oberhalb der Entartung deutlich mehr Elektronen in das direkte Leitungsband tunneln können als in das indirekte Leitungsband (*Sample 4*, Abb. 4.6.4 unten). Für hohe Dotierstofflevel wird das indirekte Leitungsband vermehrt besetzt (*Sample 10*, Abb. 4.6.4 oben).



**Abb. 4.6.4 | BTBT-Generationsrate im Rückwärtsbereich der Ge-TDs für verschiedene Dotierungen.** Mit Hilfe von Gl. 4.12, der Excessspannung  $U_{exc}$ , direkten und indirekten Kane-Parametern  $B_{ind}$ ,  $B_{dir}$  und Kane-Parametern  $A$  aus der Literatur [235], ist hier die Generationsrate für *Sample 4*, *6* und *10* berechnet.



Mit den berechneten Generationsraten  $G$  für direktes und indirektes BTBT lässt sich die Effizienz der direkten Injektion errechnen (Abb. 4.6.5).  $G_{\text{dir}}/G_{\text{ind}}$  gibt an, wieviele der Elektronen über die Ge-TD (hier an Beispiel *Sample 4*, Abb. 4.6.4 unten) in das direkte Leitungsband injiziert werden können. Es zeigt sich, dass für eine n-seitig niederdotierte Ge-Schicht für  $U_{\text{ext}} = -1 \text{ V}$  nur 0,12 % der Elektronen ins indirekte Leitungsband gestreut werden. Der Großteil geht in das direkte Leitungsband über ( $G_{\text{dir}} \gg G_{\text{ind}}$ ). Die Anzahl der injizierten Ladungsträger (Abb. 4.6.5) lässt abschätzen, ab wann das direkte Leitungsband „voll“ besetzt ist. Hierfür wird die effektive Zustandsdichte  $N_{\text{eff,dir}}$  als Referenz verwendet. Es zeigt sich, dass ab  $U = 1,9 \text{ V}$  Besetzungsinversion und damit optischer „Gain“ im indirekten Halbleiter Ge, theoretisch möglich ist.



**Abb. 4.6.5 | Effizienz der Injektion ins direkte Leitungsband als Funktion der Spannung – Vollständige Simulation unter Einbezug empirischer Daten.** (linke Achse) Mit den berechneten Generationsraten für direktes und indirektes BTBT lässt sich das Verhältnis als die Effizienz der Injektion errechnen. (rechte Achse)

#### 4.7. Kompendium

Mit einer n-seitig niederdotierten und p-seitig maximaldotierten Ge-TD (*Sample 4*,  $N_D = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) kann zusammenfassend eine einfache Abschätzung durchgeführt werden.

$$\begin{aligned} \text{mit } G_{\text{dir}} &= 2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} ; F = 1,4 \text{ MV / cm}^2 ; t = 500 \text{ fs} \\ \text{direktes LB: } N_{\text{eff,dir}} &= 3,47 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ N_{\text{dir}} &= \frac{G_{\text{dir}}}{t} = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ N_{\text{dir}} &> N_{\text{eff,dir}} \end{aligned} \tag{4.27}$$

Die erzeugte direkte BTBT Generationsrate  $G_{\text{dir}}$  ist also ausreichend, um in  $t = 500 \text{ fs}$  das gesamte direkte Leitungsband mit Ladungsträgern  $N_{\text{dir}}$  zu füllen.

Wie in Kapitel 2.1 und 2.2 erarbeitet, muss hierfür die effektive Ladungsträgerkonzentration  $N_{\text{eff,dir}}$  in das direkte Leitungsband eingebracht werden. Eine geringe n-Typ-Dotierung begünstigt hier das Verhalten, da BGN unterdrückt wird und die Elektronen vermehrt in das direkte Leitungsband tunneln (Abb. 4.4.12). In Kapitel 3.2 wurde die Zeit erarbeitet, die hierfür maximal zur Verfügung steht. Da die Lebensdauer von Elektronen im direkten Leitungsband stark begrenzt ist ( $t < 500 \text{ fs}$ ), muss die Injektion sehr schnell erfolgen. Für eine Schwellwertspannung  $U_D$  zeigt sich in einer asymmetrisch, n-seitig niederdotierten Ge-TD (Kapitel 4.3.2) ein hoher Anteil an direktem Zener-BTBT (Kapitel 4.5). Empirisch ermittelte Kane-Parameter lassen erstmals eine genaue Bestimmung dieser direkten Tunnelgenerationsrate zu. Eine theoretische Rechnung für direktes und indirektes BTBT ergibt, dass bei einer extern angelegten Spannung  $U_{\text{ext}} = -2 \text{ V}$ , 99,72% der Elektronen in das





direkte Leitungsband übergehen. Es zeigt sich, dass diese Generationsrate pro Zeit ausreichend ist, um die Bedingung für die Besetzungsinversion zu erfüllen. Rechnerisch ist mit der Elektroneninjektion über eine TD also optischer Gai aus Ge möglich. Für die Laseremission muss diese optische Verstärkung den Verlusten im Laserbauelement überwiegen.

Im Folgenden Kapitel, soll nun die Synthese zu einem Ge-Kantenemitter-Laser mit einer TD als Elektroneninjektor erfolgen. Da hier die Elektronenemission analog zum Heterobipolartransistor über den Emitter gesteuert wird, ist das Bauelement als Ge-Zener-Emitter bezeichnet.





## 5. Der Germanium-Zener-Emitter für die Silizium-Photonik

In diesem Kapitel soll nun der Germanium-Zener-Emitter vorgestellt werden. Der generelle Bauelement Entwurf und Berechnungen zur Bandstruktur machen dabei den Anfang. Die Herstellungssequenz, sowie Zener-Emitter spezifische Designelemente, ergeben dann die Kantenemitter Struktur. Hierbei wird das Bauelement über hochdotierte Gebiete angeschlossen und eine Mesa-„Rippe“ strukturiert, um das Licht zu führen. Schlussendlich wird der Kantenemitter entlang der Kristallachse gebrochen, um zwischen Ge und Luft ein hochreflektives Interface zu schaffen. Dieser Aufbau eines Lasers ist sehr einfach gehalten, bietet aber den Vorteil das durch Variation der Länge der Kavität relativ einfach die optische Verstärkung und Fabry-Perot-Interferenzen bestimmt werden können. Das Studium grundlegender Laserparameter ist damit stark vereinfacht. Der Zener-Emitter soll daher als Kantenemitter aufgebaut werden

### 5.1. Die Bauelementsynthese

Die Idee eine p-n-p-Struktur für die elektrische Injektion in optischen Bauelementen zu verwenden wurde bereits 1964 diskutiert. Für Si <sup>[243]</sup> und Ge <sup>[244]</sup> wurden erste Versuche mit p-n-Übergängen in Rückwärtsrichtung unternommen. Dabei wurden Rückwärtsspannungen bis zu  $U = -6\text{ V}$  verwendet. Auch für tiefe Temperaturen konnte dabei keine Emission von der direkten Bandkante aus gemessen werden <sup>[244]</sup>. In Berkley wurde 1963 ein Experiment durchgeführt, in dem in Ge-Transistoren unter Rückwärtsspannung verstärkt optische Emission gemessen werden konnte <sup>[245][246]</sup>. Die optische Emission zeigte eine starke Abhängigkeit zur Zener-Rückwärtsspannung. Es wurde postuliert, dass mit einer Spannungssteigerung von  $U = -3\text{ V}$  auf  $U = -6\text{ V}$  eine optische Verstärkung um das zwanzig

fache erzielt wurde. Allerdings fehlen hier jegliche Angaben zum verwendeten Schichtstapel, Dotierung oder optischen Kennlinien. Grundlegend ist die Idee das direkte Leitungsband in Ge zu adressieren in den Veröffentlichungen [243]-[246] vorhanden. Allerdings kann ohne intensive Vorarbeit zu den Tunnelmechanismen in Ge davon ausgegangen werden, dass sehr hochdotierte TDs verwendet wurden. Diese waren zu der Zeit der Entdeckung von Esaki-TDs weit verbreitet [143]. In Abb 4.6.4 ist der Unterschied zu n-seitig nieder dotierten TDs deutlich zu erkennen. Die Effizienz der Injektion ist hier stark reduziert. Die Wahl der richtigen TD ist also essenziell wichtig für die Funktion des Bauelementes. Für den vollen Funktionsumfang eines elektrisch betriebenen Kantenemitters ist jedoch mehr nötig als nur die Möglichkeit Elektronen zu injizieren. In Abb. 5.1.1 sind die EL-Spektren einer Ge-p-i-n-Diode dargestellt. In Rückwärtsrichtung werden die Elektronen und Löcher getrennt, so dass kein Licht generiert wird. In Vorwärtsrichtung ergibt sich ein breites EL-Spektrum durch spontane Rekombination in der i-Zone. Für eine p-n-Diode (Abb. 5.1.2) ergibt sich ein ähnliches Bild. Im Rückwärtsbereich werden die Ladungsträger getrennt und im Vorwärtsbereich tritt eine erhöhte spontane Rekombinationsrate auf. In der p-n-TD tritt ein hoher Tunnelstrom unter Rückwärtsspannung auf die Lichtgeneration ist jedoch nicht gewährleistet. Hierfür müssen Elektronen und Löcher gleichzeitig zur Verfügung stehen.

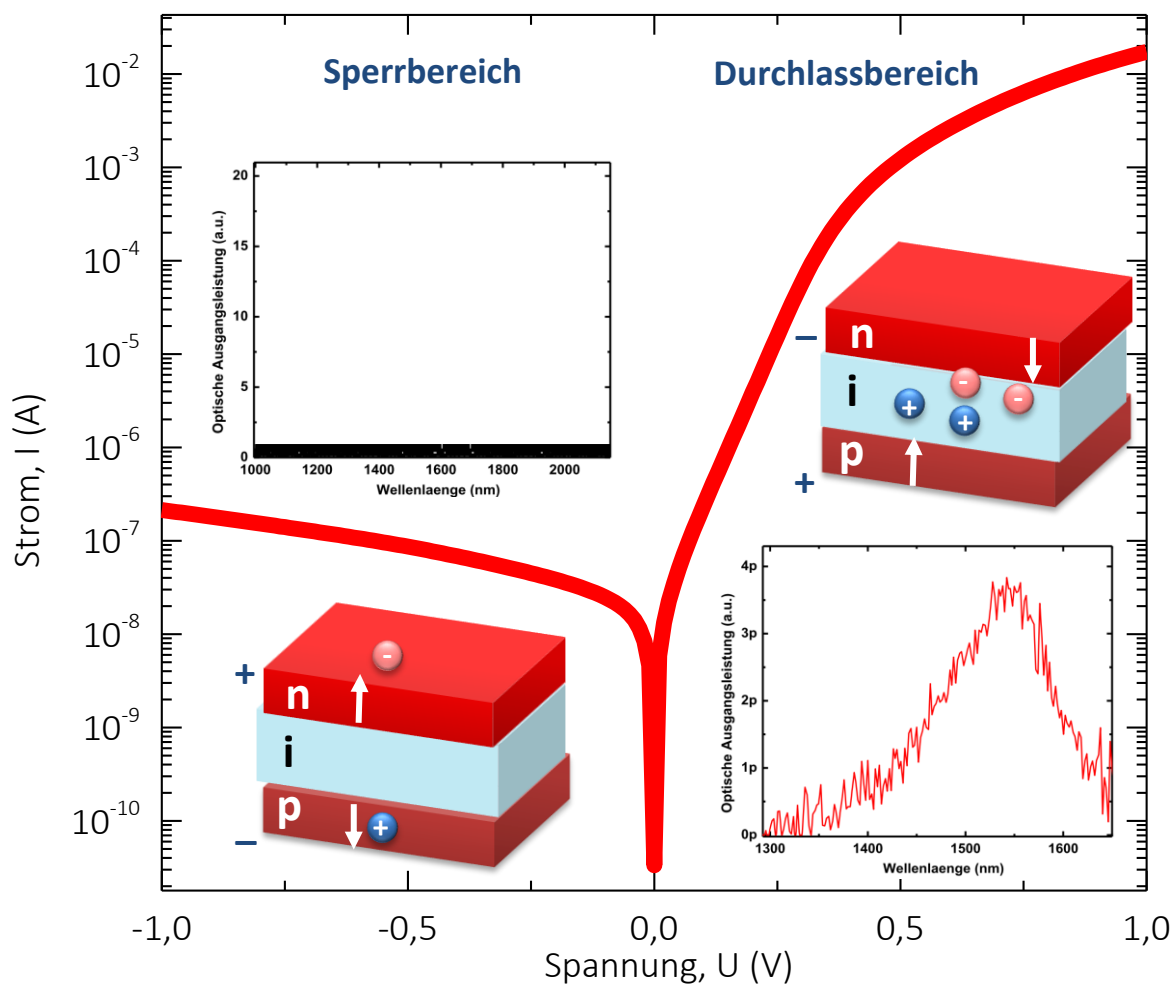


Abb. 5.1.1 | Ge p-i-n-Diode – EL im Vorwärts und Rückwärtsbereich.

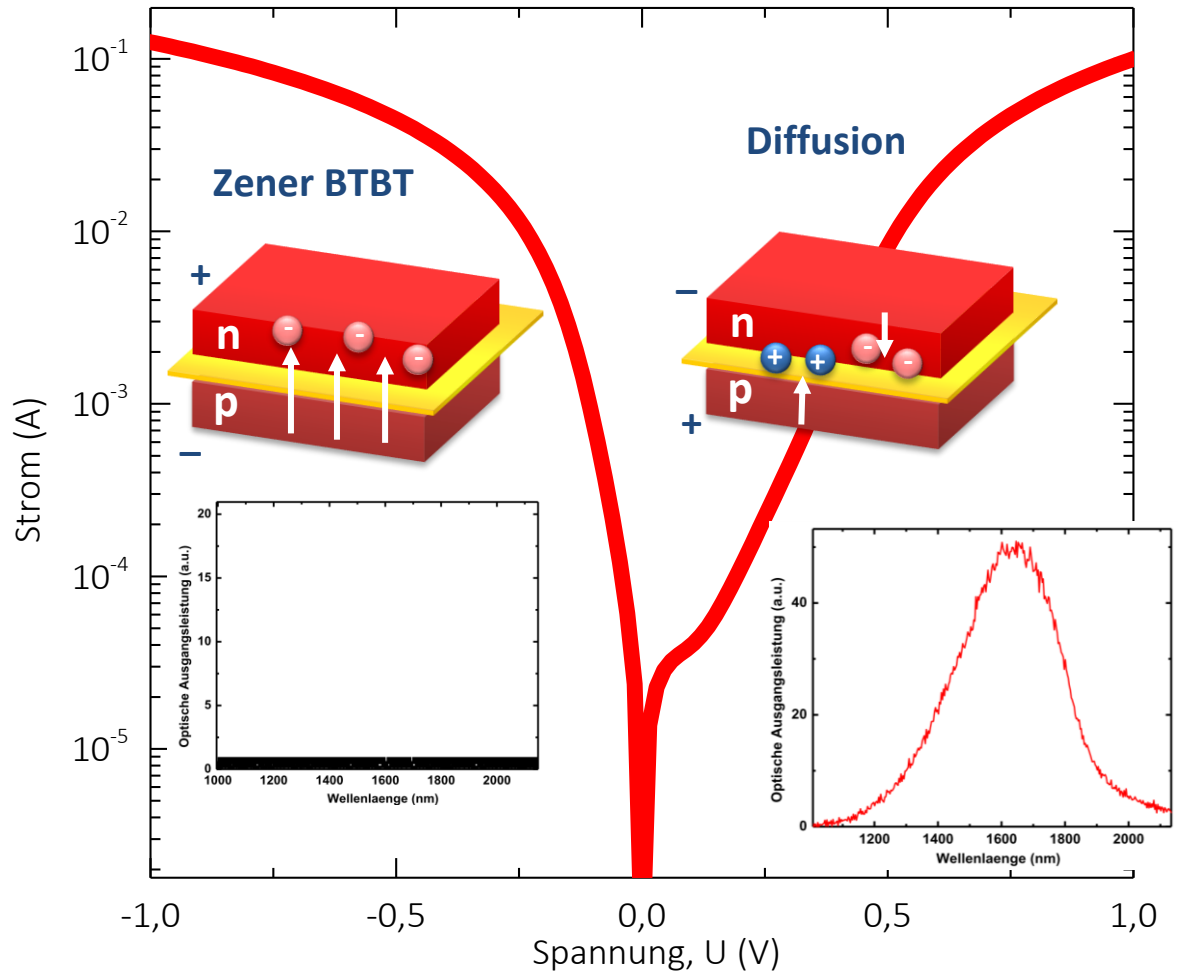
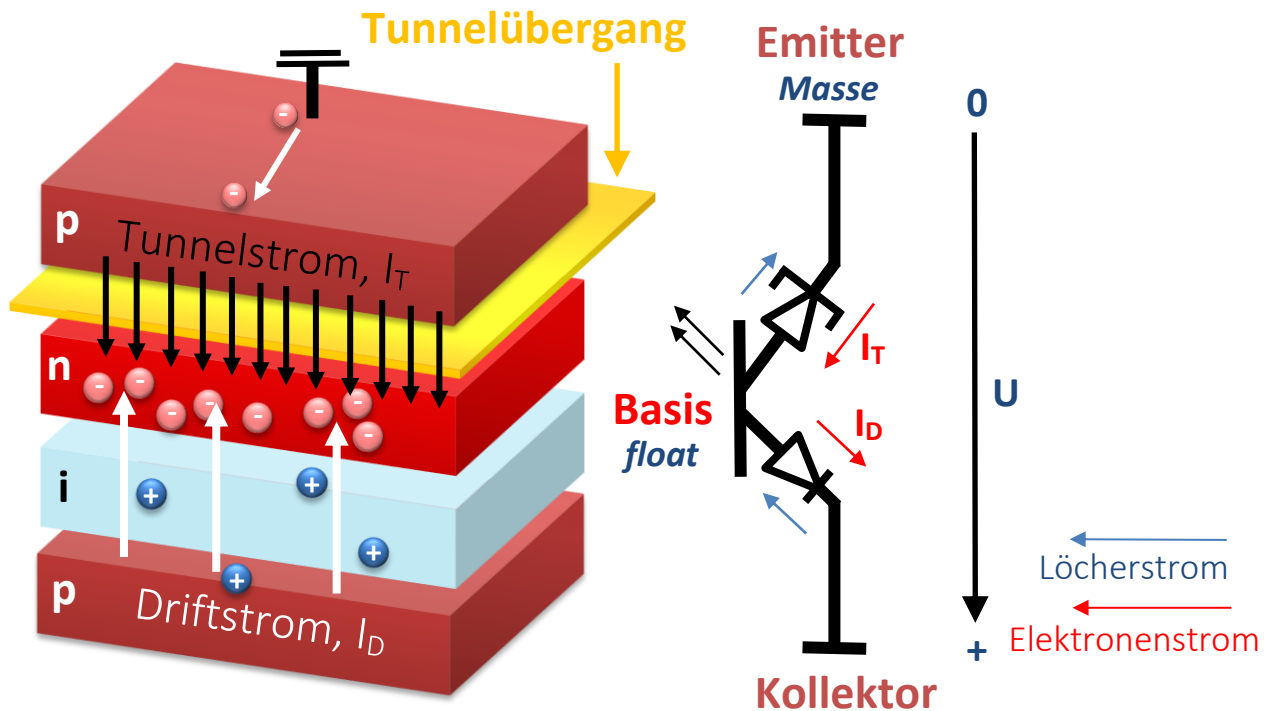


Abb. 5.1.2 | Ge p-n-Diode (Sample 5) – EL im Vorwärts und Rückwärtsbereich.

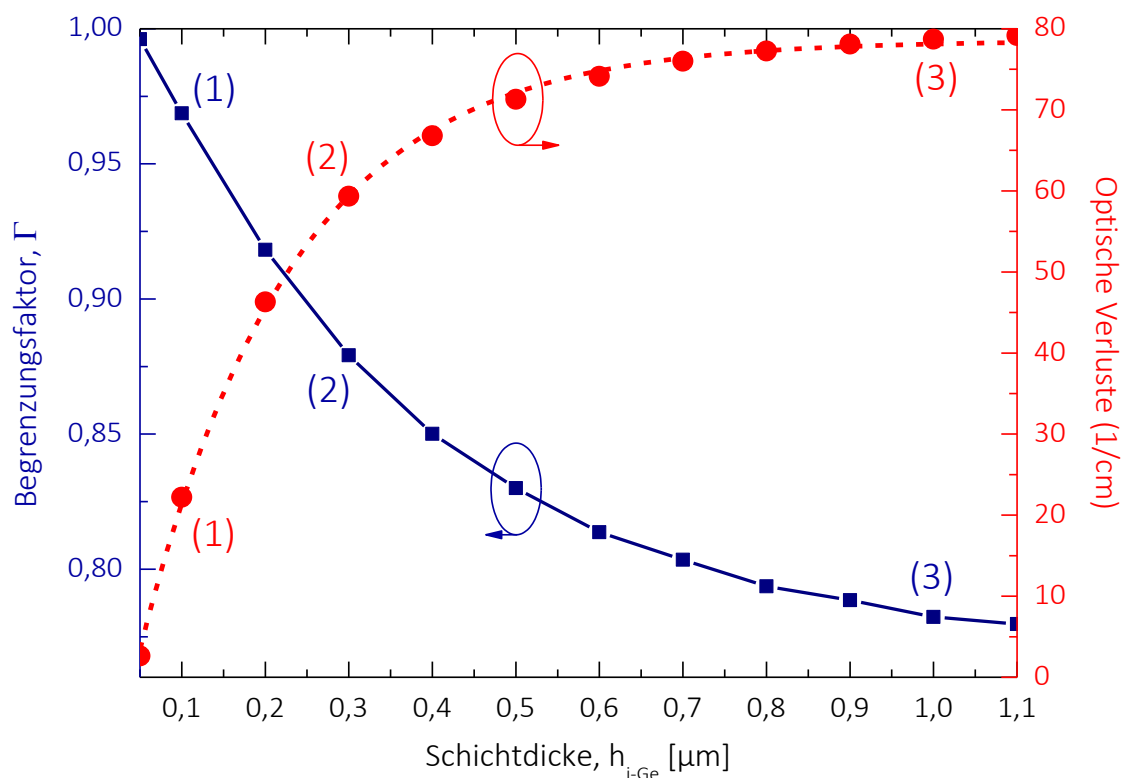


**Abb. 5.1.3 | Verschaltung von p-n-Diode und n-i-p-Diode – Emittereffekt und strahlende Rekombination im p-n-p-Zener-Emitter.**

Die Kombination aus p-n-TD (Emitter-Basis) und einer p-i-n Diode (Basis-Kollektor) in Abb. 5.1.3 erlaubt den simultanen Betrieb der TD in Rückwärtsrichtung und der p-i-n-Diode in Vorwärtsrichtung. Die Diffusion von Löchern aus dem Kollektor in die Basis, und das Tunneln von Elektronen vom Emitter in die Basis, sind daher möglich. Die Verschaltung einer p-n- und einer p-i-n-Diode vereint damit den Vorteil beider Bauelemente. Um zu garantieren das konstant Elektronen nachgeliefert werden können, muss der Emitter auf Masse gelegt werden. Die positive Spannung fällt so zum Kollektor hin ab. Um das Bauelement zu Beginn so einfach wie möglich zu halten wird die Basis frei „floatend“, also ohne zusätzliche Elektrode, betrieben. Die strahlende Rekombination findet so in der n- bzw. i-Zone statt. Da die Basis-Emitter-Spannung an der TD nicht zu hoch sein sollte, eine ausreichend hohe Spannung am Basis-Emitter Übergang aber gegeben sein muss, kann die

Spannung durch eine gezielte Schichtdickenanpassung eingestellt werden. Um eine Lichtführung im Bauelement zu gewährleisten wird Si als umgebendes Material verwendet. Mit seinem kleineren Brechungsindex von  $n_{\text{Si}} = 3.5$  ermöglicht es das Licht im optisch dichteren Medium Ge ( $n_{\text{Ge}} = 4.2$ ) zu führen. Elektrisch haben die Si-Schichten keinen Anteil an den Bauelementeigenschaften, können aber n-seitig und p-seitig sehr hoch dotiert werden ( $N_{\text{A,D}} > 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). Zudem kann mit der Schichtdickenvariation der i-Zone die optischen Verluste und der optischen Begrenzungsfaktor  $\Gamma$  („confinement“-Faktor) gezielt eingestellt werden (Abb. 5.1.4/5). Das optische „confinement“ ist analog zum quantenmechanischen „confinement“ und bezeichnet die räumliche Beschränkung von Photonen. Die Stärke des „confinements“ kann durch die Materialparameter der umgebenden Materialien beeinflusst werden. In den folgenden Simulationen ist das optische „confinement“ mit dem Begrenzungsfaktor  $\Gamma$  bezeichnet.





**Abb. 5.1.4 | Optische Simulation des Zener-Emitters – Dicke der intrinsischen Schicht des Kantenemitters.** Wellenleitersimulation mit Hilfe der Software Lumerical <sup>[248]</sup>. Simulationsparameter sind in Anhang A1.2 hinterlegt. Durch eine Erhöhung der i-Zonen Schichtdicke kann sowohl die Wellenführung (Begrenzungsfaktor), als auch die Trennung der hochdotierten Schichten von der optisch aktiven (optischen Verluste) beeinflusst werden. Die Simulation wurde für die Fundamentalmode durchgeführt und ist in den Nachfolgenden Grafiken mit (1), (2) und (3) indiziert.

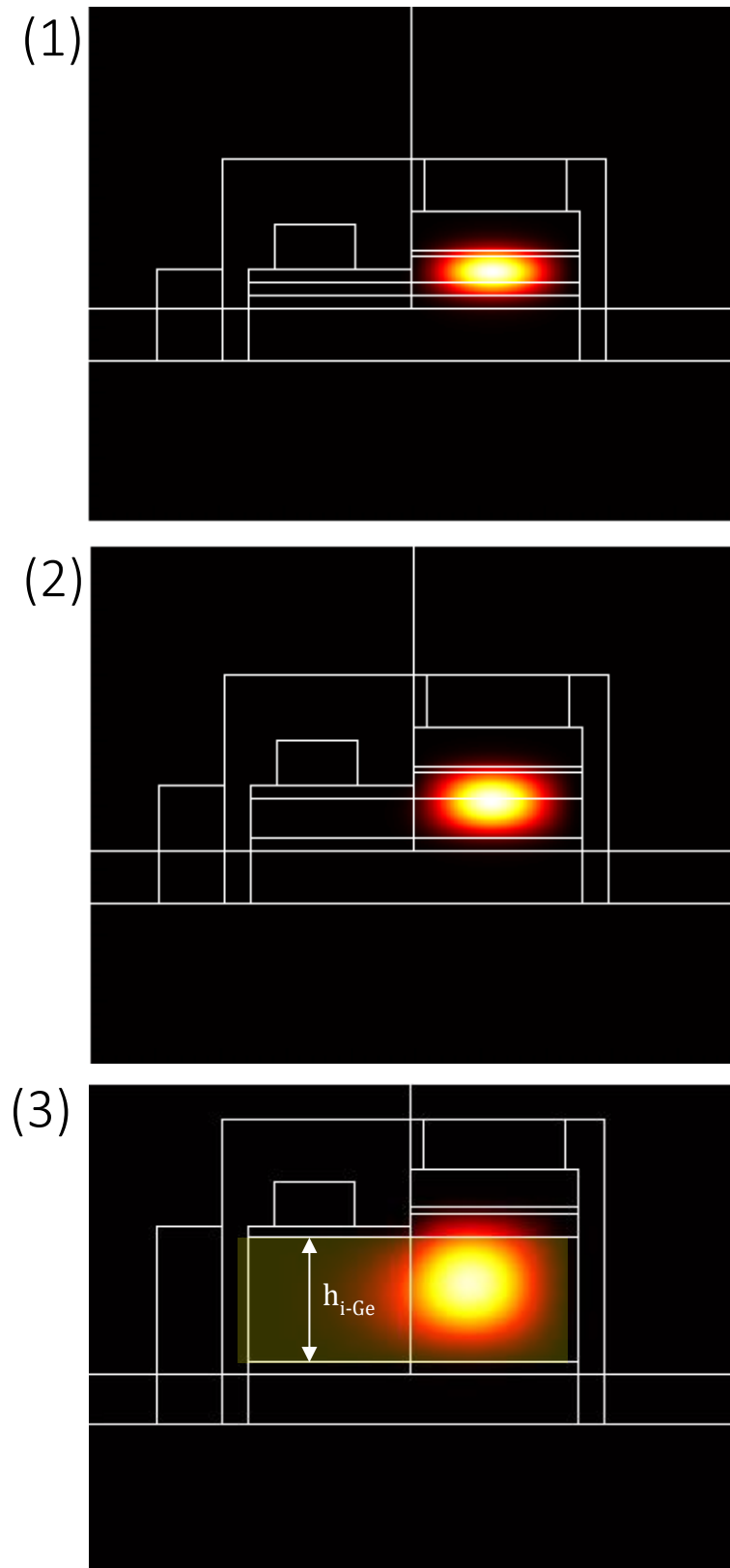
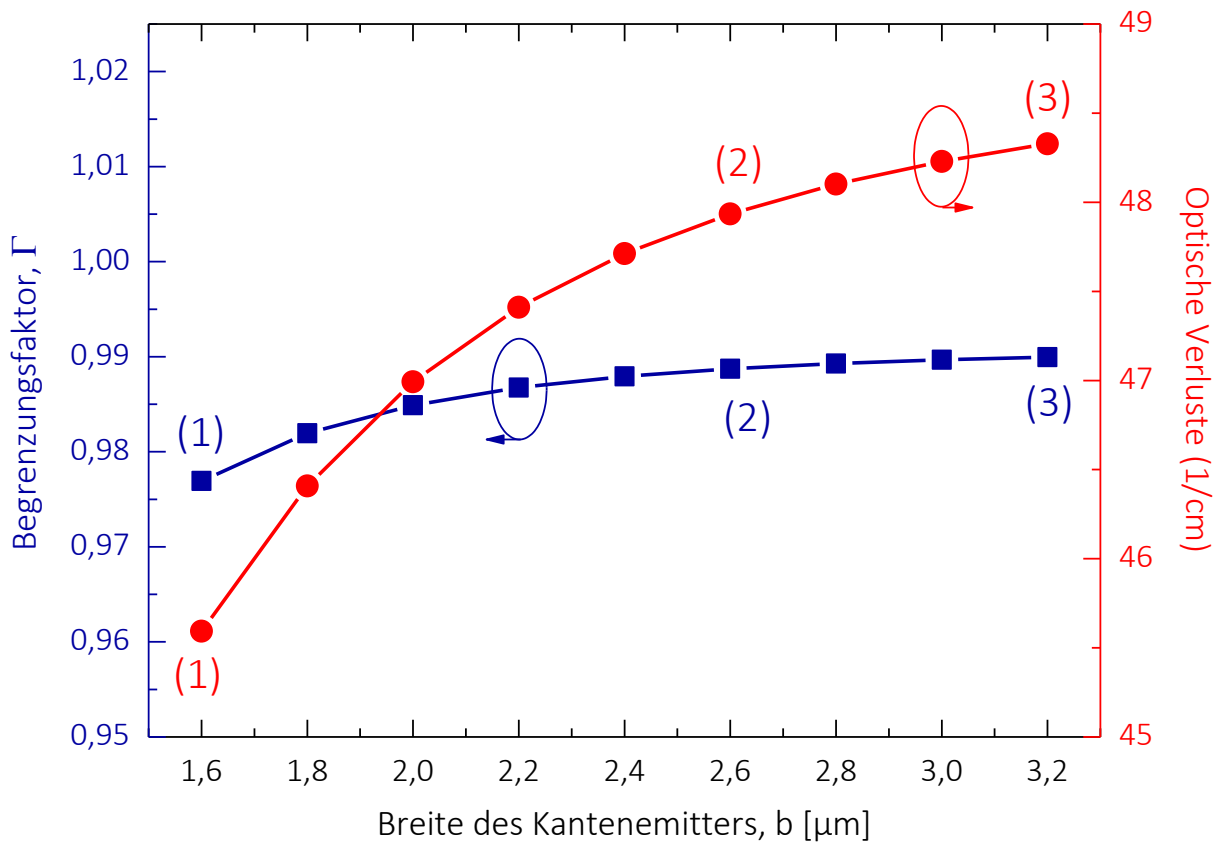
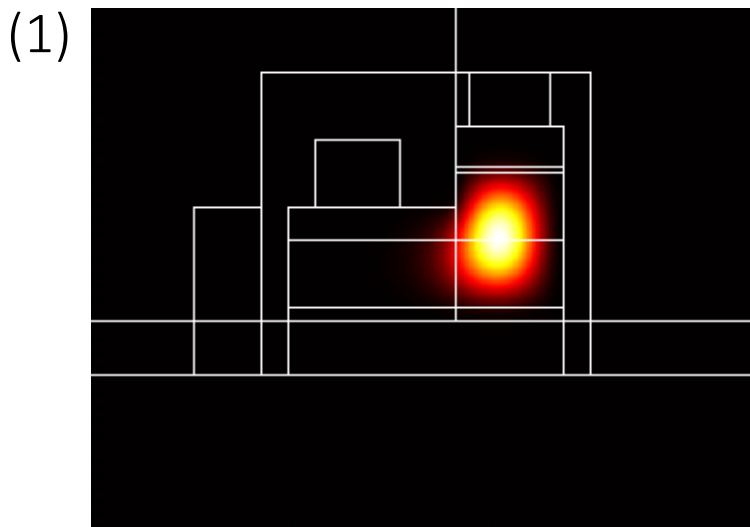
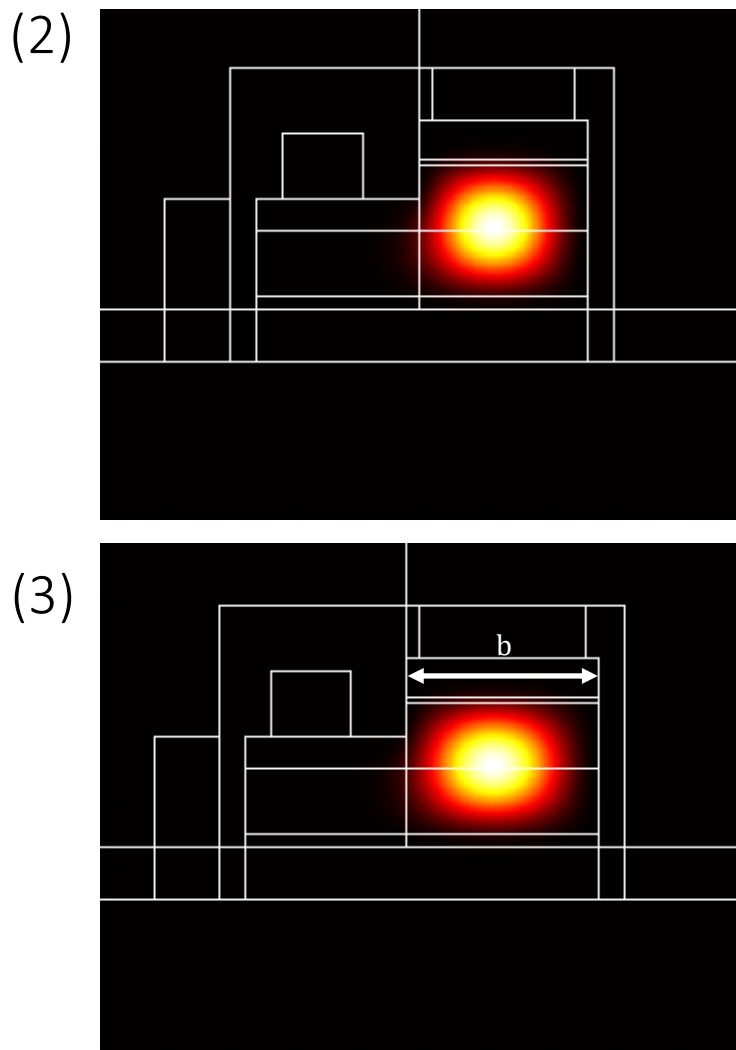


Abb. 5.1.5 | Optische Simulation des Zener-Emitters – Dickenvariation der i-Zone (1), (2) und (3) aus Abb. 5.1.4.



**Abb. 5.1.6 | Optische Simulation des Zener-Emitters – Breite des Kantenemitters.** Wellenleiter-simulation mit Hilfe der Software Lumerical <sup>[248]</sup>. Simulationsparameter sind in Anhang A1.2 hinterlegt. Durch eine Verbreiterung des Kantenemitters wird die optische Fundamentalmode weniger begrenzt und Absorptionsverluste an der Seitenwand des Kantenemitters reduziert. Auf den Begrenzungsfaktor hat die Breitenvariation wenig Einfluss. Für die Simulation wurde die Höhe  $h_{\text{i-Ge}}$  von  $1 \mu\text{m}$  angenommen.



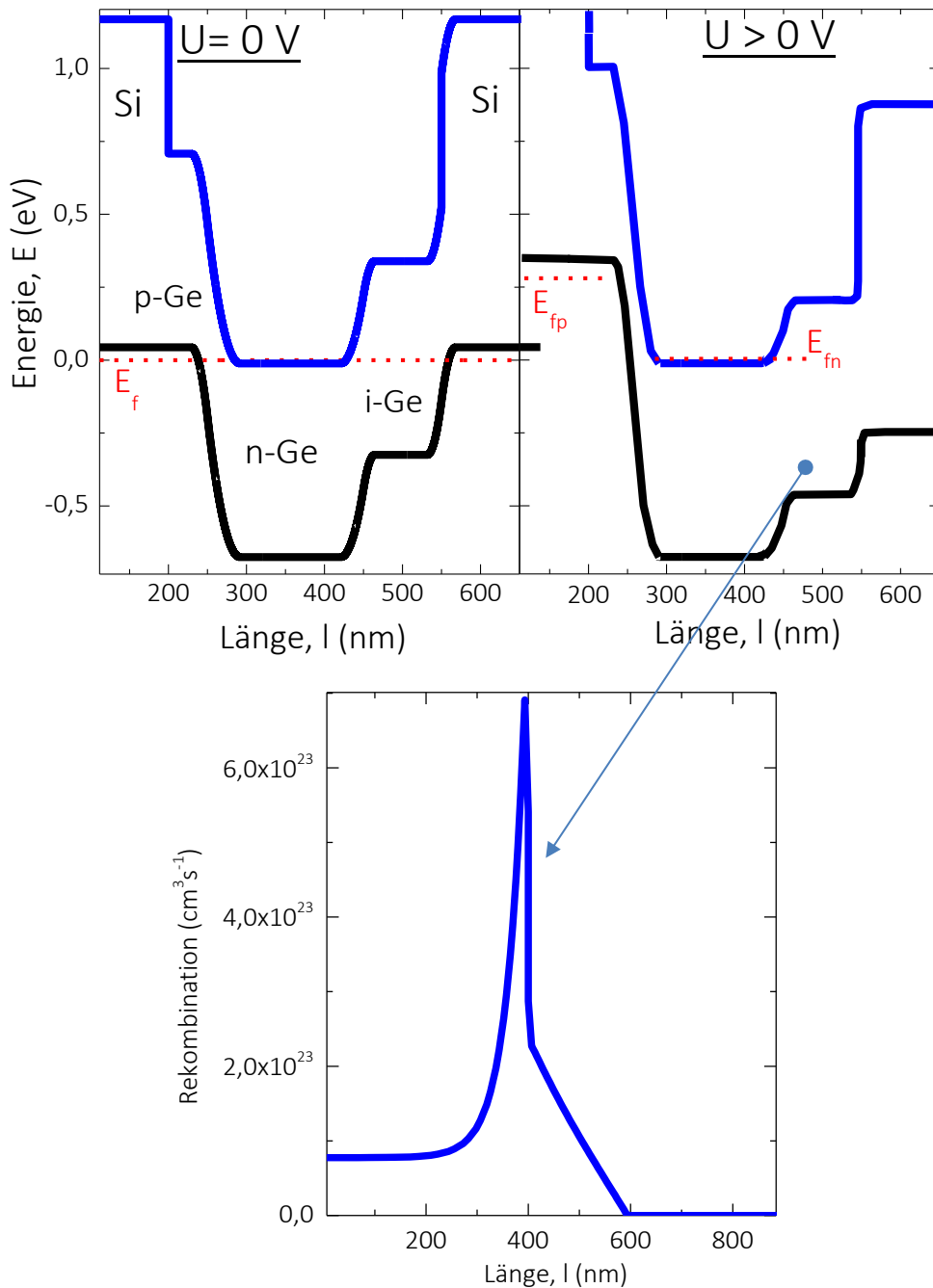


**Abb. 5.1.7 | Optische Simulation des Zener-Emitters – Breitenvariation des Kantenemitters (1), (2) und (3) aus Abb. 5.1.5.**

Die sich ergebende Bandstruktur für den Zener-Emitter kann nun simuliert werden <sup>[247]</sup>. Es zeigt sich, dass Elektronen, die über die p-n-TD eingebracht werden, zumeist an dem Übergang n-Ge zu i-Ge strahlend rekombinieren. Grund hierfür ist die erhöhte Lebensdauer von Elektronen in n-Typ dotiertem Material (wenn angenommen wird das keine Löcher vorhanden sind). Für die Ratengleichung kann also abgeschätzt werden, dass der Zener-Emitter von der Anzahl der im Bauelement vorhanden Löcher begrenzt ist. Für einen Tunnelstrom unter Rückwärtsspannung ist der linke p-n-Übergang geöffnet



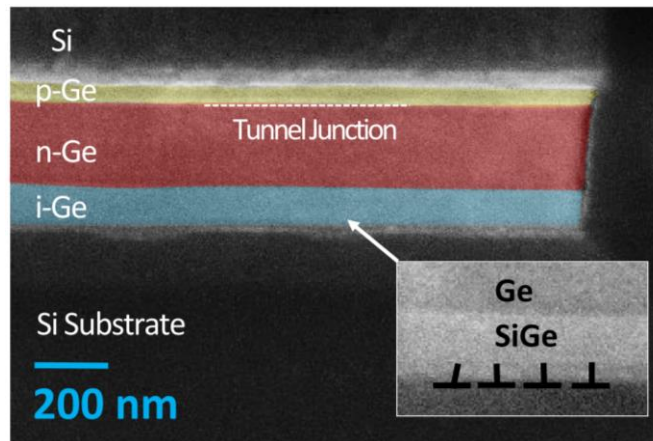
(Abb.5.1.8). Die rechte n-i-p-Diode dagegen befindet sich in Vorwärtsrichtung und lässt einen Löcherdiffusionsstrom zu. Die Simulation zeigt, dass die Rekombination fast ausschließlich an der Grenzfläche des n-Ge zum i-Ge stattfindet.



**Abb. 5.1.8 | Bandstruktur Simulation des Zener-Emitters – Bandstruktur im thermodynamischen Gleichgewicht und im Betrieb.** (oben) Bandstruktur-Simulation mit Hilfe des „Bandstructure Labs“ <sup>[247]</sup>.

## 5.2. Aufbau und Herstellung des Zener-Emitters

In diesem Kapitel wird die Herstellung des Zener-Emitters vorgestellt. Das Schichtwachstum erfolgt wie die TDs zuvor (siehe Kapitel 4.2) mit Hilfe von MBE auf Si-(100)-Substraten. Der Wachstumsprozess ist dabei analog zu den TDs gehalten <sup>[249]-[254]</sup> (siehe Abb. 5.2.1).

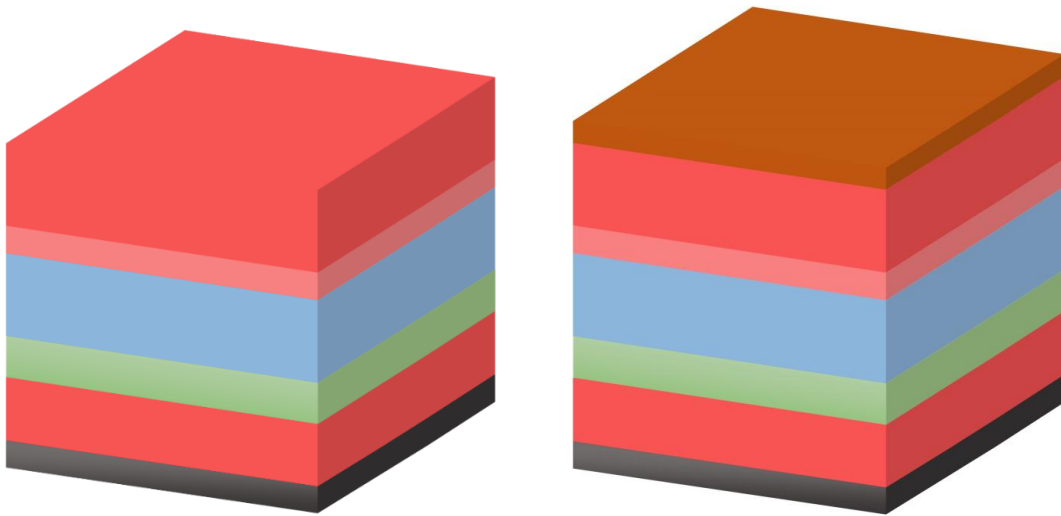


**Abb. 5.2.1 | Epitaxiestruktur des Ge-Zener-Emitters <sup>[254]</sup> – Virtuelles-Substrat und SiGe/Ge/Si Schichtstapel.** Das Bauelement besitzt eine Gesamthöhe von  $h = 550 \text{ nm}$  und passt damit in einen typischen CMOS-Si-Prozess.

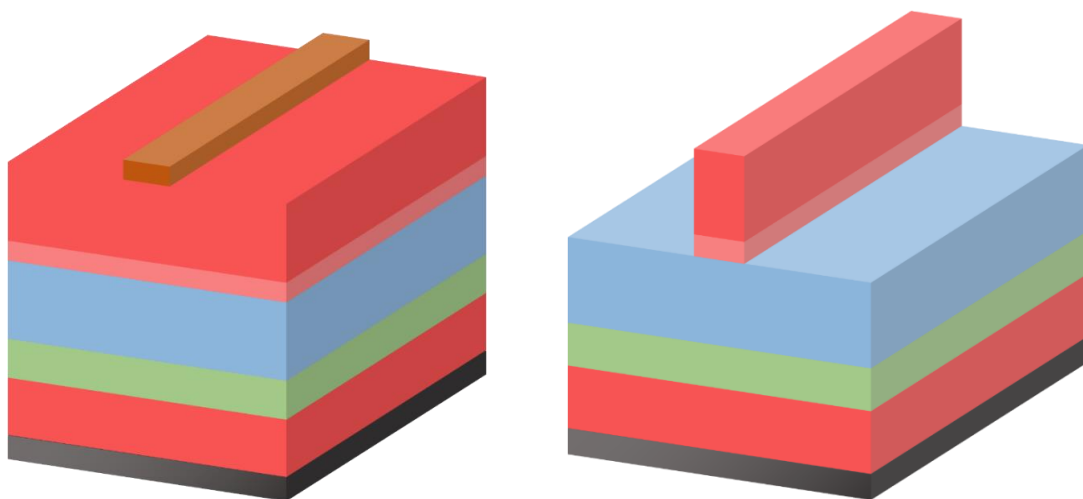
**Tab. 5.2.1 – Wachstumssequenz des Ge-Zener-Emitters (Sample 20)**

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung ( $\text{cm}^{-3}$ )	Temperatur ( $^{\circ}\text{C}$ )
Si	50	-	600
Si:B	500	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330
Ge	100	-	330
			750
Ge:Sb	200	$N_D = 7,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	160 $\rightarrow$ 330
Ge:Sb	50	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330
Si:Sb	200	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330

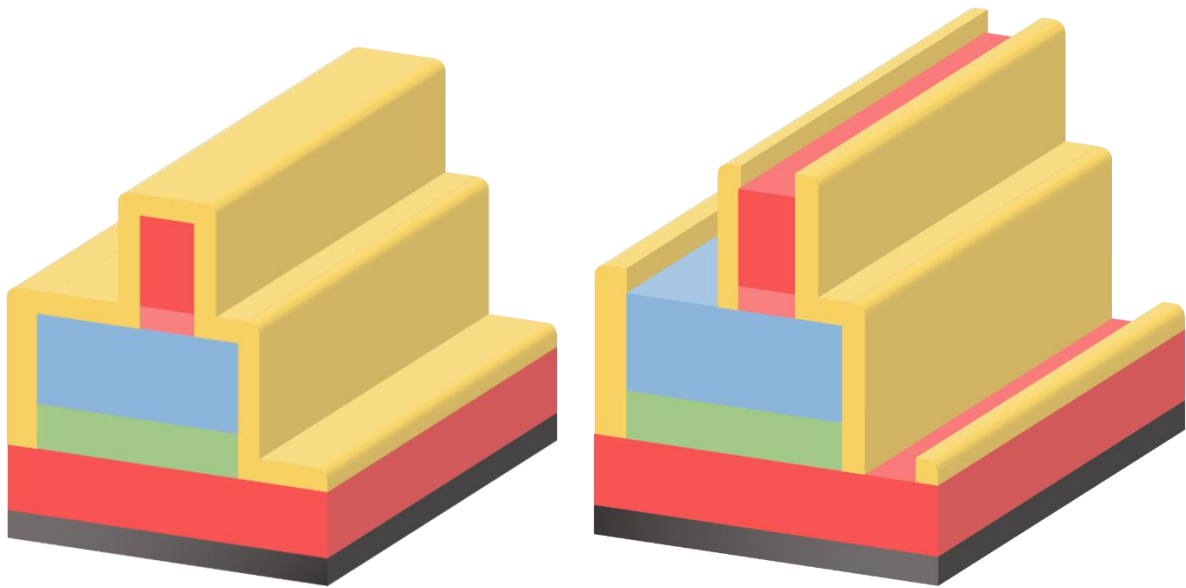
In der Ge:Sb Schicht stellt sich ein gradueller Dotierungsverlauf ein, auf circa  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  am Übergang zum Ge:B.



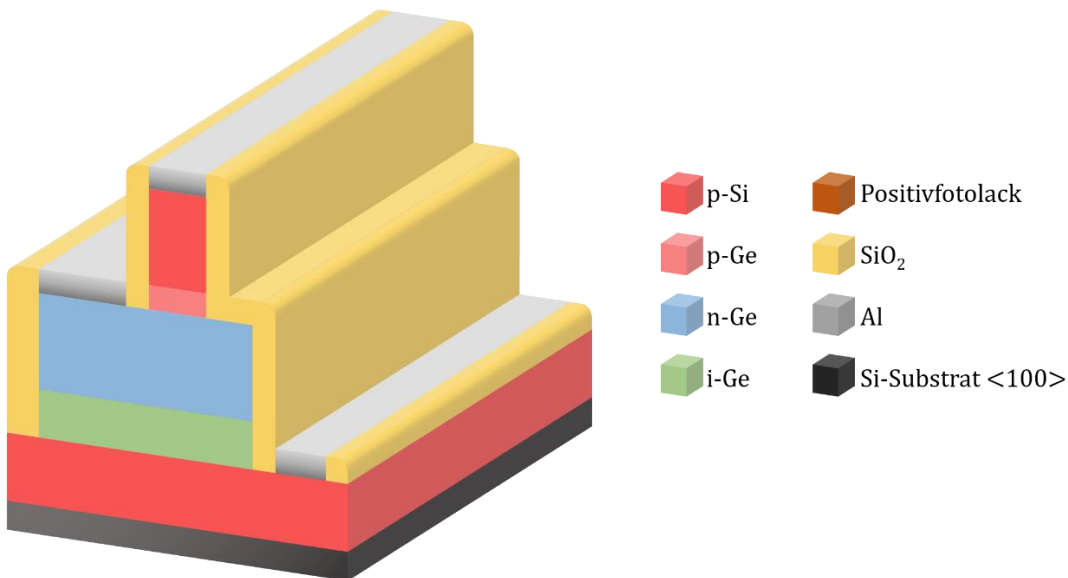
**Abb. 5.2.2 | Erste Herstellungssequenz des Zener-Emitters.** (links) Zu Beginn der Prozessierung erfolgt standardmäßig eine nasschemische Reinigung der Probe mittels eines Ultraschallbades in Aceton und Isopropanol. Nach der darauffolgenden Spülung in DI-Wasser erfolgt eine abschließende Veraschung verbliebener Rückstände im O<sub>2</sub>-Plasma. (rechts) Zur Vorbereitung wird die Probe  $t = 30$  min bei  $T = 130$  °C ausgeheizt. Als Grundlage für den Fotolack dient der Haftvermittler Hexamethyldisilazan (HMDS). Anschließend wird der Positivfotolack mittels Spincoating mit  $d = 0,75$  µm aufgebracht. Das Aushärten des Lacks erfolgt bei  $T = 98$  °C und  $t = 60$  s.



**Abb. 5.2.3 | Zweite Herstellungssequenz des Zener-Emitters.** (links) Der Fotolack wird für  $t = 5,2$  s belichtet und anschließend nochmals für  $t = 60$  s bei  $T = 117$  °C ausgehärtet. Nach dem Entwickeln des Fotolacks erfolgt eine erneute Behandlung unter O<sub>2</sub>-Plasma. (rechts) Ätzung der ersten Mesa mittels ICP-Trockenätzschritt unter HBr-Plasma. Zuvor wird mittels in-Situ Cl<sub>2</sub>-Spülung das natürliche Oberflächenoxid entfernt. Die Ablackung im O<sub>2</sub>-Plasma bei  $P = 1000$  W schließt den ersten Lithographieschritt ab.



**Abb. 5.2.4 | Dritte Herstellungssequenz des Zener-Emitters.** (links) Im weiteren Verlauf wird die zweite Mesa durch einen weiteren Lithographieschritt strukturiert. Nach einem weiteren Reinigungsschritt wird mittels PECVD bei  $T = 390\text{ °C}$  eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht als Passivierung und Isolation aufgebracht. (rechts) In einem weiteren Lithographieschritt wird das Oxid an den Kontaktflächen geöffnet, damit anschließend die Al-Metallisierung aufgebracht werden kann.



**Abb. 5.2.5 | Vierte Herstellungssequenz des Zener-Emitters.** Nach dem Aufsputtern und Strukturieren einer Al-Schicht ist die Herstellung der Zener-Emitter abgeschlossen. Die Bauelemente werden schließlich in unterschiedlichen Längen gesägt und gebrochen. Die Reinigung der Facette erfolgt mit  $\text{H}_2\text{O}_2$ /Zitronensäure um natives  $\text{GeO}_x$  zu entfernen. Anschließend wird die Facette mit einem  $d = 10\text{ nm}$  dicken  $\text{Al}_2\text{O}_3$  geschützt, um sie vor Nachoxidation zu schützen.



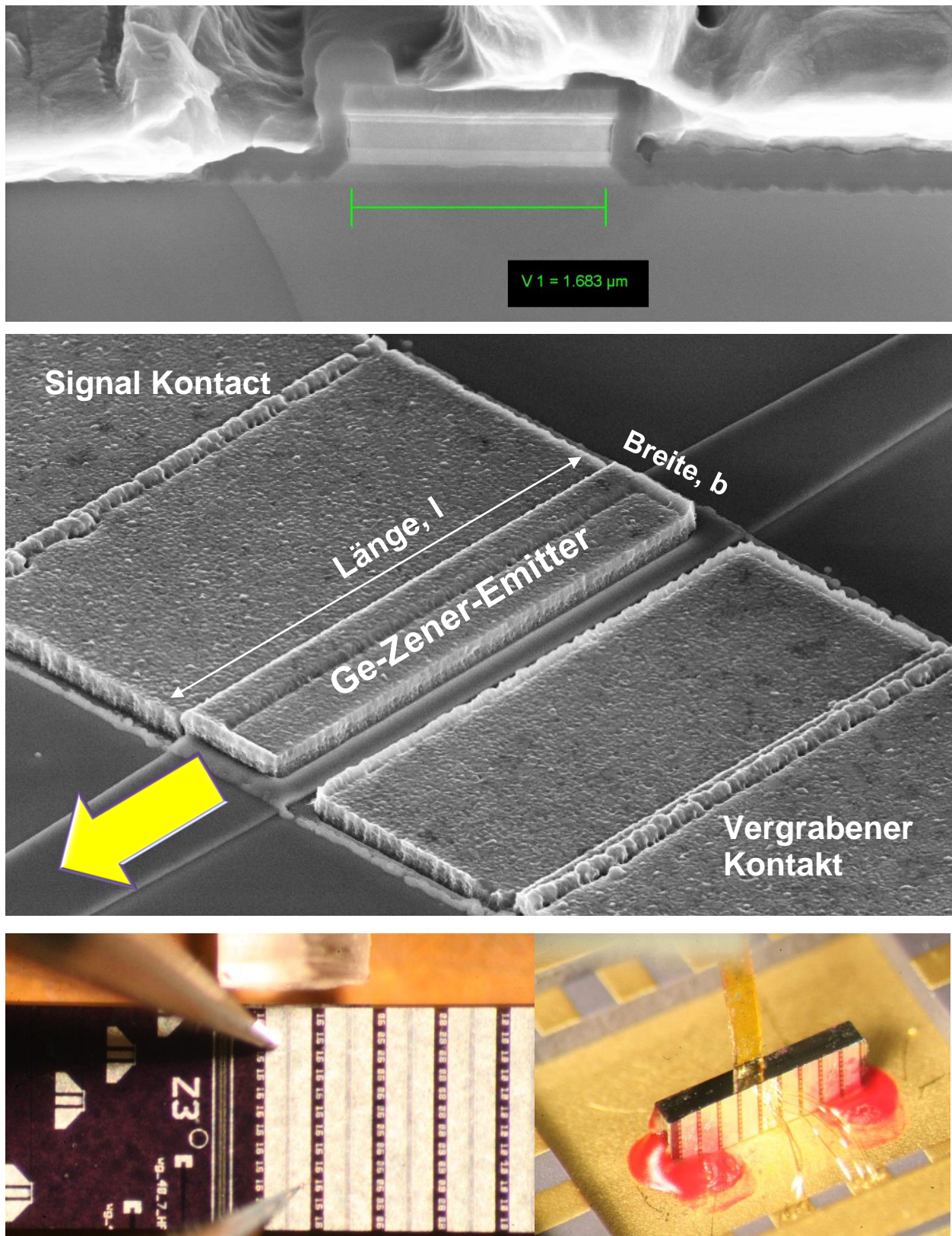
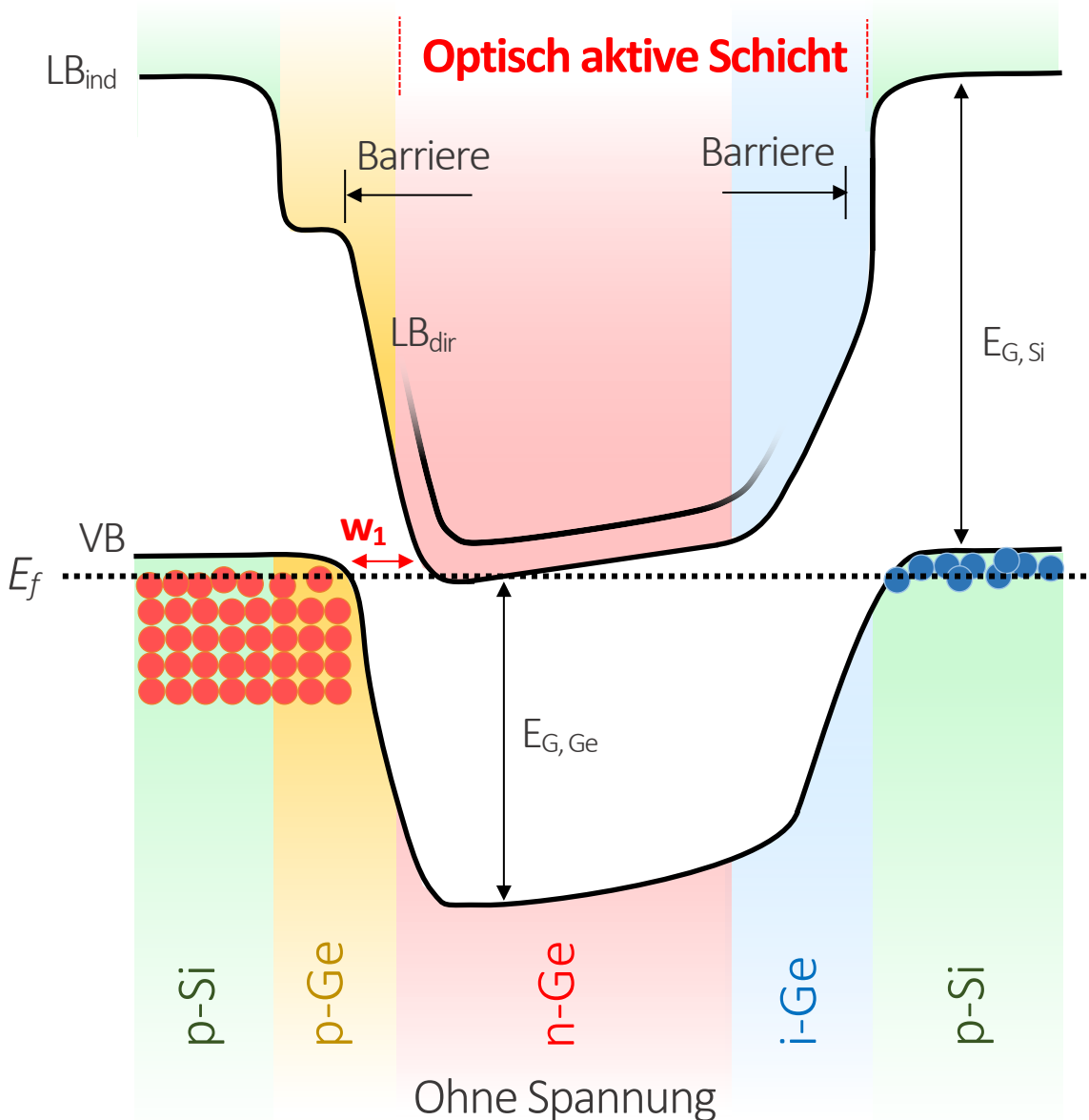


Abb. 5.2.6 | SEM Bilder des fertig hergestellten Zener-Emitters. Lateraler Versuchsaufbau und vertikales „packaging“ des Kantenemitters.

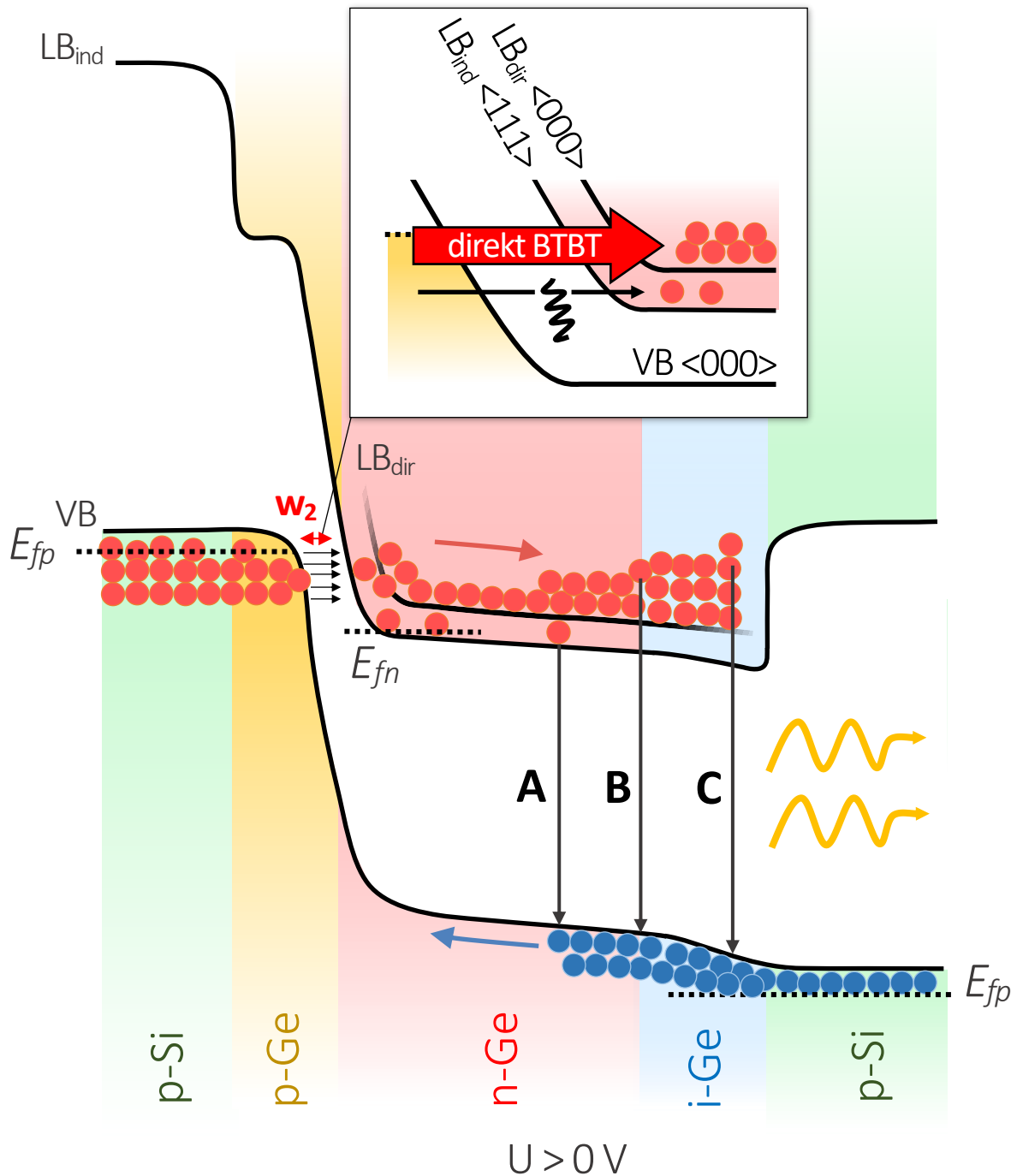
### 5.3. Funktionsweise und Elektrolumineszenz Charakteristika

Nach der Herstellungssequenz des Zener-Emitters, soll nun die Funktionsweise genau betrachtet werden. Es zeigt sich, dass die durch Simulationen ermittelten optischen und epitaktischen Designparameter (Abb. 5.1.4, 5.1.6 und Tab. 5.2.1) auch für die generelle Funktionsweise sinnvoll sind. Die Heterostruktur aus Si-Ge-Si führt außerhalb der optisch aktiven Schicht zu einem Sprung in der Bandlücke. So stellt sich eine elektrische Begrenzung und damit eine Lokalisierung des Stromes in der optisch aktiven Schicht ein (siehe Abb. 5.3.1). Die von H. KROEMER postulierten elektrischen Barrieren sind im Zener-Emitter ebenfalls vorhanden und Lebensdauer von Elektronen im n-Typ dotierten Gebiet ist stark erhöht. Der Bereich der Ausbreitung der optischen Mode überlappt zudem mit dem Bereich der Lichtgeneration – der optisch aktive n-Ge/i-Ge Bereich. Die grundlegende Bedingung für stimulierte Emission ist damit erfüllt. Zudem liegt das Stehwellenfeld des Resonators wie in den optischen Simulationen gezeigt (Abb. 5.1.4 und 5.1.6) ebenfalls in der Ebene der optisch aktiven Schicht. Die reflektierte optische Welle kann dann für jeden Resonator Durchgang verstärkt werden. Das stark vereinfachte Design erfüllt damit alle grundlegenden Bedingungen für die Laseremission. Die n-seitig niederdotierte p-n-TD sperrt zudem für  $U = 0 \text{ V}$  (Abb. 4.4.6,  $J(0 \text{ V}) = 10^{-2} \text{ A/cm}$ ). Die große Weite  $w$  des Tunnelübergangs ermöglicht ohne ein zusätzliches elektrisches Feld kein Übergang von Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband. Die Si-Ge p-i-n-Diode ermöglicht für  $U = 0 \text{ V}$  ebenfalls keinen Driftstrom. Eine schematische Darstellung der Bandstruktur für das thermodynamische Gleichgewicht bei  $U = 0 \text{ V}$  (Abb. 5.3.1) und im Betrieb bei  $U > 0 \text{ V}$  (Abb. 5.3.2), erläutert die Funktionsweise des Zener-Emitters.



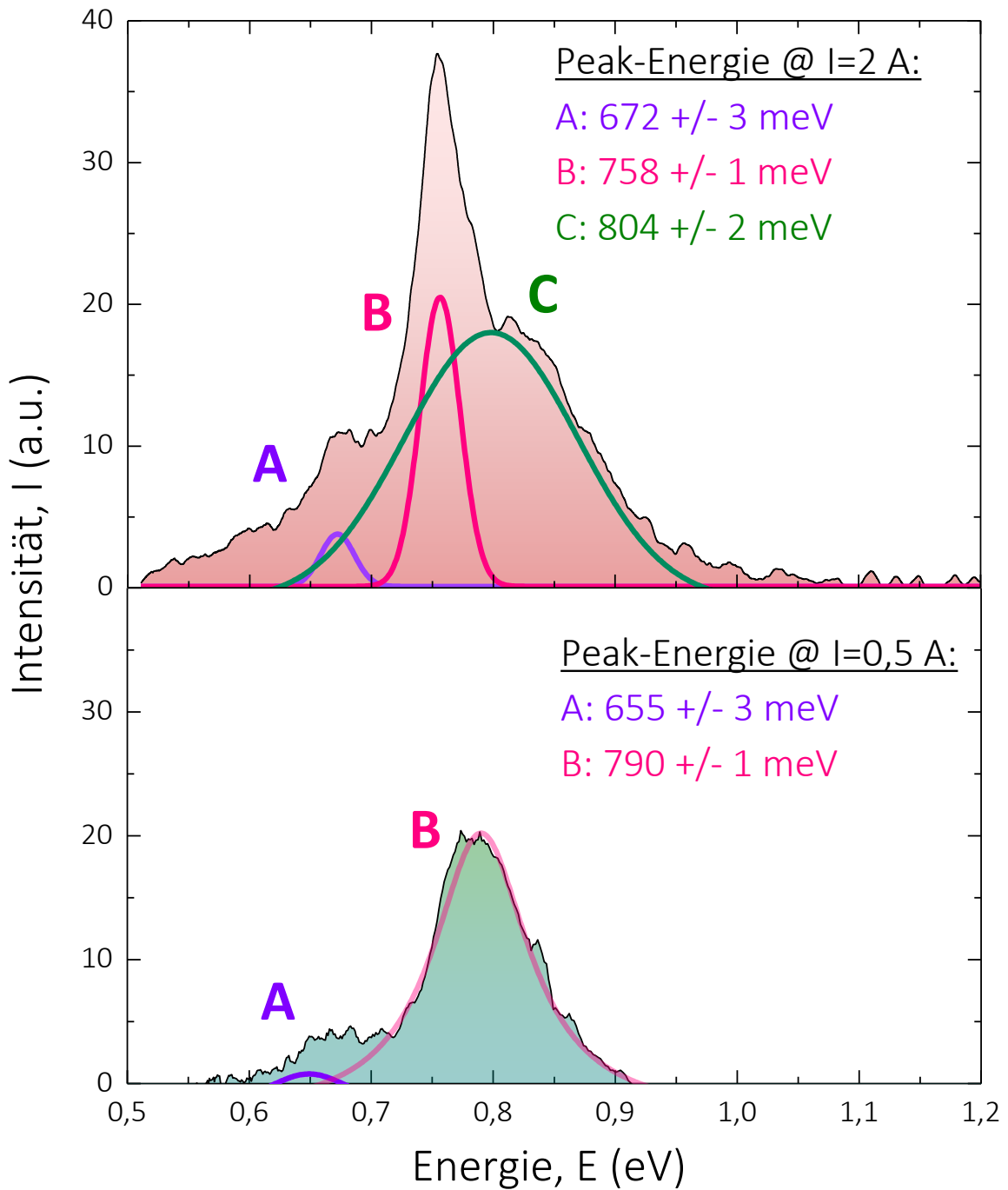
**Abb. 5.3.1 | Schematische Bandstruktur des Zener-Emitters – Betrachtung im thermodynamischen Gleichgewicht.** Dargestellt ist die Si-Ge-Si-Zener-Emitter-Heterostruktur, wobei die n-Ge und i-Ge Schichten die optisch aktive Schicht bilden.

Die Heterostruktur mit den unterschiedlich großen Bandlücken  $E_{G,Si} > E_{G,Ge}$  formt dabei eine natürliche, elektrostatische Barriere für Elektronen im Leitungsband (LV). Elektronen unterhalb des Quasi-Fermi-Niveaus  $E_f$  verweilen zu Beginn im Valenzband (VB). Durch die große Weite  $w_1$  am Tunnelübergang können keine Elektronen ins indirekte oder direkte



**Abb. 5.3.2 | Schematische Bandstruktur des Zener-Emitters – Im Betrieb.** Für eine gesamt angelegte Spannung  $U > 0 V$  wird die p-n TD Rückwärts betrieben und die Weite  $w_2 < w_1$  reduziert sich.

Leitungsband von Ge gelangen. Das direkte Leitungsband von Si ist hier nicht aufgeführt, da es energetisch deutlich über der indirekten Bandkante liegt. Löcher oberhalb des Quasi-



**Abb. 5.3.3 | Elektrolumineszenz des Zener-Emitters für  $T = 270 \text{ K}$  ( $E_g = 0,792 \text{ eV}$ ) – „Peak“-Auswertung über Lorentz-Fits.** Für geringe eingepreagte Leistungen (unten) zeigen sich die Übergänge aus dem direkten Leitungsband (**B**) und die aus dem indirekten Leitungsband (**A**) – Verhältnis 28/1. Durch den Injektionsstrom wird das Bauelement erwärmt und die Bandkante driftet um circa 40 meV. Für hohe eingepreagte Leistungen verschlechtert sich das Verhältnis **B/A** (5/1). Es zeigt sich jedoch eine hochenergetische Schulter, wobei die „Peak“-Position **C** sich mehr als  $E > 2 k_B \cdot T$  oberhalb der Bandkante (**B**) befindet.

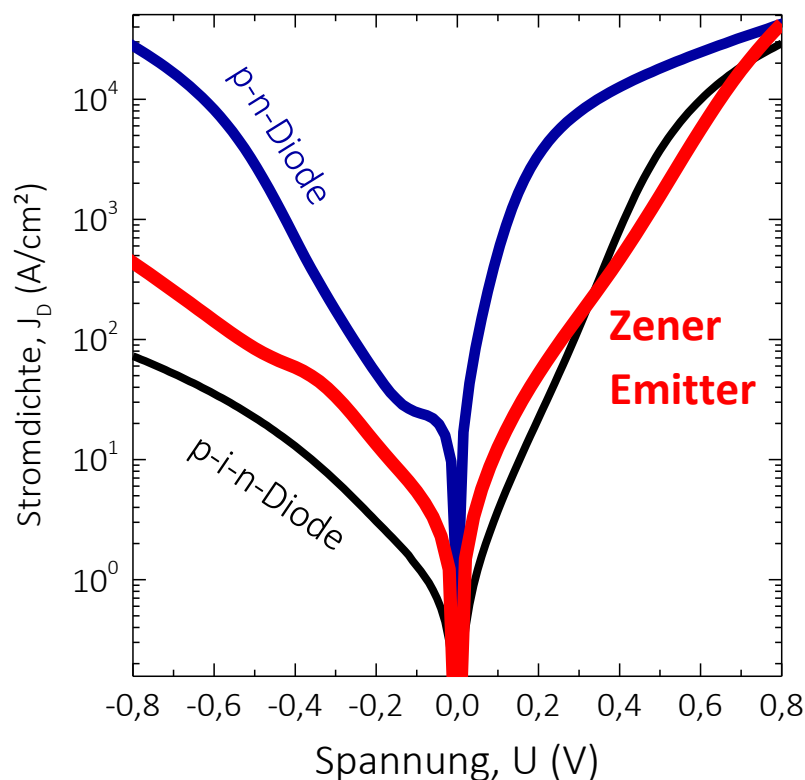
Fermi-Niveaus akkumulieren im hoch p-Typ-dotierten Si. Die Potentialbarriere für Löcher im Valenzband bildet hier die i-Ge und n-Ge Schicht.

Für  $U > 0$  V (Abb. 5.3.2) können Elektronen nun in das indirekte und direkte Leitungsband gelangen. Gleichzeitig liegt die p-i-n-Diode in Vorwärtsrichtung und die Potentialbarriere sinkt. Löcher können in das n-Ge/i-Ge-Gebiet driften. Es finden verschiedene strahlende Übergänge A, B und C statt, wobei A von einem Elektron im indirekten Leitungsband ausgeht, B von einem Elektron  $k_B \cdot T$  über der direkten Leitungsbandkante und C von einem Elektron tief im direkten Leitungsband. Die Betrachtung der EL-Charakteristik eines  $l = 1000 \mu\text{m}$  langen und  $b = 1,6 \mu\text{m}$  breiten Kantenemitters für kleine Ströme und hohe Ströme, demonstriert das postulierte elektro-optische Verhalten (Abb. 5.3.3). Das meiste Licht wird dabei über die Übergänge aus dem direkten Leitungsband generiert. Es zeigt sich, dass das Verhältnis von B/A (28/1) schon bei geringen Leistungen deutlich verbessert ist. Im Vergleich dazu ergibt sich im normalen p-n-Betrieb einer n-Typ-dotierten-Ge-Diode ein Verhältnis von 6/1 (Abb. 2.4.2). Für hohe Betriebsströme zeigt sich eine in Ge bisher noch unbeobachtete, höher energetische EL (Abb. 5.3.3, C). Das energetische Maximum der Intensität befindet sich bei  $E = 0,804 \text{ eV}$ , mehr als  $2 k_B \cdot T$  oberhalb der Bandkante.



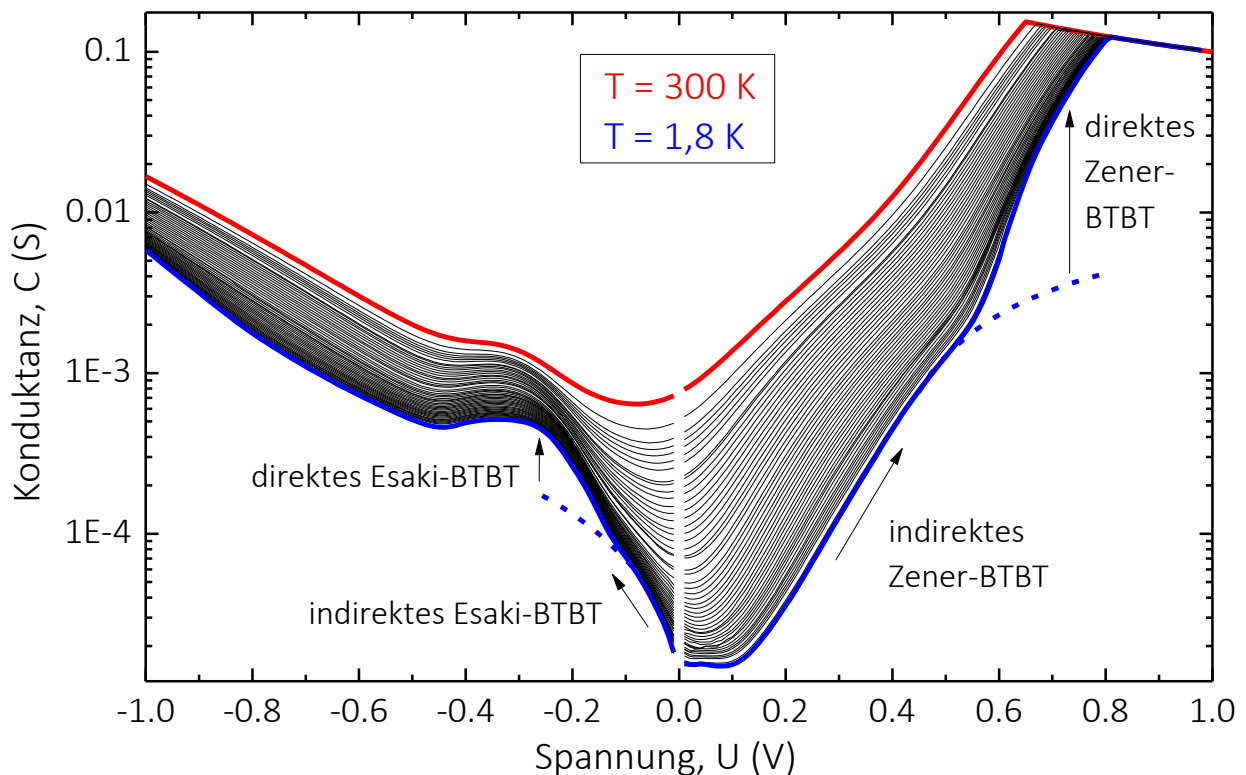
#### 5.4. Elektrische Charakteristik des Germanium-Zener-Emitters

Betrachtet werden soll nun die  $U/I$ -Kennlinie des Zener-Emitters in Abb. 5.4.1. Die  $U/I$ -Kennlinie ergibt sich dabei aus der Überlagerung der Einzelkomponenten p-n-Diode und p-i-n-Diode. Die p-n-Diodenkennlinie in Abb. 5.4.1 ist für eine bessere Sichtbarkeit gedreht dargestellt. Im Rückwärtsbereich des Zener-Emitters (für negative Spannungen), zeigt sich der Ansatz eines NDRs. Dieses „Artefakt“ stammt aus der p-n-Diode. In Vorwärtsrichtung (für positive Spannungen) ist die Stromdichte durch den Zener-Emitter höher als für die p-i-n-Diode. Die Stromüberhöhung stammt ebenfalls aus der p-n-Diode und signalisiert Zener-BTBT im Spannungsbereich  $0 < U < 0,4 \text{ V}$ .



**Abb. 5.4.1 |  $U/I$ -Kennlinie des Zener-Emitters – p-n, p-i-n und Zener-Emitter-Dioden mit  $d = 1 \mu\text{m}$ .** Der elektrische Vergleich zwischen den Einzelbauelementen p-n, p-i-n sowie dem Zener-Emitter demonstriert Esaki-BTBT im Rückwärtsbetrieb und Zener-BTBT im Vorwärtsbetrieb.

In der I/U- und U/C-Kennlinie des Zener-Emitters (Abb. 5.4.2) zeigt sich, dass das direkte Zener-BTBT (Vergleichbar mit Abb. 4.5.6) ab  $U = 0,59 \text{ V}$  maßgeblich zum Stromfluss beiträgt. Im Vorwärtsbereich findet sich wie erwartet indirektes und direktes Zener BTBT (Vergleich mit Abb. 4.4.6). Das Einsetzen des direkten Zener-BTBT (bei  $U \sim 0,58 \text{ V}$ ) ist sehr deutlich zu erkennen und die Konduktanzsteigerung um bis zu zwei Größenordnungen demonstriert die Dominanz des Tunnelmechanismus. Im Rückwärtsbereich ist zudem ein weiterer Knick in der Kennlinie zu erkennen. Da die Temperaturabhängigkeit mit Abb. 4.4.1 nicht zu vergleichen ist (reines indirektes Esaki-BTBT) könnte in Abb. 5.4.2 zusätzliches direktes Esaki BTBT auftreten.



**Abb. 5.4.2 | Konduktanz des Zener-Emitters – Von  $T = 300 \text{ K}$  bis  $T = 1,8 \text{ K}$ .** Die Konduktanz für verschiedene Temperaturen offenbart die verschiedenen Stromkomponenten.





Der p-i-n-Übergang aus Abb. 5.4.2 sperrt bei  $U = -0.35 \text{ V}$  nur bedingt und wenige Elektronen können in das direkte Leitungsband im n-Ge gelangen. Sie tunneln weiter vom direkten Leitungsband in das Valenzband auf p-Ge-Seite. Somit wird das direkte Esaki-BTBT möglich was in einer klassischen Ge-TD nicht zu beobachten ist. Im Zener-Emitter können die Elektronen jedoch über die p-i-n Diode eingebracht werden.

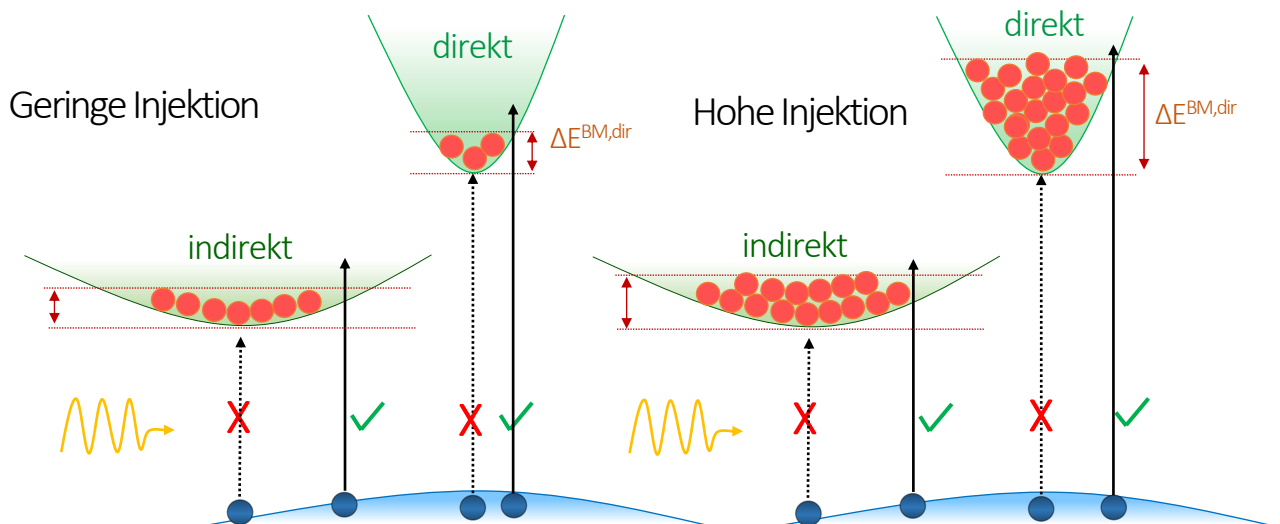
Zum ersten Mal lässt sich in einem einzigen Halbleiterbauelement indirektes und direktes Zener-BTBT sowie indirektes und direktes Esaki-BTBT beobachten. Die beabsichtigte Funktion des Zener-Emitters kann demnach nicht nur optisch, sondern auch elektrisch bewiesen werden.

## 5.5. Photonen Absorption – Der Burstein-Moss-Effekt in Germanium

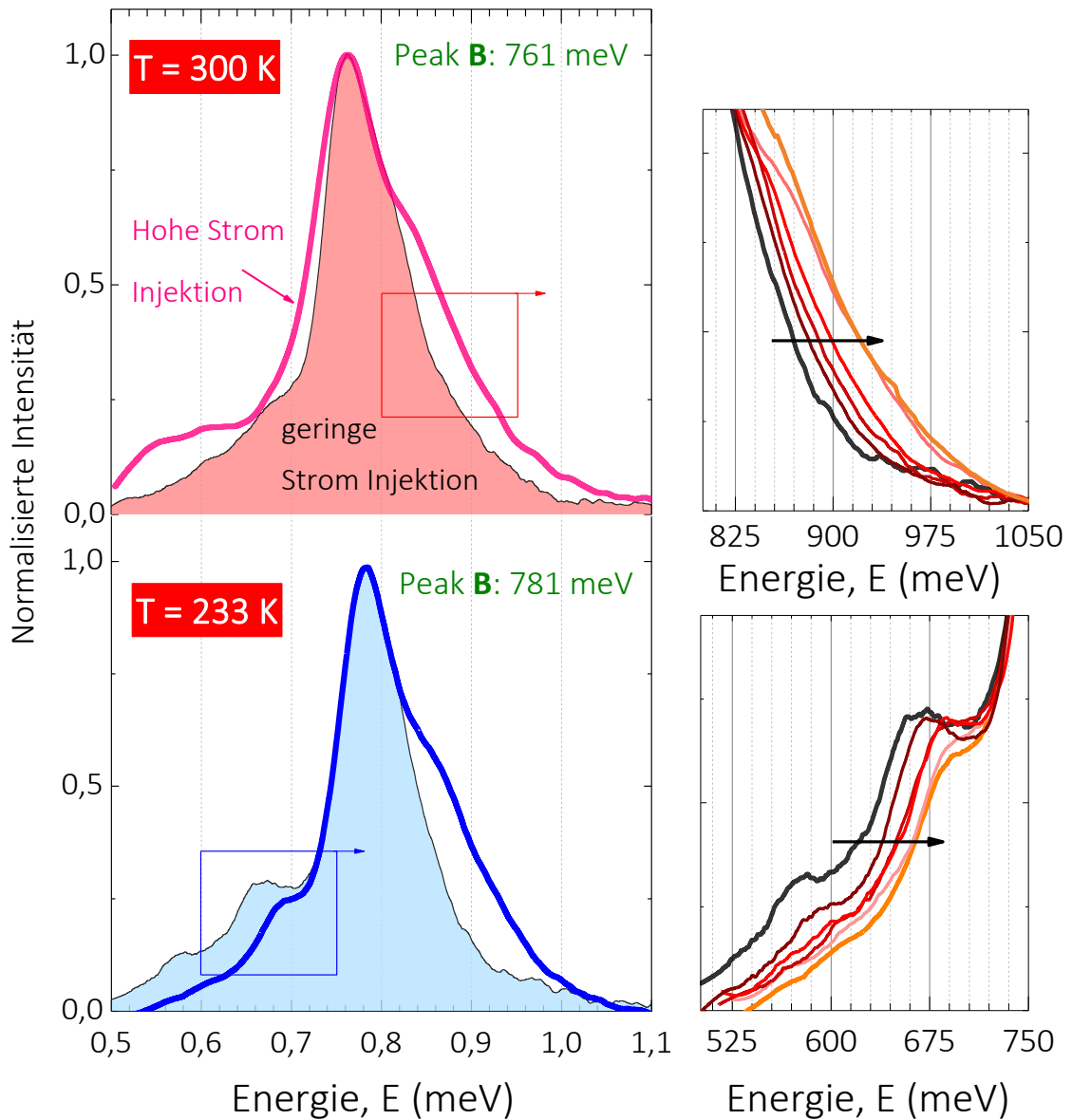
Um die Akkumulation von Ladungsträger im direkten Leitungsband zu zeigen, kann der Nachweis über den sogenannten Burstein-Moss-Effekt erfolgen <sup>[255], [43], [256]-[259]</sup>. Eine erhöhte Besetzung des direkten Leitungsbandes hat immer auch eine Abnahme der Absorption zur Folge. Wenn bei dem Transfer eines Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband das Leitungsband voll besetzt ist, können nur noch höherenergetische Photonen absorbiert werden. Der „Füllstand“ des Bandes kann dann über die Burstein-Moss-Verschiebung ( $\Delta E^{\text{BM,dir/ind}}$ ) ermittelt werden:

$$\Delta E^{\text{BM,dir/ind}} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{r,\text{dir/ind}}} \cdot (3 \cdot \pi^2 \cdot n)^{2/3} . \quad (5.1)$$

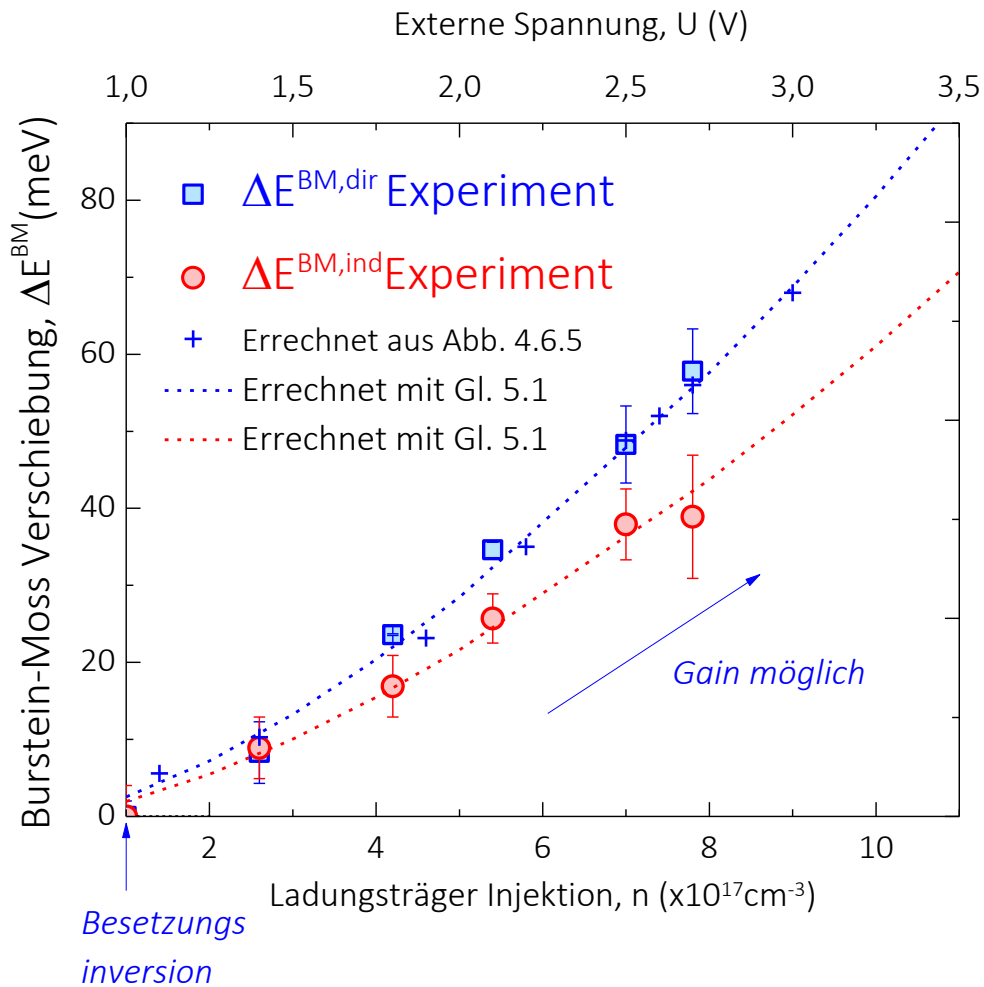
Er kann über die reduzierte effektive Masse ( $m_{r,dir} = 0,022$  und  $m_{r,ind} = 0,029$ ) und die Ladungsträgerinjektion  $n$  rechnerisch bestimmt werden. Im Umkehrschluss lässt sich über die empirisch ermittelte Burstein-Moss-Verschiebung (Abb. 5.5.2) auch die Anzahl der injizierten Ladungsträger bestimmen. In Abb. 5.5.1 ist die Burstein-Moss-Verschiebung schematisch dargestellt. Für den Fall der wenig besetzten Leitungsbänder (geringe Injektion) können Photonen mit Energien knapp oberhalb der Bandlücke absorbiert werden. Wenn die Leitungsbänder gefüllt sind (hohe Injektion) findet sich für die Absorption kein freier Zustand im Leitungsband. Das Elektron-Loch-Paar kann dann nicht erzeugt werden – das Material wird für diese Energien transparent. Nur hochenergetische Photonen, die Elektron-Loch-Paare erzeugen können die tief in den Leitungsbändern liegen, können absorbiert werden. Die Absorptionskante ist dann zu „blauen“ Wellenlängen hin verschoben.



**Abb. 5.5.1 | Schematische Burstein-Moss-Verschiebung.** Abhängig von der Elektroneninjektion ins Leitungsband können nieder oder hochenergetische Photonen absorbiert werden.



**Abb. 5.5.2 | Burstein-Moss Verschiebung im Zener-Emitter ( $l = 1000\ \mu\text{m}$ ,  $b = 1,6\ \mu\text{m}$ ).** Die EL-Spektren sind auf die direkte Leitungsbandkante (Peak B) normiert, um den Einfluss der Temperatur durch den Injektionsstrom zu kompensieren. Die Lumineszenz aus dem indirekten Leitungsband (Peak A) und direkten Leitungsband (Peak C) erfahren eine zunehmende Blauverschiebung mit steigender Injektion.



**Abb. 5.5.3 | Burstein-Moss Verschiebung im Zener-Emitter – Vergleich Experiment und Simulation.** Ein Vergleich der empirischen Daten aus Abb. 5.5.2 mit den theoretischen Werten aus Gl. 5.1

Abb. 5.5.3 zeigt, dass der Verlauf der Messwerte fast gänzlich durch die Burstein-Moss-Gleichung (Gl. 5.1) beschrieben werden kann. Die Verschiebung  $\Delta E^{\text{BM}}$  kann so in die Ladungsträger Injektion  $n$  überführt werden. Der Zusammenhang zwischen externer Spannung  $U$  und Ladungsträgerinjektion  $n$  aus Abb. 4.6.5 muss noch um die nötige Spannung für direktes BTBT im Zener-Emitter korrigiert werden ( $U \sim 0,58 \text{ V} + k_{\text{B}} \cdot T/q$ , aus Abb. 5.4.2). Es zeigt sich das bereits ab  $n = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  eine Akkumulation im direkten Leitungsband zu beobachten ist. Sowohl die experimentellen Messdaten als auch das durch



die TDs kalibrierte Tunnel-Generations-Model, zeigen die Besetzungsinversion und ein stetiges Auffüllen des direkten Leitungsbandes nach der für direkte Halbleiter Materialien allgemein gültige Burstein-Moss-Gleichung<sup>[255], [43], [256]-[259]</sup>. Die Übereinstimmung zwischen BTBT-Generationsmodel und optischer Charakteristik am Zener-Emitter ist damit eindeutig gegeben.

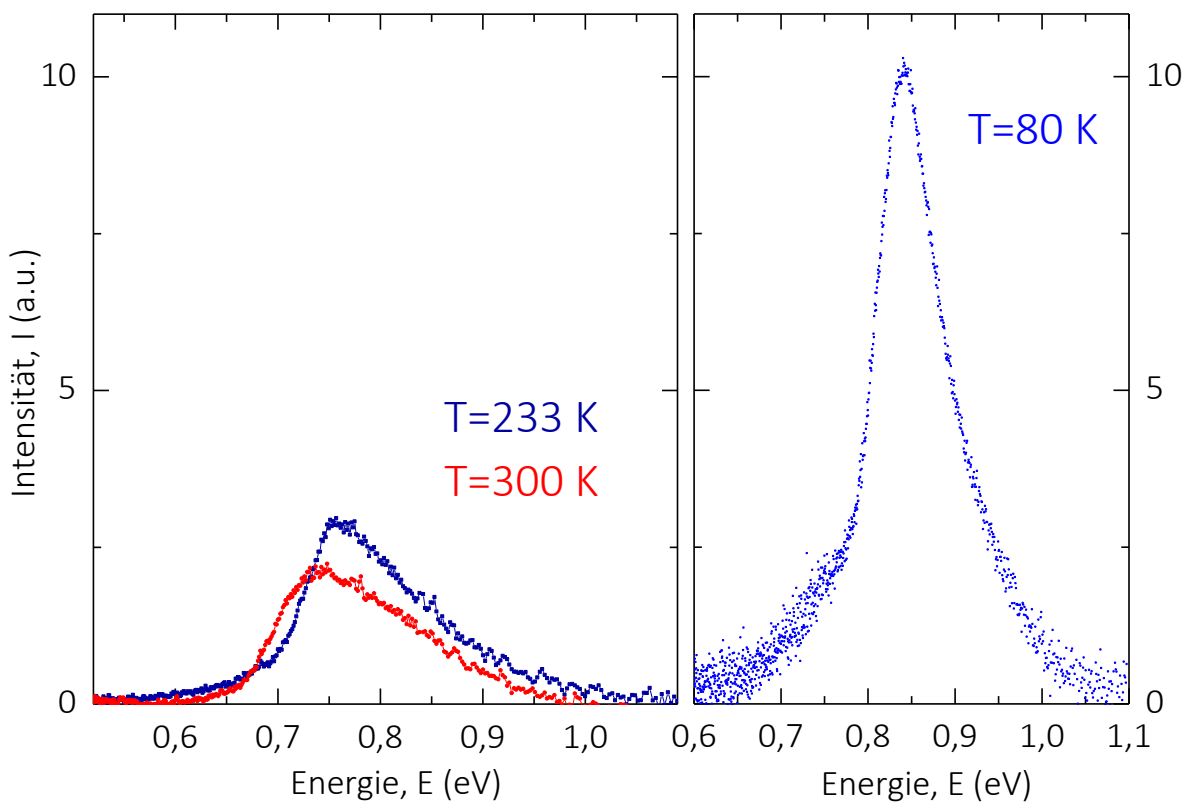
Die Auswertung der experimentellen Daten für das indirekte Leitungsband ist bei Raumtemperatur teils fehlerbehaftet. Eine genaue Betrachtung der EL über die Temperatur soll daher Aufschluss geben.

## 5.6. Photonen Generation – Einfluss der Temperatur

Für indirekte Halbleitermaterialien gilt generell eine starke Abhängigkeit der EL von der Temperatur. In p-n-Dioden aus Ge wird EL durch thermische Streuung von Elektronen ins direkte Leitungsband generiert. Für eine erhöhte n-Typ-Dotierung ist die Auger-Generationsrate erhöht und mehr Elektronen gelangen ins direkte Leitungsband (siehe 2.3). Für tiefe Temperaturen unterhalb von  $T = 270$  K ist in Ge jedoch keine EL mehr messbar<sup>[61]</sup>. Für direkte Halbleitermaterialien zeigt sich eine stark erhöhte optische Ausbeute bei tiefen Temperaturen. Die Lebensdauer der angeregten Elektronen im direkten Leitungsband ist stark erhöht und die spontane Rekombinationsrate sinkt. Für direkte Halbleiterlaser reduziert sich damit der Schwellwertstrom und die elektro-optische-Konversionsrate („Wall-Plug Effizienz“) steigt an.

Im Zener-Emitter zeigt sich ein für einen indirekten Halbleiter sehr untypisches Bild (siehe Abb. 5.6.1). EL ist für tiefe Temperaturen  $T < 270$  K immer noch zu beobachten. Der Mechanismus zur Photonen Generation ist im Zener-Emitter damit grundverschieden.

Weiterhin zeigt sich, dass für tiefe Temperaturen die Gesamtintensität der Strahlung bei gleicher Stromdichte ansteigt. Die Generation von angeregten Ladungsträgern ist damit von der Temperatur unabhängig. Die verringerte Temperatur führt zu einer Reduktion der interband Übergänge (vom direkten ins indirekte Leitungsband). Die strahlende Rekombinationsrate nimmt stark zu und im indirekten Halbleiter Ge ist das für einen direkten Halbleiter typische Verhalten zu beobachten.

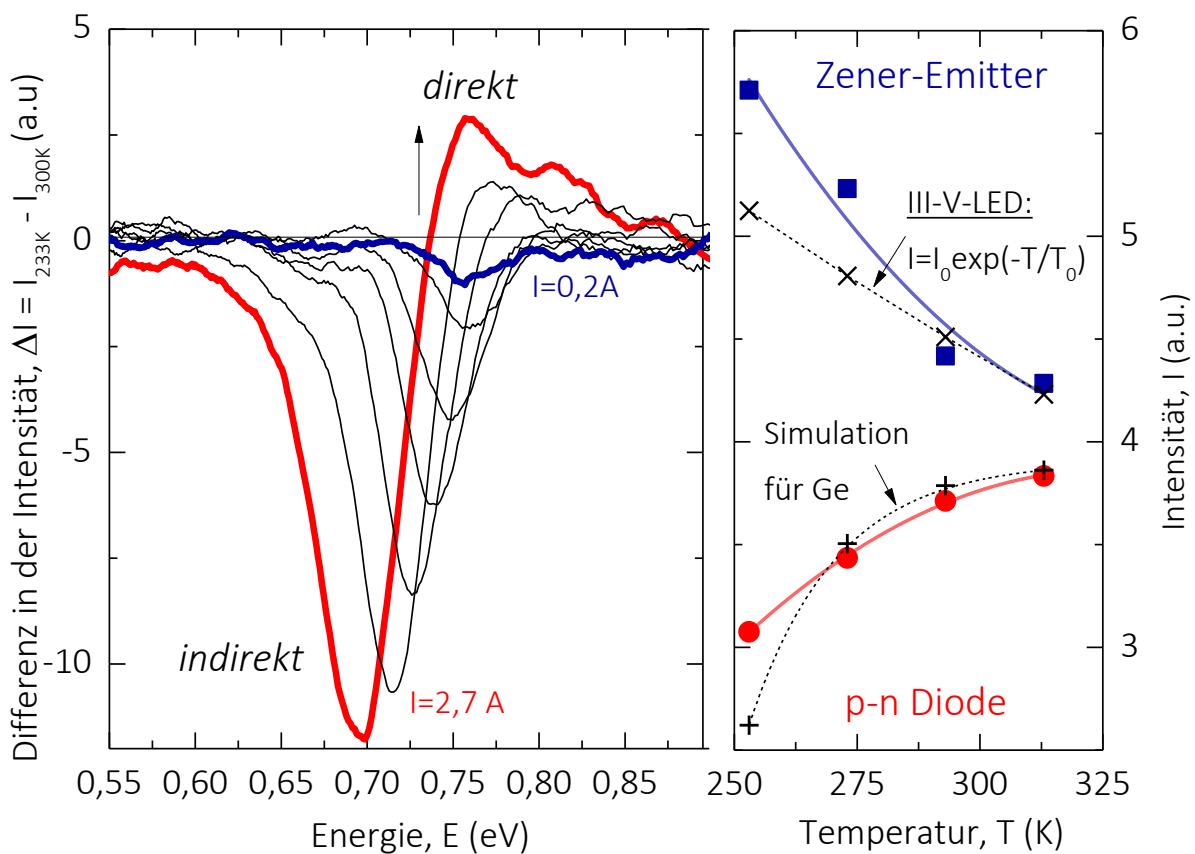


**Abb. 5.6.1 | Elektrolumineszenz im Zener-Emitter bei tiefen Temperaturen.** Ein starker Anstieg der EL ist im Kantenemitter für kalte Temperaturen zu beobachten ( $I = 500\text{ mA}$ ,  $I = 1000$ ,  $b = 1,6\text{ }\mu\text{m}$ ). Die Blauverschiebung des Maximums ist dabei durch die thermische Vergrößerung der Bandlücke gegeben.

In Abb. 5.6.1 wird zudem deutlich, dass nicht nur die absolute Intensität sich mit der Temperatur verändert, sondern auch die EL bei verschiedenen Energien verstärkt bzw. geschwächt wird (Abb. 5.6.1 vergleiche  $T = 233\text{ K}$  und  $T = 300\text{ K}$ ). Die niederenergetische



Emission aus dem indirekten Leitungsband wird geschwächt, während die hochenergetische aus dem direkten Leitungsband gestärkt wird. Die Differenz der beiden Spektren bei  $T = 233\text{ K}$  und  $T = 300\text{ K}$  für verschiedene Injektionsströme ist in Abb. 5.6.2 dargestellt. Je höher der injizierte Strom, desto deutlicher der Einfluss der Temperatur. Mehr Elektronen verweilen im direkten Leitungsband. Das indirekte Leitungsband wird durch reduzierte Auger-Rekombination, sinkende thermische Generationsrate und reduzierte Interbandübergänge aus dem direkten Leitungsband weniger stark besetzt.



**Abb. 5.6.2 | Temperaturverhalten der Kantenemitter.** Die Differenz der EL Spektren für  $T = 233\text{ K}$  und  $T = 300\text{ K}$  zeigt eine reduzierte Besetzung des indirekten Leitungsbandes und eine zunehmende des direkten Leitungsbandes. Im Gegensatz zu p-n-Diode, nimmt die strahlende Rekombination aus dem direkten Leitungsband im Zener-Emitter mit sinkender Temperatur zu. Das ist vergleichbar zu einer LED aus III-V-Materialien <sup>[261]</sup>.

Setzt man die thermische Generationsrate für Ge einer p-n-Diode gegenüber, zeigt sich für sinkende Temperatur eine Tendenz zur sinkenden Lichtgeneration (Abb. 5.6.2, rechts). Im Zener-Emitter dagegen steigt die Intensität stark an mit der Temperatur. Verglichen mit dem Modell aus III-V-LEDs [261] ist der Anstieg der strahlende Rekombinationsrate im Zener-Emitter bereits höher als für LEDs. Da für die Messdaten Kantenemitter verwendet wurden ist hier bereits der Einfluss von stimulierter Emission zu beobachten. Die temperaturbedingte verlängerte Lebensdauer zeigt einen Zuwachs der stimulierten Emission bei  $T = 233$  K. Da hier noch kein wirklicher „Gain“ beobachtet werden kann (circa 12 % mehr Lichtintensität als in einer III-V-LED bei  $T = 80$  K), handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um stimulierte spontane Emission. Hierbei regen spontan generierte Photonen andere Elektronen an zu Rekombinieren. Die Wellenlänge der so erzeugten Strahlung weicht aber von der des ersten Photons ab und die Strahlung ist nicht kohärent. Das Spektrum ist dementsprechend breit und über einen weiten Energiebereich verteilt.

### 5.7. Kompendium

In diesem Kapitel wurde das Konzept sowie das Design des Zener-Emitters vorgestellt. Erste U/I- und EL-Kennlinien bestätigen die Funktionsweise des Bauelementes und demonstrieren zum ersten Mal in Ge die Elektronenansammlung im direkten Leitungsband. Tunnelströme können im Zener-Emitter in Vorwärtsrichtung (direktes und indirektes Zener-BTBT) und in Rückwärtsrichtung (direktes und indirektes Esaki-BTBT) beobachtet werden. Durch den effizienten und zeitlich sehr schnellen Injektionsmechanismus zeigt sich eine Burstein-Moss-Verschiebung um bis zu





$\Delta E = 60 \text{ meV}$ , gesteigerte Lumineszenz für tiefe Temperaturen und erste Anzeichen für stimulierte Emission im Zener-Emitter.





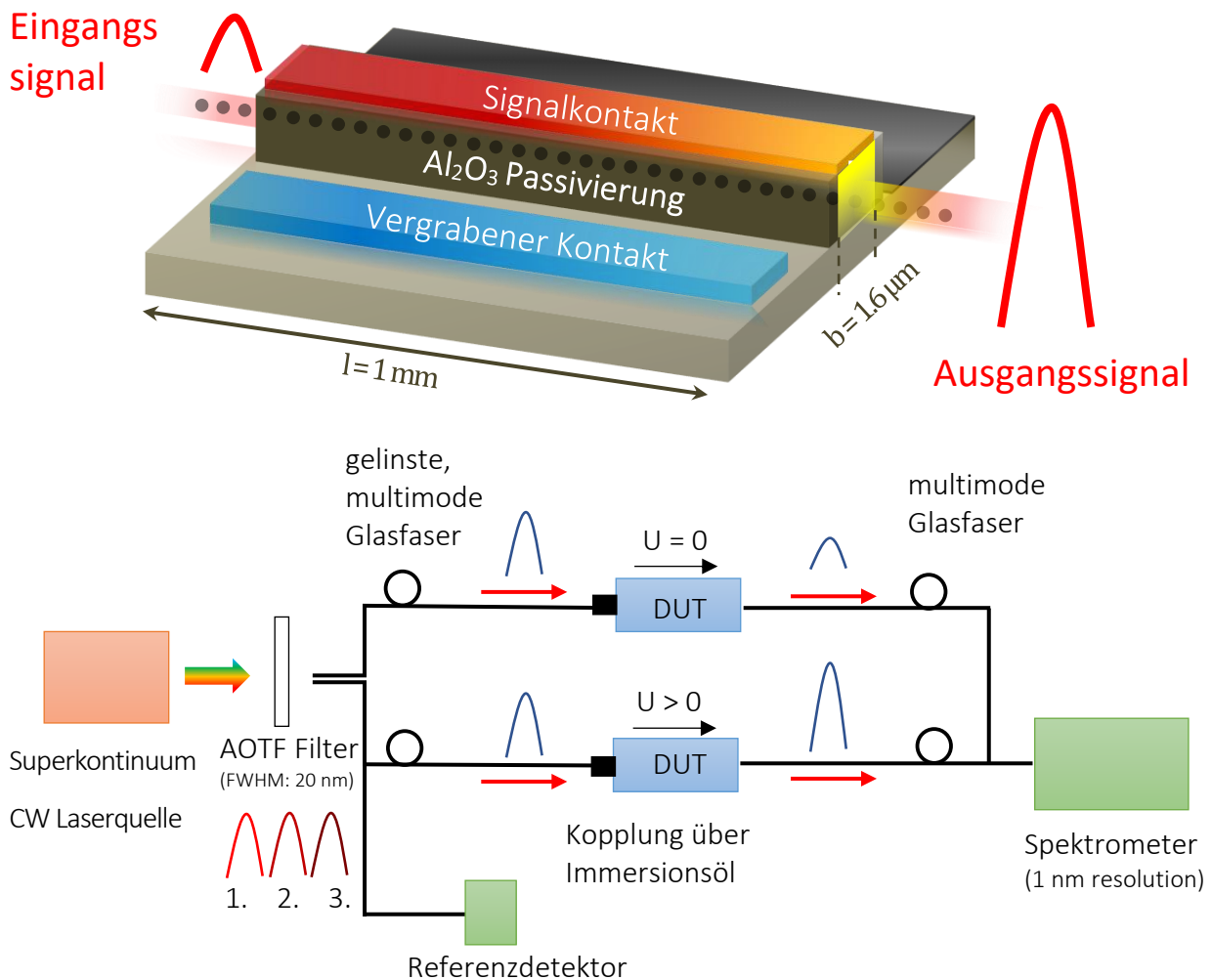
## 6. Der Germanium Zener Emitter als optischer Verstärker

In diesem Kapitel soll nun das Potential des Bauelementes erarbeitet werden. Da es sich bei Ge nach wie vor um einen indirekten Halbleiter handelt, sind die optischen Generations- und Absorptionsmechanismen zu denen eines direkten Halbleiters grundverschieden. Das energetisch nahe liegende indirekte Leitungsband ist im Kantenemitter immer mit parasitärer Absorption behaftet. Zusätzlich basiert die Dynamik des Zener-Emitters nicht auf einem hohen Wirkungsgrad, sondern auf einer zeitlich sehr schnellen Injektion mit vielen Ladungsträgern. Die Besetzungsinversion wird erreicht, indem mehr Ladungsträger zugeführt werden als rekombinieren. Hinzu kommt, dass der stationäre Zustand der Besetzungsinversion im direkten Leitungsband nur schwer konstant aufrechterhalten werden kann. Für die optische Verstärkung im Kantenemitter soll deshalb zu Beginn mit einem schmalbandigem, superkontinuum CW-Laser (Pulslänge im Mikrosekundenbereich) eine gewisse optische Intensität im richtigen Wellenlängenbereich vorgegeben werden. Das „Anschieben“ des Bauelementes mit einer kalibrierten Leistungsintensität, erlaubt so die Ermittlung des Gains im Bauelement <sup>[254]</sup>.

### 6.1. Superkontinuum Laser Experiment

In Abb. 6.1.1 ist der Versuchsaufbau des Experimentes dargestellt. Die Breitbandige superkontinuum, Faserlaser Quelle ermöglicht Intensitäten von bis zu 1 mW/nm (40 MHz Pulswiederholrate). Die hohen Koppelverluste können daher über Leistungskompensation direkt am Laser ausgeglichen werden. Sobald Spannung an den Kantenemitter angelegt wird, wird auch spontane Lichtemission generiert. Hierfür wird wie in Abb. 6.1.2 dargestellt

das Spektrum korrigiert. Der in Abb. 6.1.2 gezeigte Wellenlängenbereich befindet sich energetisch oberhalb der Bandlücke.

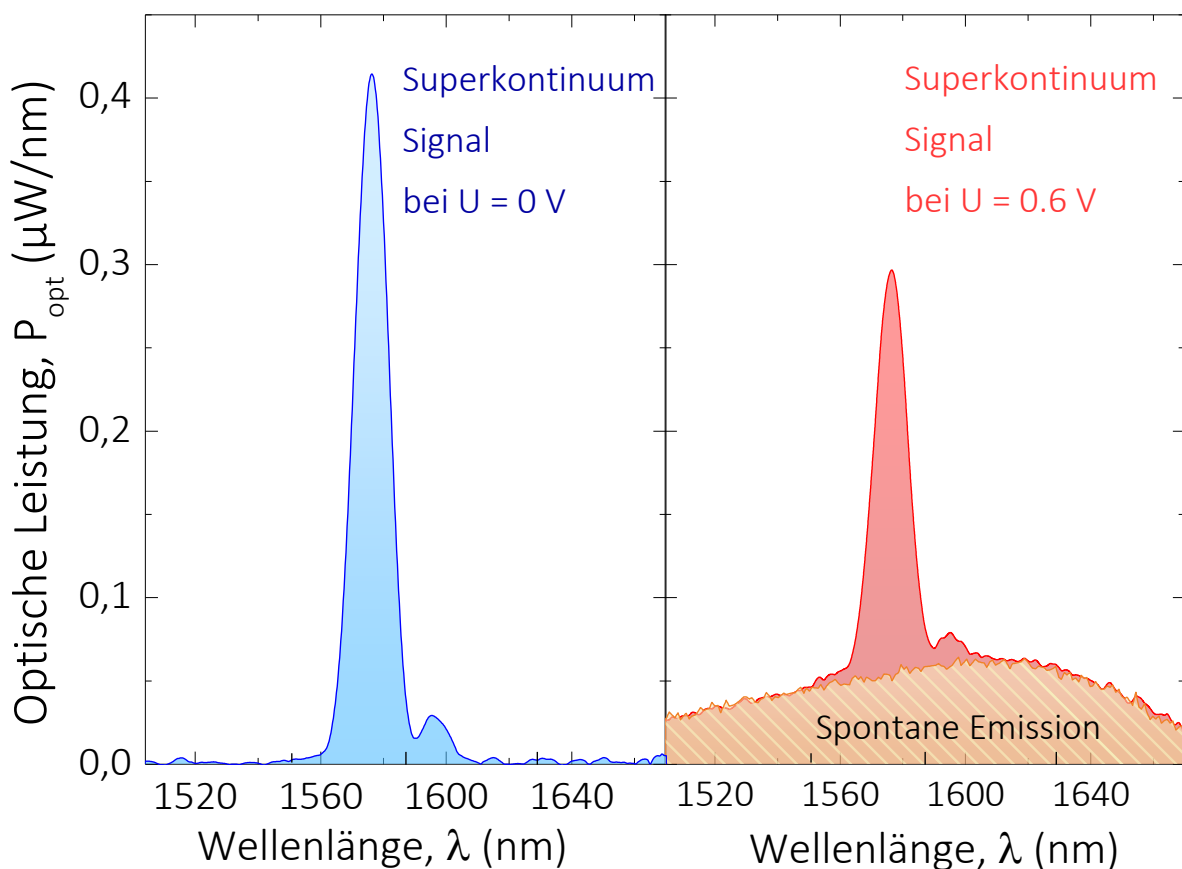


**Abb. 6.1.1 | Versuchsaufbau mit Superkontinuum Laser.** Oben ist der Zener-Emitter dargestellt. Das superkontinuum-Lasersignal wird über AOTF-Filter eingekoppelt und am Spektrometer (Messauflösung ~ 1nm) betrachtet.

Das Signal der superkontinuum, CW Laserquelle wird über ein akustisch-optischen-Filter (AOTF) in Wellenlängenbereiche mit  $\Delta\lambda = 20$  nm Bandbreite unterteilt. Im Referenzdetektor wird dabei die absolute Leistung für die jeweiligen Bereiche bestimmt. Über eine gelinste Multimodeglasfaser mit vernachlässigbarer Dämpfung im



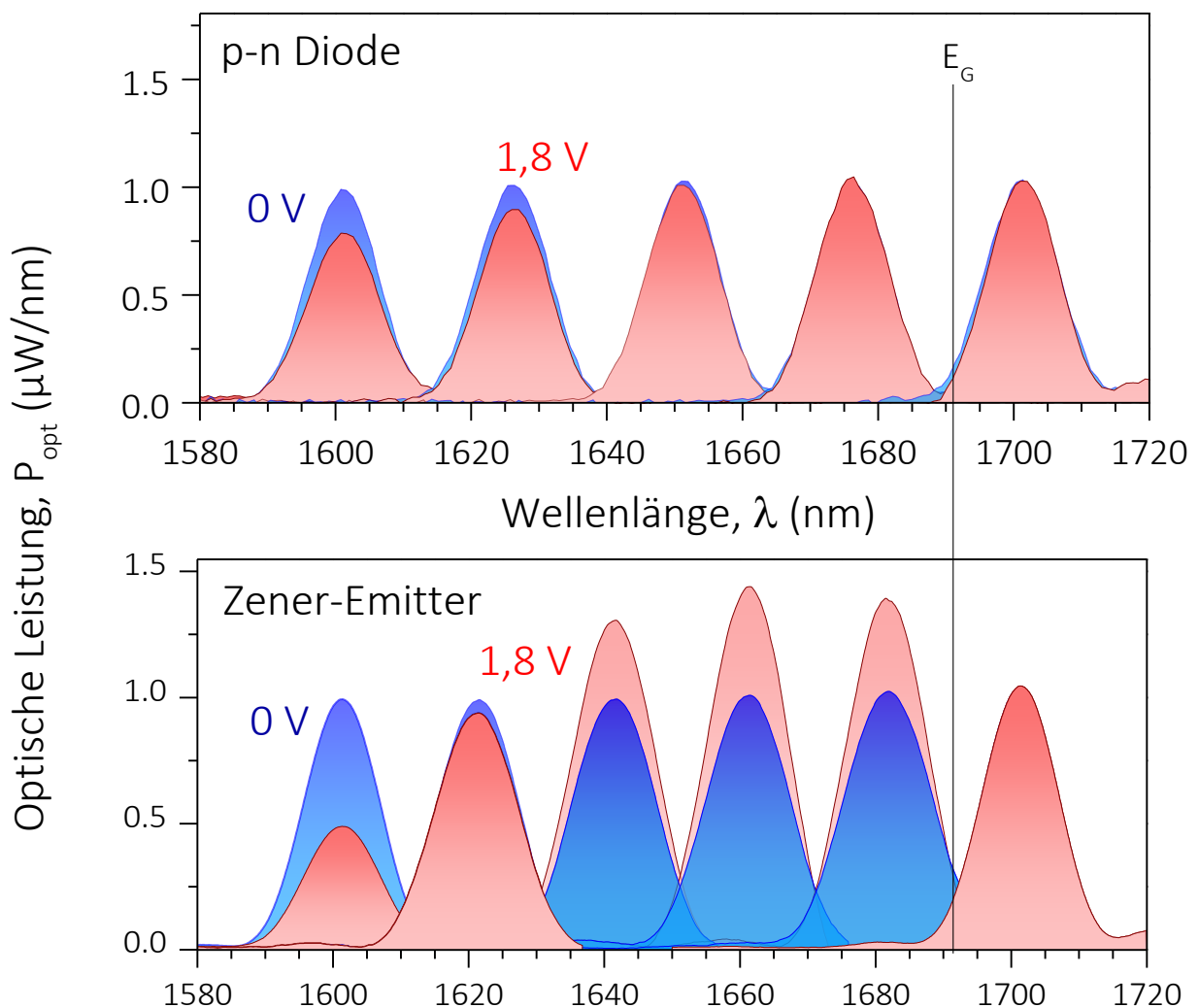
Infrarotbereich, wird das Licht in den Kantenemitter eingekoppelt. Hierfür wird der Zwischenraum zwischen Glasfaser und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Facettenschutz des Kantenemitters mit Immersionsöl gefüllt. So werden Kopplungseffizienzen von 1-3 % erzielt. Für jeden Wellenlängenbereich wird eine Referenzmessung mit 0 V am Kantenemitter durchgeführt und anschließend die Spannung  $U > 0$  V erhöht.



**Abb. 6.1.2 | Kalibrierung der Spontanen Emission.** Optisches Signal nach dem AOTF-Filter. Sobald Spannung am Bauelement angelegt wird, wird auch spontane Emission generiert. Hier ist bewusst der Spannungsbereich gewählt wo noch keine Verstärkung eintritt. Ohne die Korrektur, würde das Signal stark verfälscht werden. Ohne ausreichende Injektion absorbiert der Kantenemitter das Signal.

So können Koppelverluste der einzelnen Komponenten mit einbezogen werden und ein direkter Vergleich zur  $U = 0$  V Messung ist möglich. Die Signale werden für jeden

Wellenlängenbereich getrennt betrachtet und über die Kalibrierung in  $\mu\text{W}/\text{nm}$  umgerechnet. Hierfür werden die Koppelverluste der Komponenten mit getrennten Referenzdetektormessungen an mehreren Stellen abgeschätzt. Die Blende am Spektrometer von  $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$  besitzt ebenfalls eine wellenlängenabhängige Kopplung und muss mit kalibriert werden. Die Auflösung am Spektrometer beträgt daher  $R \sim 1 \text{ nm}$ .



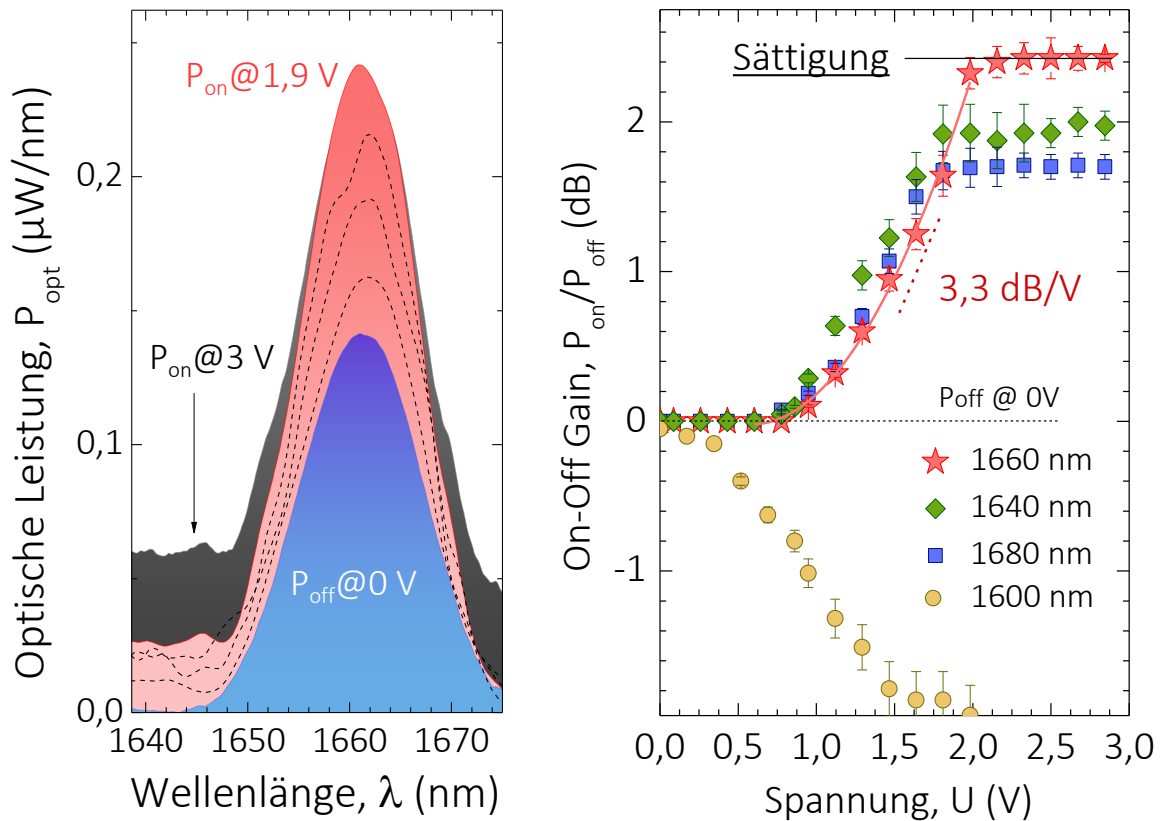
**Abb. 6.1.3 | Modulation der Absorption im Zener-Emitter.** (oben) P-N Diode mit gleichen Abmessungen wie der Zener Emitter ( $l = 1000 \mu\text{m}$ ,  $b = 1,6 \mu\text{m}$ , *Sample 4*). (unten) Im Zener-Emitter (*Sample 20*) zeigt sich eine deutliche Veränderung der Absorption mit der Spannung.



Aus Abb. 5.5.2 kann die Bandlücke für die Bauelemente mit  $E_G = 761 \text{ meV} - kT = 736 \text{ meV}$  bestimmt werden. Das entspricht der Wellenlänge von  $\lambda = 1684 \text{ nm}$  und es zeigt sich in Abb. 6.1.3, dass knapp oberhalb der Bandlücke für steigende Spannungen die Absorption im Bauelement moduliert werden kann. Im Experiment lässt sich damit der Wellenlängenbereich identifizieren, indem Gain im Bauelement möglich ist. Mit der Änderung der Spannung kann für  $1600 \text{ nm}$  die Absorption erhöht werden. Hier trägt der Franz-Keldysh Effekt zur Absorptionsänderung bei in dem das elektrische Feld die Bandkante moduliert. Mit der angelegten Spannung kann im Wellenlängenbereich um die  $1660 \text{ nm}$  keine Änderung der Absorption erreicht werden. Das Bauelement absorbiert bei  $U = 1,8 \text{ V}$  genauso das Licht gleich wie bei  $U = 0 \text{ V}$ . Zwischen  $1620 \text{ nm}$  und  $1684 \text{ nm}$ , knapp oberhalb der Bandkante, zeigt sich eine Abnahme der Absorption. Mehr Licht als bei  $U = 0 \text{ V}$  kann durch den Kantenemitter gelangen, was auf eine zunehmende Population des direkten Leitungsbandes schließen lässt.

In Abb. 6.1.4 ist die Definition des sogenannten On-Off-Gain in einem  $l = 3200 \text{ }\mu\text{m}$  Bauelement dargestellt. Hierfür wird die optische Leistung für  $U = 0 \text{ V}$  Spannung ( $P_{\text{off}}$ ), mit der optischen Leistung für eine Spannung  $U$  ( $P_{\text{on}}$ ) ins Verhältnis gesetzt. Ab einer Schwellwertspannung von  $U = 0,9 \text{ V}$  ist für den Wellenlängenbereich  $1625 \text{ nm} < \lambda < 1684 \text{ nm}$  ein Anstieg in der Ausgangsleistung sichtbar. Für optische Verstärker gilt die sogenannte Transparenzdichte als Schwellwert für die Verstärkung <sup>[262]</sup>. Im Zener-Emitter deckt sich diese Schwellwertspannung mit den empirischen Daten von Abb. 5.4.3. Der On-Off-Gain steigt mit  $3,3 \text{ dB/V}$  bis  $U = 1,9 \text{ V}$  an. Ab  $U = 1,9 \text{ V}$  ist eine deutliche Sättigung der Ausgangsleistung zu erkennen. Der sogenannte Gain-Sättigungsbereich in dem nur noch verstärkt stimulierte spontane Emission auftritt (siehe Abb. 6.1.4) ist typisch für einen

optischen Verstärker [263]-[265]. Auch im Zener-Emitter zeigt sich hier eine klare Sättigung des Gains.



**Abb. 6.1.4 | On-Off-Gain im Zener-Emitter – Kantenemitter mit  $l = 3200\ \mu\text{m}$ ,  $b = 1,6\ \mu\text{m}$ .** (links) Hier ist das optische Ausgangssignal am Spektrometer dargestellt.  $P_{\text{off}}$  für 0 V Spannung am Kantenemitter,  $P_{\text{on}}$  für die entsprechende Leistung bei eingepprägter Spannung. (rechts) On-Off-Gain als Verhältnis zu der Ausgangsleistung bei 0 V und unter Spannung.

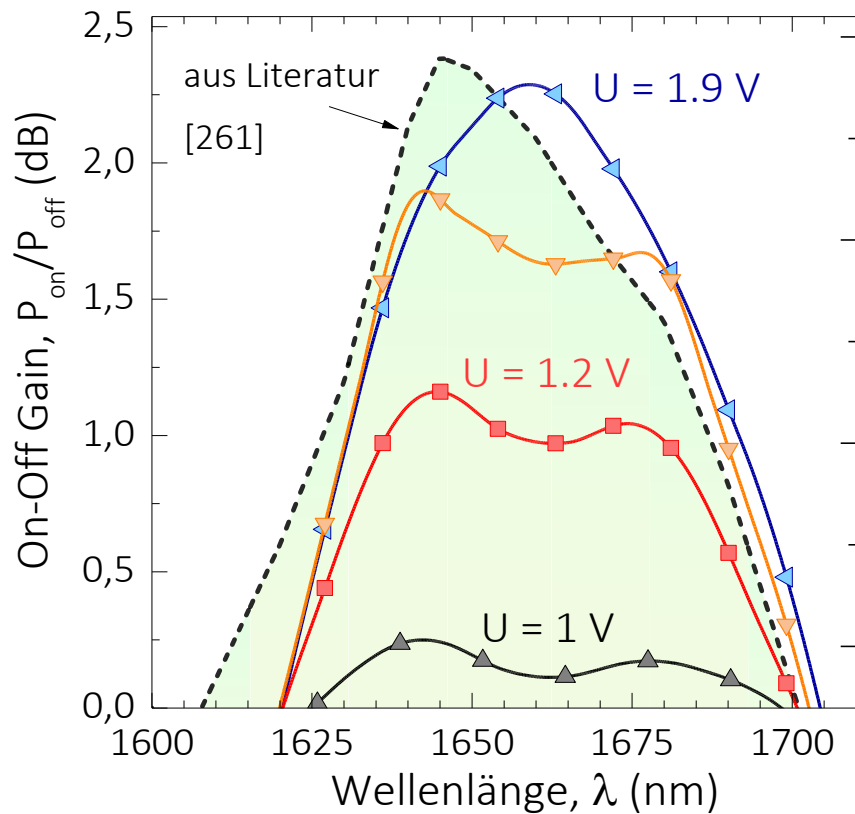
## 6.2. Gain Bestimmung im Zener-Emitter

Das Experiment kann dabei keine Aussage über die absolute Verstärkung treffen. Es ist daher nicht klar, ob tatsächlich mehr Licht im Bauelement generiert wird als in das Bauelement eingekoppelt wird. Durch die hohen Koppelverluste ist eine Abschätzung des sogenannten net-Gains hier nicht möglich. Trotz Allem liefert das Experiment ein mit der





Literatur stimmiges Ergebnis bezüglich des Wellenlängenbereiches, in dem in n-Typ-Ge Gain auftreten kann (siehe Abb. 6.2.1) [29], [48]-[52], [266].



**Abb. 6.2.1 | On-Off Gain im Zener-Emitter – Gain als Funktion der Wellenlänge.** Der Vergleich mit der Literatur [266] liefert ein konsistentes Ergebnis zum Wellenlängenbereich in dem Gain auftritt.





## 7. Der Germanium-Zener-Emitter als Lichtquelle

In diesem Kapitel soll der Zener-Emitter als Lichtquelle betrachtet werden. Prinzipiell ist Lichterzeugung mit Ge im nah-infrarot Bereich als LED wie auch als Laserdiode möglich. Die Verwendung von Si als Wellenleitermaterial lässt einen monolithisch integrierten, photonischen Schaltkreis mit dem Ge-Zener-Emitter Wirklichkeit werden.

### 7.1. Einleitung

Die entscheidende Frage stellt sich aber, was für eine Lichtquelle wird auf dem Chip benötigt. Eine Laserdiode mit hohen Ausgangsleistungen und großer Wärmeentwicklung schadet den naheliegenden elektrischen Komponenten. Auch ein dünner Si-Wellenleiter kann keine  $P = 10 \text{ mW}$  kohärente optische Leistung führen, ohne zu degradieren. Sämtliche parallelen Flächen an den optischen Komponenten induzieren Stehwelleneffekte und verschlechtern die optischen Signal-zu-Rausch Verhältnisse bei der Lichtübertragung. Die Dämpfung in einem Si-Wellenleiter ist im nahinfraroten Bereich vernachlässigbar klein und für die „on-chip“ Entfernungen im Bereich  $d = 1 \mu\text{m}$  bis  $d = 10 \text{ cm}$  wird keine hohe optische Leistung benötigt. Zudem sollte die optische Übertragungsstrecke so einfach wie möglich realisiert werden. Die einfache Integration für eine Vielzahl von Anwendungsgebieten wird damit möglich. Der Anspruch an eine solche Technologie ist die flächendeckende Lösung des Datenraten-Problems. Durch hohe Bandbreiten, schnelle Übertragungsgeschwindigkeiten und einfache Anbindung an bestehende Si-Technologie können so erhöhte Datenraten erzielt werden. Die integrierte „on-chip“-Lichtquelle ist damit fundamental verschieden verglichen mit einem Kommunikationsnetz von mehreren Kilometern Entfernungen.

Die wichtigen Parameter für den Entwurf eines solchen Bauelementes sind:

Energieeffizienz: Die elektrisch zu optische Signalumsetzung muss mit einem geringen Energieaufwand möglich sein. Hier wird als Metrik „Joule pro Bit“ verwendet „Die gesamte Kommunikationsstrecke soll mit wenigen fJ/Bit möglich sein, um mit einer Cu Leitung konkurrieren zu können“ [4]. Diese Aussage von D. MILLER adressiert zwar die grundlegende Thematik, ist aber wenig exakt. Wie bei einem Transistor, der möglichst effizient und schnell ein Steuersignal in eine Änderung des Treibersignales übersetzt, muss auch für die Lichtquelle die Signalumsetzung betrachtet werden. Grundlegend sind auf einem Si-CMOS-Chip Betriebsspannungen von  $U = 2,2 \text{ V}$  problemlos möglich. Die Energieeffizienz definiert sich aber über wieviel Änderung an Spannung benötigt wird ( $\Delta U_{\text{Gate}}$ ), um eine Änderung des Treibersignals ( $\Delta I_{\text{DS}}$ ) zu erreichen – der Subthreshold-slope eines CMOS-Transistors. Auch für die Lichtquelle gilt dasselbe Prinzip. So sind hoch-effiziente Laserdioden (DFB-Kantenemitter, VCSEL) darauf optimiert, mit wenig Strom viel optische Leistung zu erzeugen. Wenn jedoch die Spannung betrachtet wird, sind die Übersetzungen in optische Leistungsänderung meist sehr dürftig (2 V um 6.5 mW zu schalten,  $\sim 3000 \text{ mV/dec}$  [267]). Die hohen Ausgangsleistungen benötigen auch viel Strom und damit ein hohes Maß an Spannung. Die elektrische Leistung die nötig ist, um einen solchen Laser zu betreiben, ist gänzlich ungeeignet für einen Si-CMOS-Chip. Energieeffizienz im Sinne der elektro-optischen Modulation, müsste daher in mV pro Dekade optischer Leistung gemessen werden.



Geschwindigkeit: Die gesamte Geschwindigkeit eines Si-Gatters ist durch die Geschwindigkeit gegeben, das nachfolgende Transistor-Gate zu Laden. Da das Gate eine grundlegende Kapazität besitzt, bewirkt ein hoher Strom ( $I_{DS}$ ) auch eine schnelle Schaltgeschwindigkeit – der Wunsch nach einem hohen „on-Strom“ im Transistordesign. Für ein optischen Lichtwellenleiter ist dieser Zusammenhang nicht gültig. Die Schaltgeschwindigkeit wird durch die Laufzeit des Lichtsignals von Anfang bis Ende des Wellenleiters definiert. Die optische Leistung die nötig ist um im anschließenden Photodetektor einen Photostrom zu induzieren, wird auf einmal Übertragen. Die Leitung muss nicht kapazitiv geladen werden und das Lichtsignal kann übertragen werden sobald es auf Empfängerseite generiert wird. In einem photonischen Schaltkreis sind also keine Wartezyklen bzw. globale Taktfrequenzen mehr notwendig um die Signale zu transferieren. Die Geschwindigkeit des Datentransfers wird einzig durch die Geschwindigkeit der Lichtgeneration bestimmt – die sogenannte „quantum impedance conversion“<sup>[268]</sup>.

Platzbedarf: Ein eher wenig offensichtlicher Vorteil besteht darin, dass auf einem Si-Chip viele Schaltkreise allein die Aufgabe besitzen eine Kommunikation der Komponenten untereinander sicherzustellen. Empfänger- und Verstärkerschaltungen, Schaltungen für Takt- und Daten Recovery (CDR), Multiplexer und Demultiplexer sowie sämtliche Treiberschaltungen. Ein erheblicher Platz und Energiebedarf wird also allein für die Peripherie der elektrischen Datenübertragung benötigt<sup>[269]</sup>.

Um für diese Anforderungen eine Lösung zu finden, sind für den Einsatz auf einem Si-Chip beide Bauelementtypen von Vor- und Nachteil (Tab. 7.1). Die hohe Geschwindigkeit der Laserdiode ist zwar von Vorteil, die Größe des Resonators und der Schwellwertstrom aber von Nachteil. In einer LED wird mit kleinem Wirkungsgrad Strom in Photonen übersetzt jedoch erfolgt das Ganze in sehr kleinen Bauelementen.

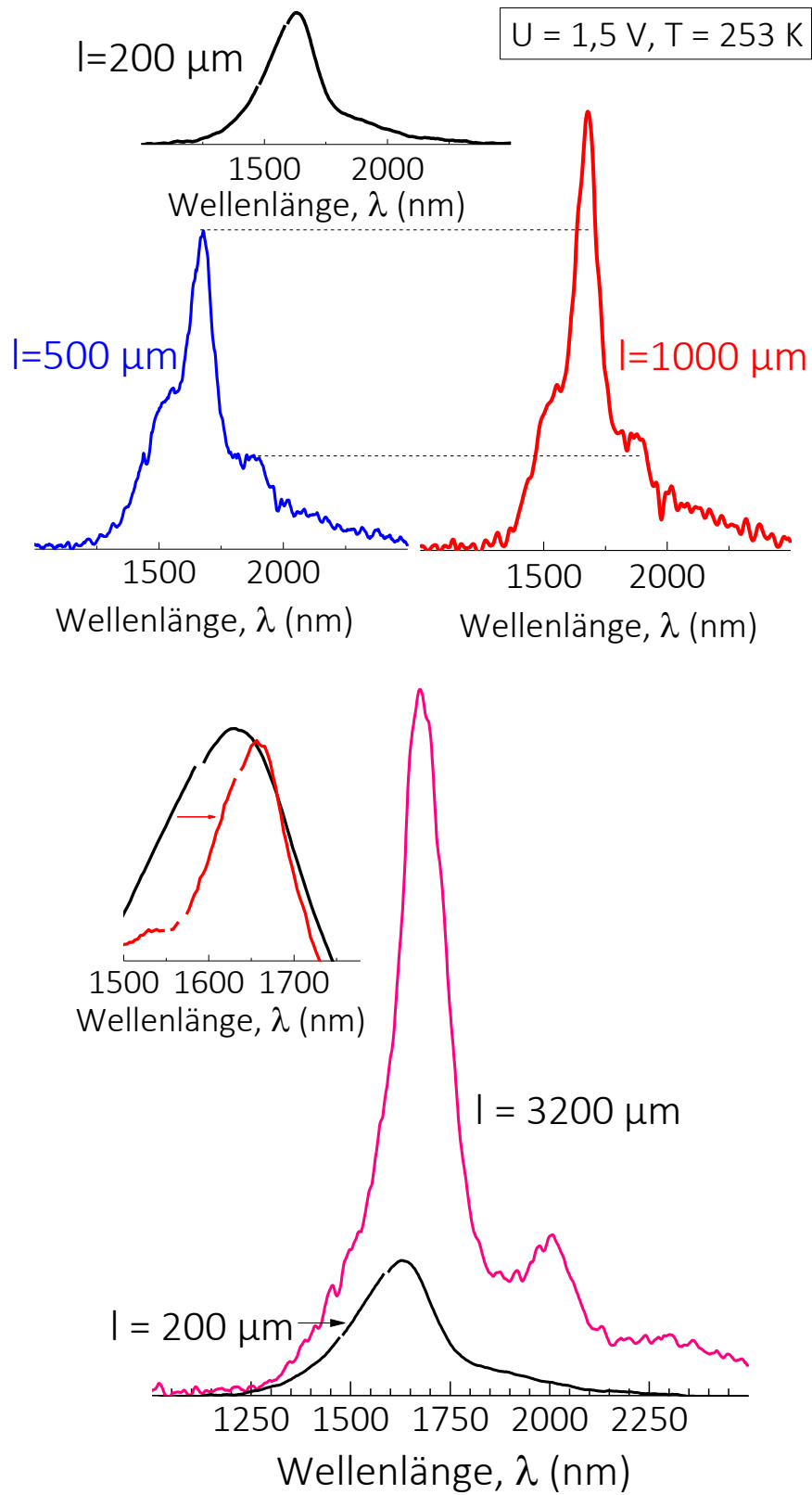
**Tab. 7.1 | Vergleich Laser und LED als Lichtquelle für den photonischen Schaltkreis**

	<b>Laser</b>	<b>LED</b>
Geschwindigkeit	Stimulierte Emission zu sehr schneller elektro-optischer Konversion (GHz).	Im direkten Halbleitermaterial sind lange Lebensdauern, hinderlich für elektro-optische Konversion (kHz-MHz).
Bauelementgröße	Sehr groß (mm)	Sehr klein (nm - $\mu\text{m}$ )
Energie Effizienz	Durch den Laser Schwellwert wird ein Grundniveau an Leistung benötigt (wenig Effizient).	Direkte Übersetzung von Strom zu Licht (Effizient).
Modulation (W/A)	Hoher Wirkungsgrad im Laserbetrieb.	Sehr schlechter Wirkungsgrad.

---

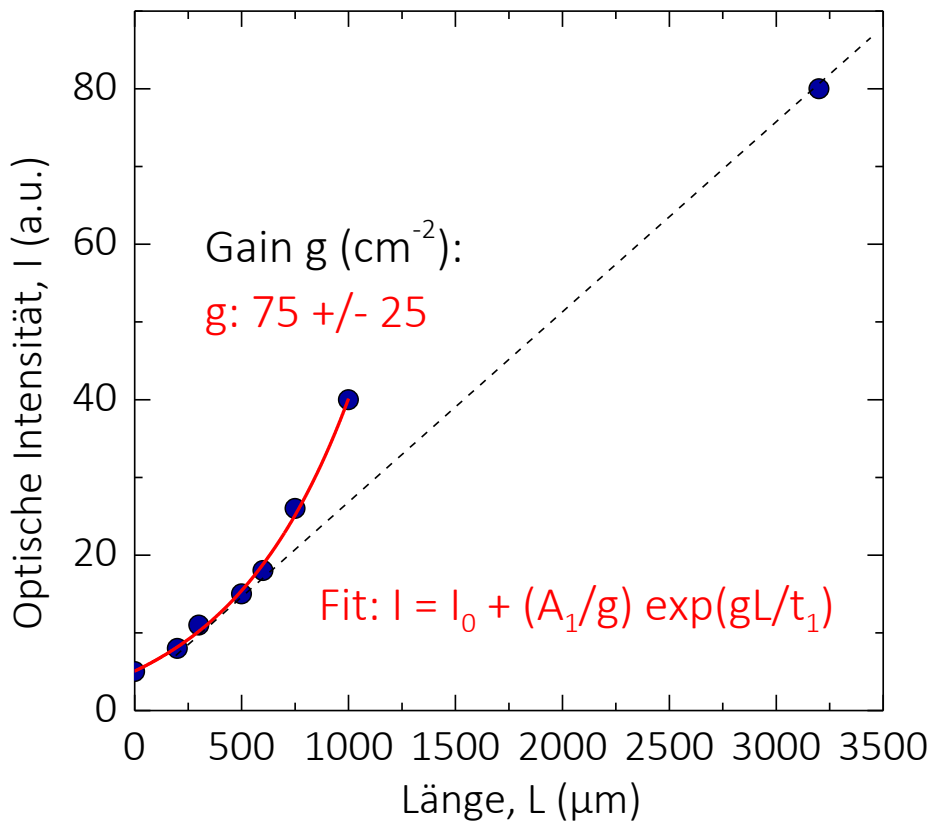
## 7.2. Die stimulierte Lichtquelle – die Laserdiode

Zu Beginn soll versucht werden im Kantenemitter stimulierte Emission zu erzeugen. Erste Experimente an Kantenemittern verschiedener Länge (Abb. 7.2.1), zeigen das die Verlängerung der Kavität (Laserresonator) einen Anstieg der optischen Ausgangsleistung zur Folge hat. Weiterhin ändert sich die Form des Spektrums von einem Breitbandigen ( $I =$



**Abb. 7.2.1 | Kantenemitter verschiedener Länge bei gleicher Spannung und Stromdichte.** Der Vergleich zeigt, dass durch eine Verlängerung der Kavität einen deutlichen Anstieg der Intensität zur Folge hat.

200  $\mu\text{m}$ ) zu einem eher schmalbandigen ( $\lambda = 3200 \mu\text{m}$ , Abb. 7.2.1). Das Intensitätsmaximum liegt bei  $T = 253 \text{ K}$  knapp oberhalb der direkten Leitungsbandkante. Die Darstellung des Signals über mehrere Lorentzfunktionen, erlaubt die Darstellung der Intensitätssteigerung über der Kavitätslänge (Abb. 7.2.2). Ein einfacher exponentieller Fit nach [17] erlaubt eine Abschätzung des Gains im Bauelement, als Verstärkungsfaktor pro Länge mal Breite des Kantenemitters. Durch die hohen Absorptionsverluste kann bisher durch reine elektrische Injektion keine Laseroperation des Bauelementes gezeigt werden.



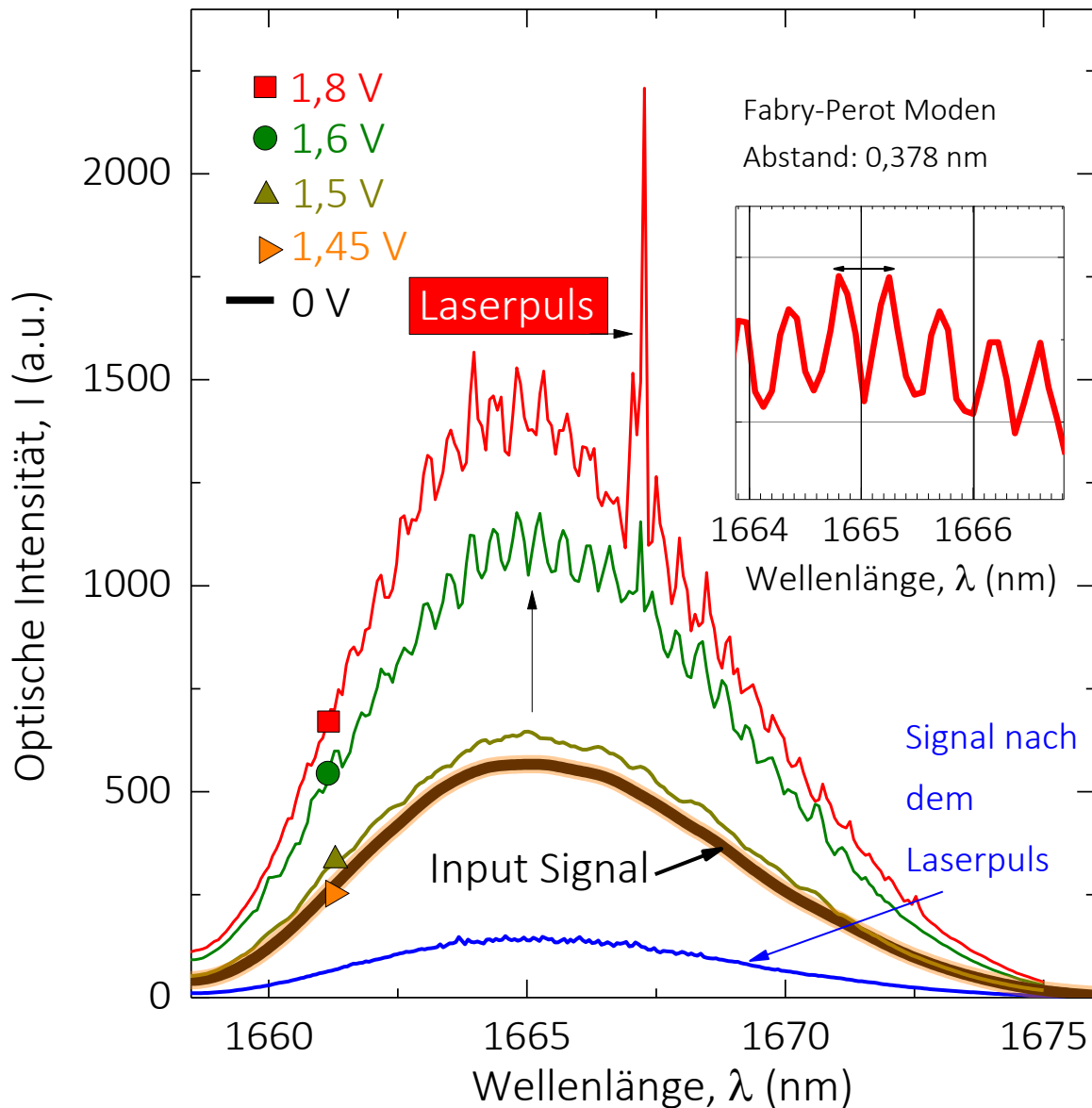
**Abb. 7.2.2 | Bestimmung des experimentellen Gains – Kantenemitter verschiedener Länge ( $b = 1,6 \mu\text{m}$ ).** Ein exponentieller Fit zeigt das für Längen bis  $L = 1000 \mu\text{m}$  Gain im Bauelement von  $75 \pm 25 \text{ cm}^{-2}$  vorhanden ist. Für lange Kantenemitter überwiegen die Absorptionsverluste.



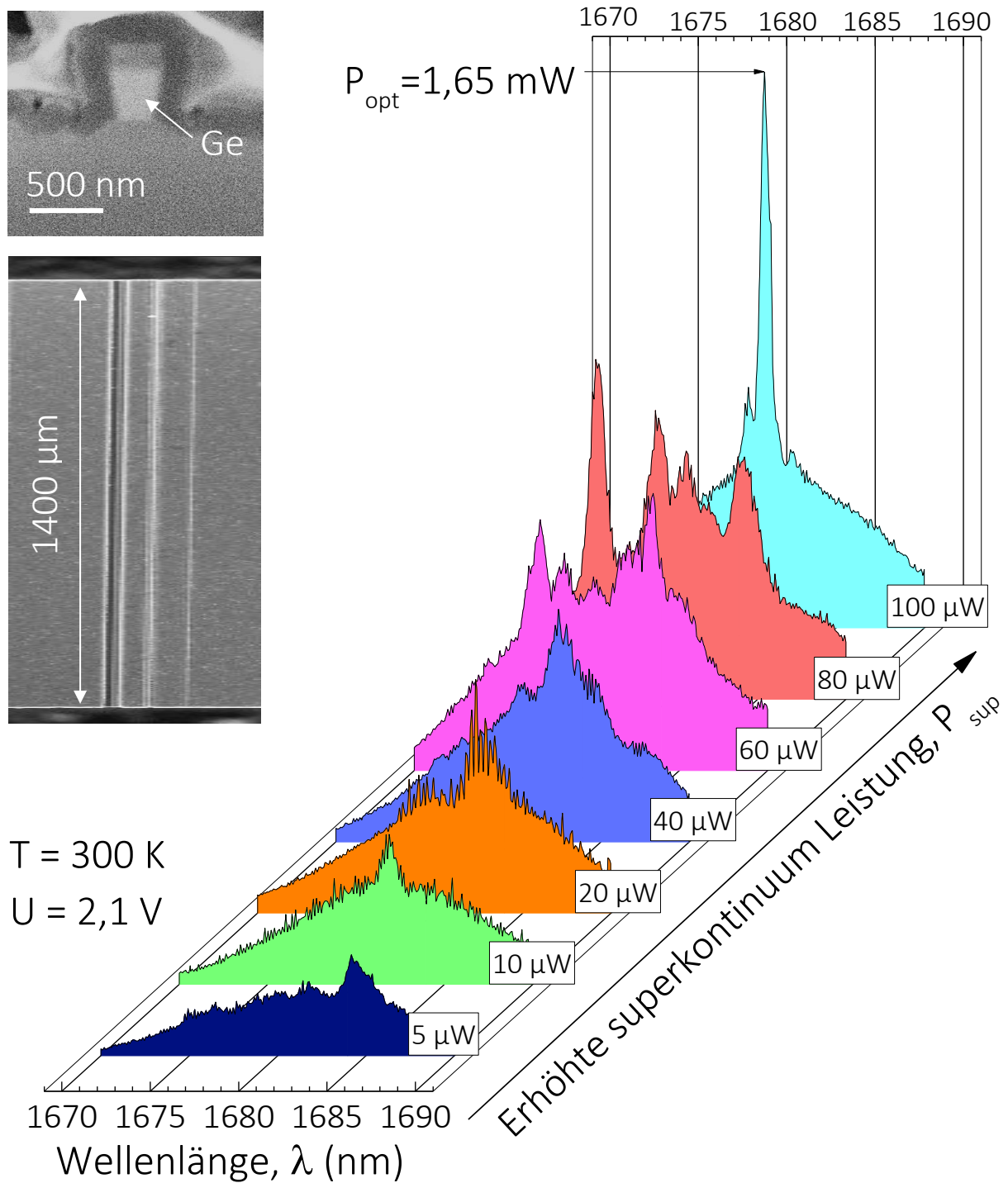


Unter Zuhilfenahme des superkontinuum Lasers (Versuchsaufbau wie in Kapitel 6.1) sollen nun die Absorptionsverluste kompensiert werden. Da es sich bei dem superkontinuum Laser um eine nur schwach kohärente Lichtquelle handelt, wird das Material nicht optisch gepumpt, sondern die optische Dichte im Wellenleiter auf ein Mindestmaß angehoben. Die hohe freie-Ladungsträgerabsorption in Ge, vor allem durch die indirekte Bandkante, wird so kompensiert. In Abb. 7.2.3 ist dieses Experiment angeführt <sup>[59]</sup>. Es zeigt sich, dass unter einer Spannung  $U > 1,5 \text{ V}$  die in Abb. 5.4.3 für Besetzungsinversion sorgen kann, erste Fabry-Perot Resonanzen sichtbar werden. Der Modenabstand  $\Delta\lambda = 0,378 \text{ nm}$  passt zu einer  $920 \text{ }\mu\text{m}$  langen Kavität (Herstellungstoleranzen beim Sägen der Kantenemitter  $\pm 50 \text{ }\mu\text{m}$ ). Das gesamte System wird kontinuierlich betrieben (Dauerstrichbetrieb, CW), die Erwartungshaltung für Lasing liegt aber allenfalls im kurzen Pulsbetrieb (keine Aufrechterhaltung der Besetzungsinversion bisher möglich im Zener-Emitter).

Daher ist die Beobachtung von kurzzeitiger stimulierter Emission in einzelnen Fabry-Perot-Moden ein Indiz für Lasing. Nach Abgabe des Laserpulses sackt die Intensität des Systems abrupt ab (Abb. 7.2.3 blaue Kennlinie). Im System ist keine Besetzungsinversion mehr vorhanden und der Kantenemitter absorbiert die eingehende superkontinuum-Strahlung. Dasselbe Experiment ist in Abb. 7.2.4 für steigende superkontinuum Intensität durchgeführt. Es zeigt sich, dass für Leistungen im Bereich  $P_{\text{sup}} = 100 \text{ }\mu\text{W}$  der gesamte abgeschätzte Gain im Medium ( $g = 100 \text{ cm}^{-2}$ ) über eine Mode abfällt und der Kantenemitter emittiert einen kurzen Laserpuls hoher Intensität. Auch hier fällt die Gesamtintensität nach dem Laserpuls stark ab. Durch die geringe Breite des Kantenemitters ist es hier möglich, die Besetzungsinversion mehr in die Mitte des Bauelementes zu zentrieren. Auch wenn die Lasermode durch die offenen Störstellen an der Kantenemitterseitenwand stark gedämpft



**Abb. 7.2.3 | Kantenemitter unter Spannung und superkontinuum Injektion.** Lasing Momentaufnahme im 1 mm langen und 1.6  $\mu\text{m}$  breiten Kantenemitter unter  $T = 300$  K. Bei gleichbleibender optischer Injektion durch die superkontinuum Quelle zeigt sich für einen Spannungsanstieg am Kantenemitter zuerst Fabry-Perot Feedback durch den Resonator und bei weiterem Anstieg der Spannung kurzzeitige stimulierte Emission für einzelne Fabry-Perot Moden. Da kein CW-Laserbetrieb im Zener-Emitter möglich ist, entsprechen kurze Laserpulse der Erwartung. Der Abstand der Moden passt derweil zu einer Kavität mit  $l = 920$   $\mu\text{m}$  Länge. Im Experiment zeigt sich, dass nach der Beobachtung des Laserpulses die Gesamtintensität zurück auf ein Level unterhalb des Input Signales fällt. Es vergeht ein gewisser Zeitraum bis wieder Fabry-Perot Moden sichtbar werden und das System erneut in Besetzungsinversion geht.

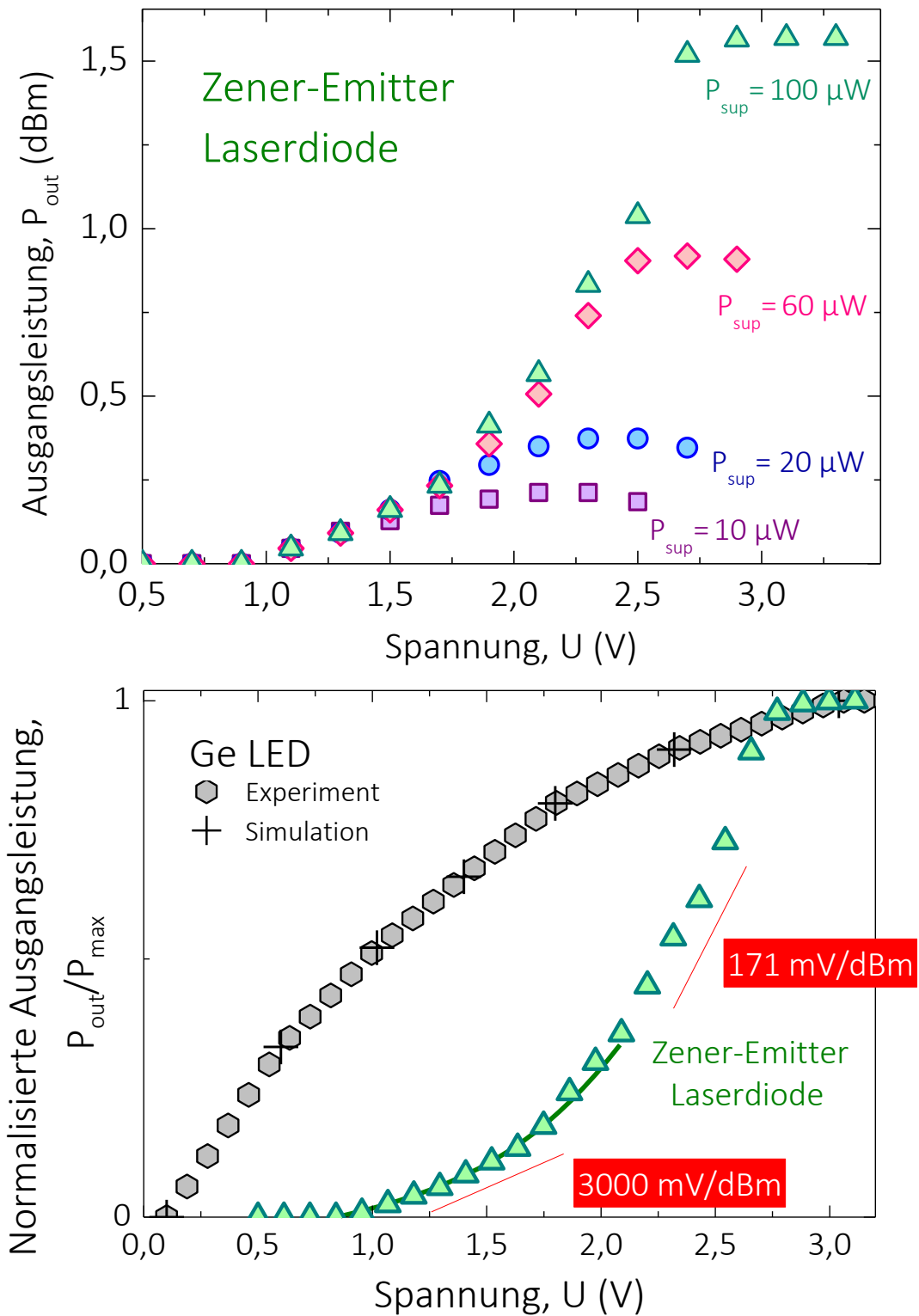


**Abb. 7.2.4 | Kantenemitter mit variabler superkontinuum Injektion  $P_{sup}$  – Lasing Momentaufnahme im 1400 mm langen und 0,6 μm breiten Kantenemitter unter  $T = 300 \text{ K}$ .** Bei gleichbleibender Spannung und steigender superkontinuum Injektion zeigt sich eine stetige Erhöhung der Ausgangsleistung. Bereits bei 20 μW sind Fabry-Perot-Moden hoher Finesse sichtbar. Stimulierte Emission beginnt über einige

naheliegende Fabry-Perot Moden und für 100  $\mu\text{W}$  schwingt die erste fundamental Mode an. Der gesamte Gain im Medium ( $g \sim 100 \text{ cm}^{-2}$ ) entlädt sich im Bereich  $\lambda = 1678 \text{ nm}$  ( $\Delta\lambda = 0,82 \text{ nm}$ )

wird, ist der Überlapp der optischen Mode und der Besetzungsinversion deutlich erhöht (Abb. 5.1.6).

Um die Funktion des Zener-Emitters als Lichtquelle zu qualifizieren, soll nun die Transferfunktion ermittelt werden. Für den Betrieb als Laserdiode zeigt sich in Abb. 7.2.5 die Ausgangsleistung als Funktion der Spannung. Für erhöhte superkontinuum Leistung erhöht sich zwar die Gesamtleistung, der Verlauf des Leistungsanstieges kann so aber nicht beeinflusst werden. Diese Tatsache verrät viel über die fundamentale Physik des Bauelementes. Da die Absorptionsverluste im Bauelement für  $P_{\text{sup}} = 100 \mu\text{W}$  fast vollständig kompensiert werden zeigt sich die Energieeffizienz des Lichtgenerationsmechanismus. Für den indirekten Halbleiterlaser ist dabei kein klarer Schwellwert sichtbar. Die optische Leistung steigt für  $U = 0 \text{ V}$  flach an, ein Zeichen dafür, dass nur ein Bruchteil der Elektronen kohärent rekombiniert und die Lichtgeneration von spontaner stimulierter Emission dominiert wird. Hier sind auch Band-zu-Band-Interaktionen mit dem indirekten Leitungsband denkbar. Der lasertypische Lawineneffekt und die eigentliche voll stimulierte Emission setzt erst bei circa 2 V ein. Für annehmbares Schaltverhalten mit der Zener-Emitter-Laserdiode (171 mV/dBm), wären also 2 V Vorspannung nötig (Abb. 7.2.5 unten).



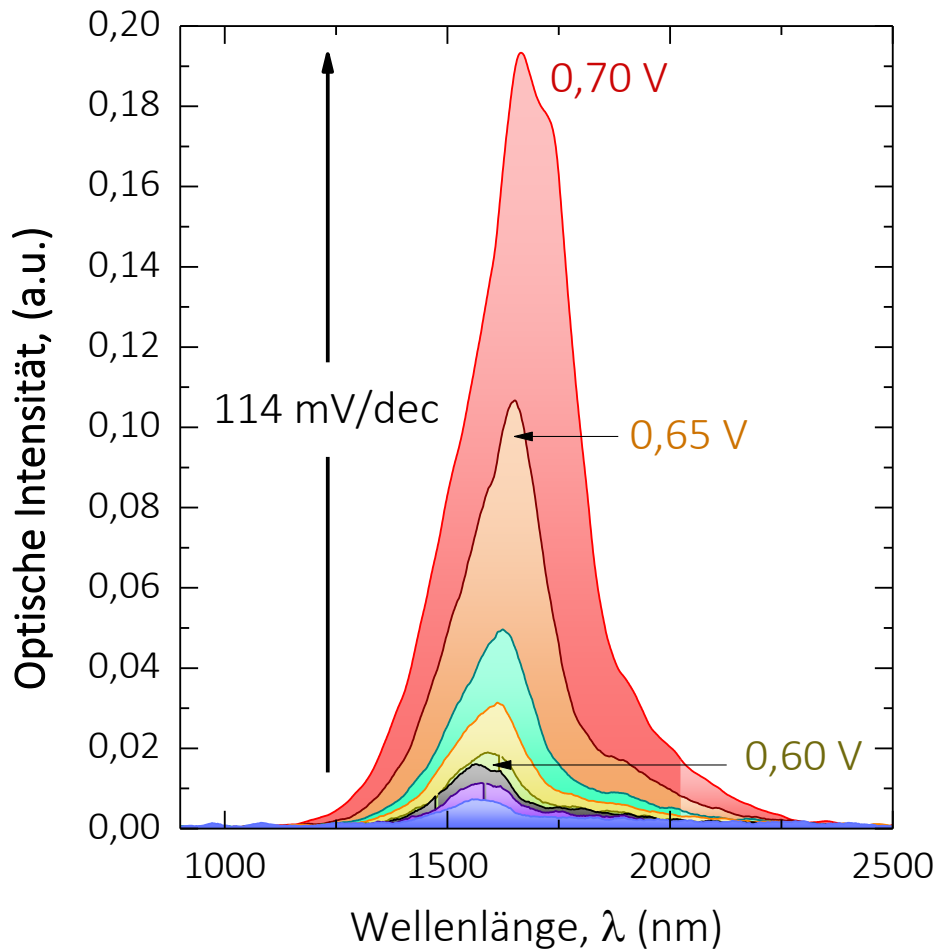
**Abb. 7.2.5 | Transferfunktion  $V/P_{opt}$  der Zener-Emitter Laserdiode bei  $T = 300 \text{ K}$ .** Die Kompensation der Absorptionsverluste durch  $P_{sup}$  entscheiden wieviel Ausgangsleistung der Zener-Emitter liefert. Der Verlauf der Ausgangsleistung ist dabei für kleine Spannungen sehr flach ( $3000 \text{ mV/dBm}$ ), für höhere Leistungen etwas steiler ( $171 \text{ mV/dBm}$ ).

### 7.3. Die spontane Lichtquelle – die LED

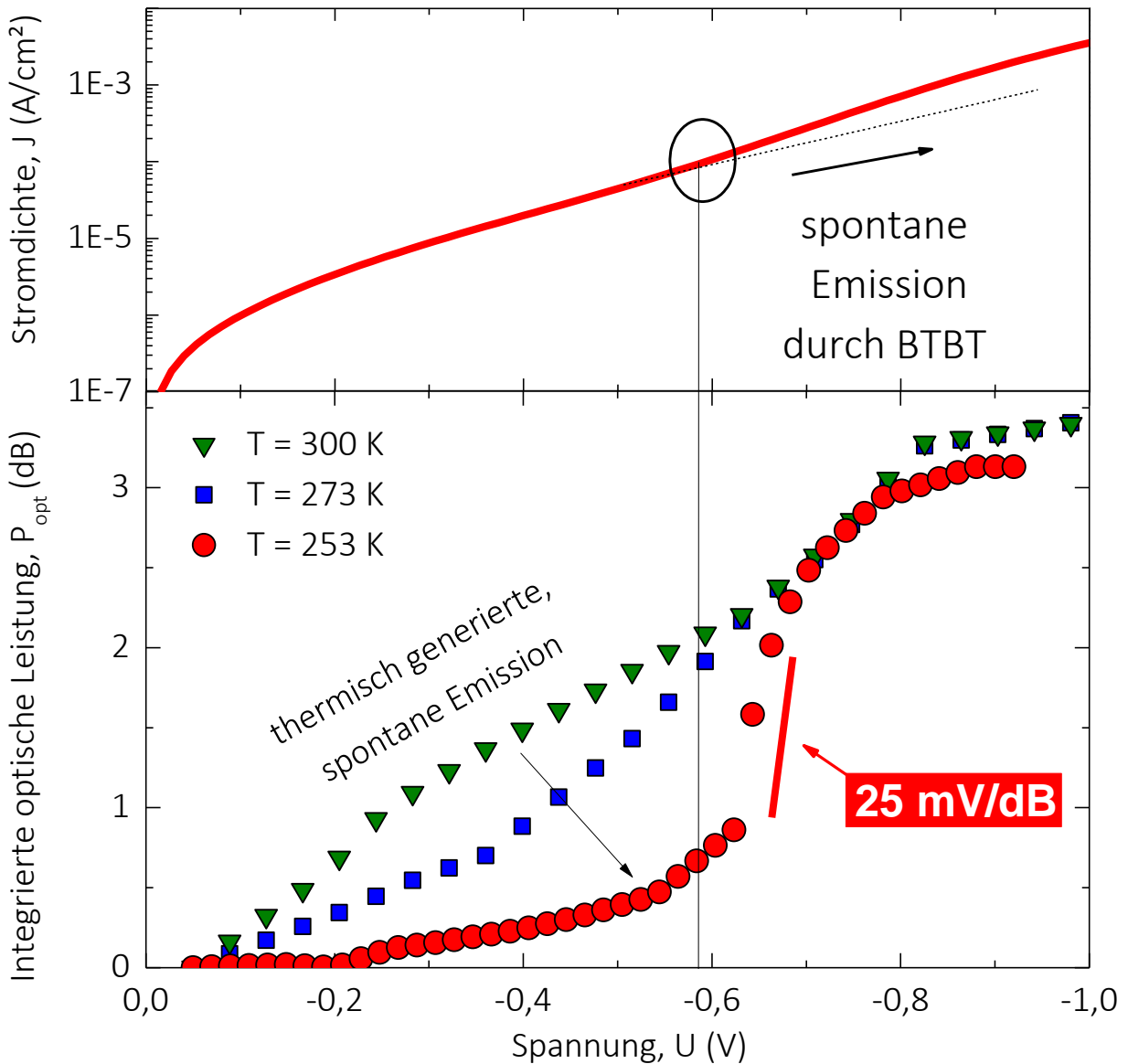
Der Zener-Emitter Injektionsmechanismus ermöglicht also prinzipiell stimulierte Emission im indirekten Halbleiter Ge. Zu den generellen Nachteilen einer Laserdiode wie hoher Platzbedarf für den Resonator kommt beim Zener-Emitter aber eine hohe Vorspannung noch hinzu. Die stimulierte Emission lässt sich nicht zeitnah ein- und ausschalten, sondern das Bauelement reagiert träge auf das Einprägen einer Signalspannung. Die geringe Lebensdauer der angeregten Ladungsträger wirkt sich also negativ auf die Dynamik der Laserdiode aus. Wie in Abb. 7.2.5 unten dargestellt ist der in Tab. 7.1 erwähnte Nachteil in einer LED, die lange Lebensdauer und damit die langwierige, elektro-optische Konversion, für ein indirektes Halbleitermaterial nicht gültig. Eine gewöhnliche Ge-LED reagiert sofort auf eine geringe Spannungsänderung und generiert Licht. Die Diffusion über den p-n-Übergang bzw. die thermische Anregung von Ladungsträgern ins direkte Leitungsband ist hierbei die limitierende Größe. In einer Ge-Zener-Emitter LED jedoch, erfolgt die ständige Bevölkerung der Leitungsbandes mit Elektronen über den Tunnelübergang. Betrachtet man die breitbandige, spontane Emission einer Zener-Emitter-LED (Abb. 7.3.1) so zeigt sich bis circa  $U = 0,6 \text{ V}$  keine nennenswerte Steigerung der Lumineszenz. Mit dem Einsetzen des direkten BTBT (siehe dazu Abb. 7.3.2) zeigt sich jedoch ein rapider Anstieg. Die Steigerung beträgt von  $U = 0,6 \text{ V}$  bis  $U = 0,7 \text{ V}$  fast eine Größenordnung ( $114 \text{ mV/dec}$ ). Das für eine LED völlig untypische Verhalten kann durch die Verschaltung des Zener-Emitters erklärt werden. So ist die Elektronen Quelle, der Emitter, mit der Masse verbunden. Es bietet sich daher ein nahezu unerschöpfliches Reservoir für Elektronen. Wenn der Tunnelübergang gegenüber dem direkten Leitungsband geöffnet wird können die Ladungsträger übergehen. Da der Zener-Emitter sich nicht in Besetzungsinversion befindet und Löcher im



Valenzband vorhanden sind, die über die in Vorwärtsrichtung betriebene p-i-n-Diode gedriftet sind, findet strahlende Rekombination statt. Da die Lebensdauer der Elektronen sehr gering ist, ist dieser Übergang sehr energieeffizient.



**Abb. 7.3.1 | Die Zener-Emitter-LED mit 114 mV/dec bei  $T = 253\text{K}$  – Zener-Emitter mit Radius  $40\ \mu\text{m}$ .**  
Rapider Anstieg in der breitbandigen, spontanen Emission sobald in der TD direktes BTBT einsetzt.



**Abb. 7.3.2 | Die Zener-Emitter LED bei verschiedenen Temperaturen – Zener-Emitter mit Radius 40  $\mu$ m.**

Oben ist die Strom-Spannungskennlinie des Zener-Emitters bei  $T = 253$  K dargestellt. Im Vorwärtsbereich wird das Einsetzen des direkten BTBT bei  $U = 0,596$  V sichtbar. Unten ist die integrierte optische Leistung als Funktion der Spannung dargestellt. Für tiefe Temperaturen nimmt die durch thermische Streuung induzierte spontane Emission ab. Ab circa  $U = 0,61$  V zeigt sich jedoch ein steiler Anstieg in der Intensität mit 25 mV/dB, da Elektronen das direkte Leitungsband bevölkern.



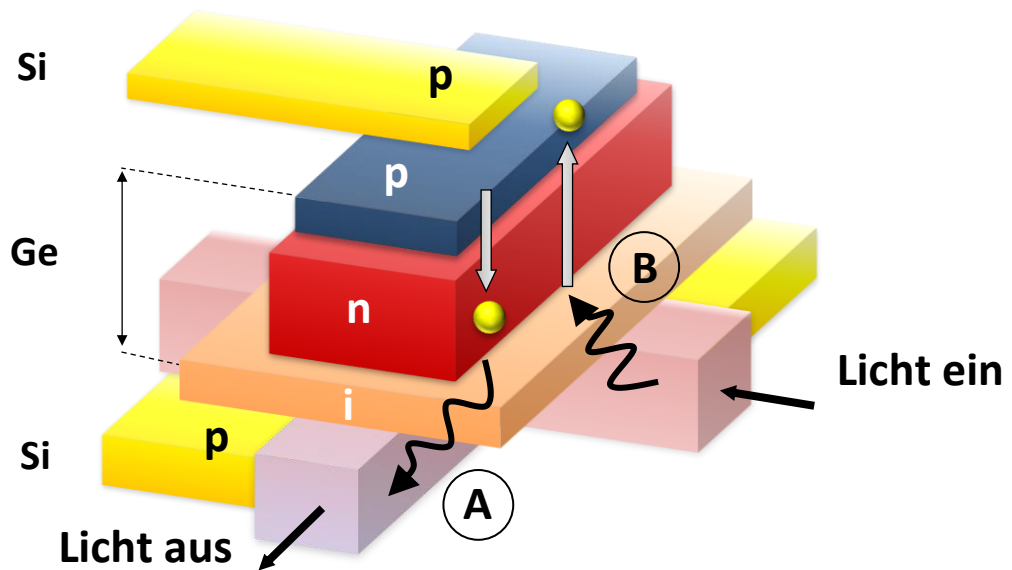


#### 7.4. Abschätzung der Energieeffizienz und Schaltgeschwindigkeit

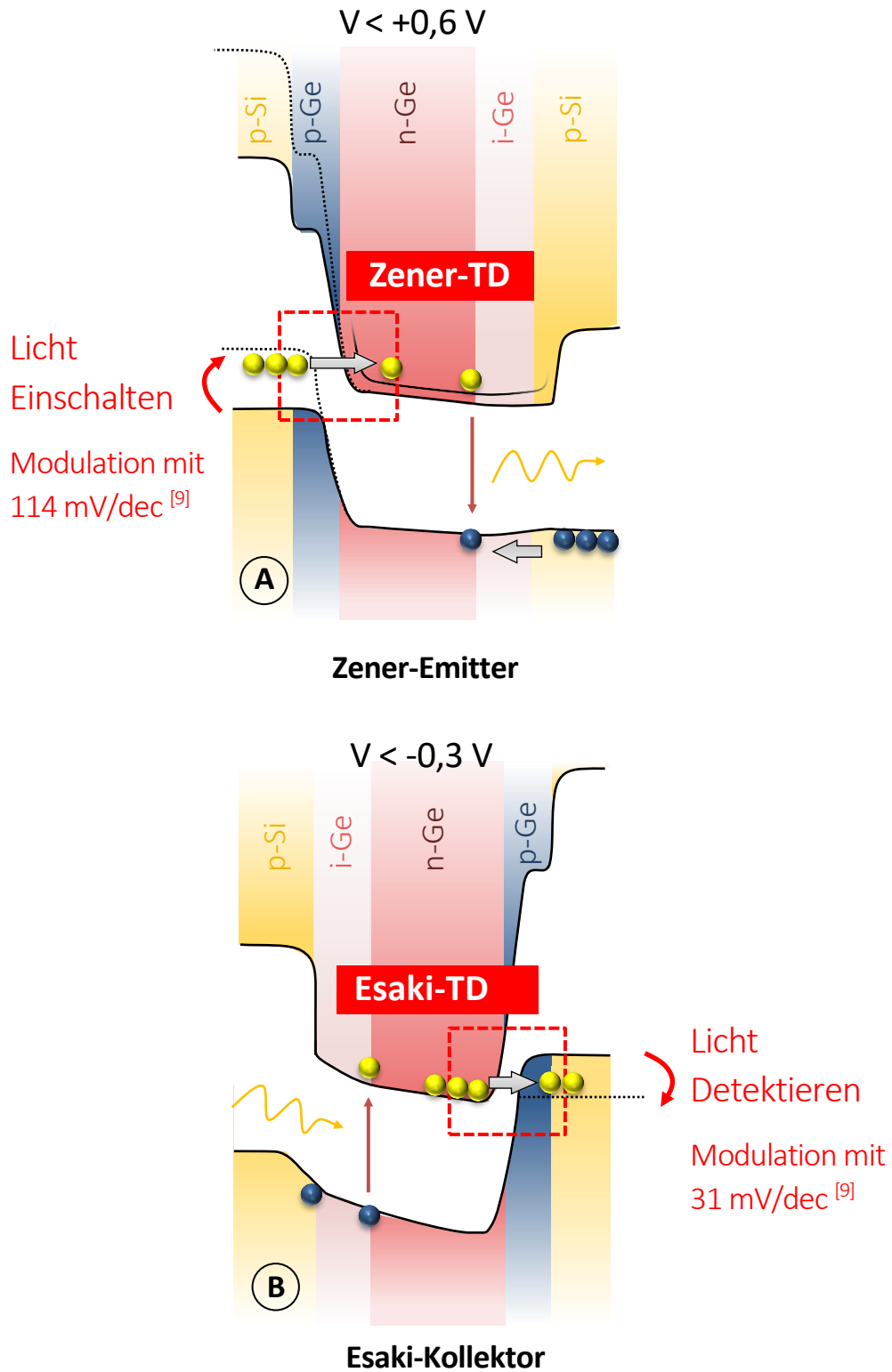
Um die Geschwindigkeit einer Photodiode zu messen wird die  $f = 3$  dB Grenzfrequenz als Richtlinie verwendet. Für den idealen Fall einer verlustlosen Übertragung wären also  $\Delta U = 75$  mV an der Zener-Emitter LED für die  $f = 3$  dB Signaländerung in der Photodiode nötig. In Joule per Bit gerechnet ( $100$  mV  $\sim 1$  fJ)<sup>[4]</sup> und mit einer Samplingtiefe von 3 dB/Bit, könnte der Zener-Emitter also mit 75 atto Joule/Bit (aJ/bit)<sup>[269]</sup> optisch Daten übertragen. Mithilfe der Lebensdauer eines Elektrons im direkten Leitungsband aus Tab. 3.2.1 von  $\tau_{r,2} = 230$  fs, sind also theoretische Bandbreiten eines solchen Bauelementes von  $f = 3,68 \times 10^{12}$  Hz = 3,68 THz möglich. Die Rechnung nimmt an, dass die Lebensdauer im direkten Leitungsband dabei die „langsamste“ Größe darstellt und der Tunnelübergang schneller Ladungsträger bereitstellt. Des Weiteren wird angenommen, dass  $10^5$  Elektronen-Loch Paare nötig sind um ein Bit zu übertragen.

Zu klären bleibt die Anforderung an die Dispersionsfestigkeit, die Modenverteilung und die Leistung die nötig ist, damit ein „realer“ Detektor das Ausgangssignal der Zener-Emitter LED in Echtzeit detektieren kann. Der Zener-Emitter bietet dabei im Rückwärtsbereich auch die Möglichkeit, das Bauelement als Photodetektor zu betreiben (Esaki-Kollektor)<sup>[11]</sup>. Mit Hilfe des Tunnelübergangs kann so auch auf Empfängerseite der Tunnelstrom moduliert werden. Es stellt sich heraus, dass die Modulationsfähigkeit im Esaki Tunnelbereich sogar mit 31mV/dec möglich ist und damit auch Empfängerseitig im fJ/bit Bereich moduliert werden kann. Das gleiche Bauelement kann so als Lichtquelle und Detektor dienen und erlaub daher maximale Integration. So könnten zwei Zener-Emitter gekoppelt, einer in Vorwärts- einer in Rückwärtsrichtung betrieben, zusammen genutzt werden. In

Vorwärtsrichtung wird Licht generiert, in Rückwärtsrichtung absorbierte Elektronen über den Esaki Tunnelübergang abgesaugt (Esaki-Kollektor). Da beide Mechanismen schnell ablaufen und über kleine Spannungen an den TDs moduliert werden können, lässt sich so ein schneller Lichtemitter und ein schneller Photodetektor, mit ein und demselben Bauelement, realisieren (siehe Abb. 7.4.1 und Abb. 7.4.2) <sup>[11]</sup>.



**Abb. 7.4.1 | Zener-Emitter und Esaki-Kollektor in einem Bauelement.** Detektion eines eingegangenen Lichtsignals unter Rückwärtsspannung, Generation eines Lichtsignals unter Vorwärtsspannung.



**Abb. 7.4.2 | Bandstruktur von Zener-Emitter und Esaki-Kollektor.** Für den Esaki-Kollektor konnte in <sup>[11]</sup> eine Modulation unterhalb der Boltzmannspannung mit 31 mV/dec festgestellt werden.

### 7.5. Kompendium und Ausblick

Die Abschätzende Rechnung zeigt, dass die Physik des Zener-Emitters neue Anwendungsfelder für das indirekte Halbleitermaterial Ge erschließt. Die Natur der energetisch nahen indirekten und direkten Leitungsbandkante, ermöglicht neuartige elektro-optische Bauelemente. Der nahezu „unmessbar“ schnelle Tunnelübergang und dessen „Tuning“ über Dotierung ermöglicht dabei ein anreichern von Ladungsträgern im direkten Leitungsband. Auch wenn der Zustand nur von extrem kurzer Dauer ist, reicht doch die Zeit, um Besetzungsinversion, optische Verstärkung und elektrisch getriebene stimulierte Lichtemission in Ge zu ermöglichen. Das Terahertzregime das sonst den rein elektrischen Tunneleffektbauelementen vorbehalten ist <sup>[160]-[163]</sup>, kann so auch von einer quasi femto-sekunden-Puls Ge-Zener-Emitter-LED auf Si-basis realisiert werden. Die Kombination des Tunnelübergangs mit einer schnellen Leuchtdiode eröffnet die Möglichkeiten der Terahertz Datenübertragung <sup>[270]-[273]</sup>. Für die direkte Modulation der Lichtquelle sind dabei weniger als 1 fJ/bit nötig. Die Konfiguration des Zener-Emitters mit dem Esaki-Kollektor (siehe Abb. 7.4.1 und Abb. 7.4.2) macht zudem die Nutzung des Bauelementes als Photodetektor möglich <sup>[11]</sup>.

Der eigentliche Gewinn der Bauelementtechnologie liegt aber in ihrer Möglichkeit der Integration. Für den klar definierten Anwendungsfall der voll-integrierten, mikroskopischen Photonik auf Si gelten andere Regeln. Ein solches photonisches Netzwerk kann nur dann erfolgreich sein wenn es einen signifikanten Vorteil zu bestehender Technologie bietet. Schnelle und effiziente Datenübermittlung (5G Technologie für den Si-Chip), neue Möglichkeiten der Arithmetik (Quantum-Computation) oder schlicht neue, bisher ungeahnte Anwendungsfelder.



## A. Anhang

### 1.1. Probenkompendium

#### Variation der n-Typ Dotierung

Alle Proben auf 4 Zoll p<sup>-</sup> (1000 Ωcm) Substrat.

Zugverspannung in der optisch aktiven, 300 nm dicken Ge:Sb Schicht 0.16 %.

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Temperatur (°C)
Si	50	-	600
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	810
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750
Ge:B	300	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750
Ge:Sb	300	<i>Variation</i>	160
Ge:Sb	100	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	300
Si:Sb	100	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	400

Proben	Ge:Sb <i>Variation</i>	Probennamen (IHT)
<i>Sample 1</i>	N <sub>D</sub> < 5×10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup>	A3390
<i>Sample 2</i>	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	A3391
<i>Sample 3</i>	N <sub>D</sub> = 5×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	A3392
<i>Sample 4</i>	N <sub>D</sub> = 8×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	A3393
<i>Sample 5</i>	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3394
<i>Sample 6</i>	N <sub>D</sub> = 1,5×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3395
<i>Sample 7</i>	N <sub>D</sub> = 2×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3396
<i>Sample 8</i>	N <sub>D</sub> = 3×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3397
<i>Sample 9</i>	N <sub>D</sub> = 4×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3398
<i>Sample 10</i>	N <sub>D</sub> = 7×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	A3399

## Anhänge

A:

### Variation der Zugverspannung mittels GeSn virtuellen Substraten und unterschiedlich dicken Ge:Sb Schichten.

Alle Proben auf 4 Zoll p<sup>-</sup> (1000 Ωcm) Substrat.

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Temperatur (°C)
Si	50	-	600
Ge:B	100	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	810
Ge:B	300	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750
GeSn <i>Variation</i>	300	intrinsisch	330
Ge:Sb	<i>Variation</i>	N <sub>D</sub> = 3×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>	160
Si:Sb	100	N <sub>D</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	400

Proben	Schichtdicke Ge:Sb und Sn Gehalt in GeSn	Probennamen (IHT)	a <sub>par, RSM*</sub>	a <sub>par, IP**</sub>	ε <sub>par IP</sub>
<i>Sample 11</i>	100 nm (0% Sn)	A3592	5.6627 Å	5.662 Å	0.0008
<i>Sample 12</i>	200 nm (5% Sn)	A3591	5.6741 Å	5.673 Å	0.0027
<i>Sample 13</i>	50 nm (5% Sn)	A3590	5.6737 Å	5.677 Å	0.0035
<i>Sample 14</i>	100 nm (5% Sn)	A3589	5.677 Å	5.677 Å	0.0035
<i>Sample 15</i>	100 nm (5% Sn)	A3588	-	-	-

\*RSM – in-plane reciprocal space mapping; \*\*IP – in-plane x-ray spectroscopy

### Variation der Zugverspannung mittels Sn-Gehalt in GeSn Schichten und unterschiedlichen Wachstumstemperaturen der Ge:Sb Schicht.

Alle Proben auf 4 Zoll p<sup>-</sup> (1000 Ωcm) Substrat.

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Temperatur (°C)
Si	50	-	600
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	810
Ge:B	50	N <sub>A</sub> = 1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	330
		-	750



Ge:B	300	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330 750
Ge:Sb	300	$N_D = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	Variation
Si:Sb	100	$N_D = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	400

Proben	Temperatur (°C)	Probennamen (IHT)
<i>Sample 16</i>	160	A3415
<i>Sample 17</i>	170	A3416
<i>Sample 18</i>	180	A3417
<i>Sample 19</i>	190	A3418

### Ge Zener-Emitter Schichtsequenz – Sample 20

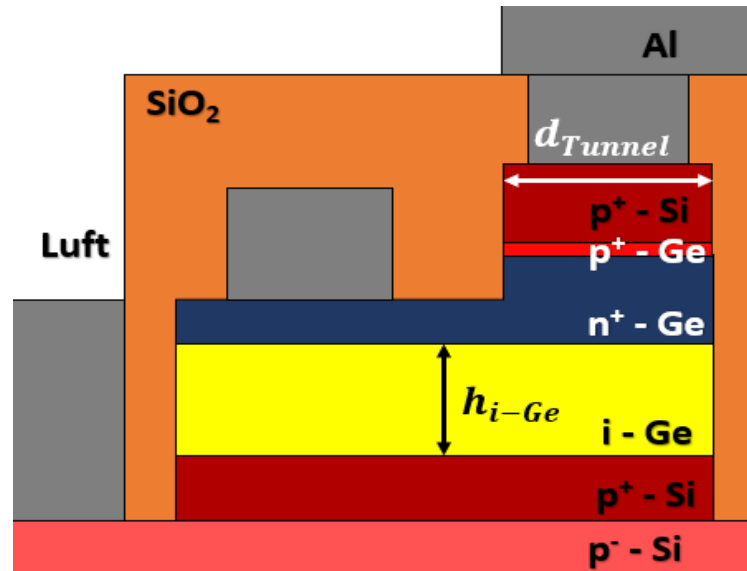
Alle Proben auf 4 Zoll p<sup>-</sup> (1000 Ωcm) Substrat, Probenindex IHT A4387.

Layer	Nominelle Dicke (nm)	Nominelle Dotierung (cm <sup>-3</sup> )	Temperatur (°C)
Si	50	-	600
Si:B	500	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330
Ge	100	-	330 750
Ge:Sb	200	$N_D = 7,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	160 → 330
Ge:B	50	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330
Si:B	200	$N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	330

\*In der Ge:Sb Schicht stellt sich ein gradueller Dotierungsverlauf ein, auf circa  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  am Übergang zum Ge:B.

## 1.2. Simulationsparamter

Modell für optische Simulationen mit Lumerical <sup>[248]</sup>.



$\epsilon_0$ ... Dielektrizitätskonstante

$c$ ... Lichtgeschwindigkeit

$A_{(\infty)}$ ... (unendliche) Fläche

$n_r$ ... Brechungsindex

$E$ ... elektrische Feldstärke

$P_z$ ... Leistung

$\omega$ ... Kreisfrequenz

$\alpha$ ... Absorptionskoeffizient

Confinement Factor

$$\Gamma = \frac{\epsilon_0 \cdot c}{4} \cdot \frac{\int_A n_r(r) \cdot E^2(r) \cdot dr}{\int_{A_\infty} P_z(r) \cdot dr}$$

Optische Verluste:

$$modeLossOV = \frac{\omega}{4} \cdot \frac{\int_{A_\infty} n_r(r) \cdot \alpha(r) \cdot E^2(r) \cdot dr}{\int_{A_\infty} P_z(r) \cdot dr}$$





## Abkürzungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Abkürzungen, chemischen Symbole, chemischen Summenformeln und Notationen für die Benennung von Halbleiterkristallen verwendet:

<b>III-V</b>	Verbindungshalbleiter der III- und V-Hauptgruppe.
<b>Al</b>	Aluminium
<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	Aluminiumdioxid
<b>AlAs</b>	Alluminium-Arsenid
<b>AlGaAs</b>	Alluminium-Gallium-Arsenid
<b>ArF</b>	Argon-Flurid
<b>B</b>	Bor
<b>BEOL</b>	Back End of Line – Herstellung der elektrischen Anschlussstrukturen und Metallisierung der Chips.
<b>BGN</b>	Band Gap Narrowing – Durch Dotierung induzierte Verkleinerung der Bandlücke.
<b>BTBT</b>	Band to Band Tunneling – das Band zu Band tunneln.
<b>C</b>	Kohlenstoff
<b>CDR</b>	Cycle Data Recovery
<b>CH<sub>4</sub></b>	Methan
<b>CMOS</b>	Complementary Metal Oxide Semiconductor – Logik- und Bauelementfamilie aus komplementären Metal Halbleiter Oxid Transistoren.
<b>Co</b>	Kobalt
<b>CMP</b>	Chemical Mechanical Polishing – Chemisch mechanisches Polieren
<b>CVD</b>	Chemical Vapour Deposition

## Abkürzungsverzeichnis

---

<b>CW</b>	Continous Wave – Dauerstrichbetrieb bzw. kontinuierlich mit Strom Betrieben.
<b>DFB</b>	Bistributed feedback laser– Kantenemitterlaser mit periodischer Struktur zur Modenstabilisierung.
<b>EL</b>	Elektrolumineszenz
<b>EUV</b>	Extreme ultraviolet – Röntgenstrahlolithographie, mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 13,7$ nm.
<b>FEOL</b>	Fronnd End of Line – Die Herstellung der aktiven Bauelementstrukturen mit erster Vorbereitung für die elektrischen Anschlüsse.
<b>FIR</b>	Ferninfrarotes Licht
<b>FKE</b>	Franz-Keldysh Effekt
<b>GaAs</b>	Gallium-Arsenid
<b>GaAsP</b>	Gallium-Arsenid-Phosphid
<b>Gate</b>	Gateanschluss eines Transistors, verantwortlich für das Öffnen und Schließen des Logikbauelementes. Hier im Zusammenhang verwendet als die Steuerleitung des Transistors.
<b>GaP</b>	Gallium-Phosphid
<b>GaN</b>	Gallium-Nitrid
<b>Ge</b>	Germanium
<b>Ge:B</b>	Bor-dotierter Germanium-Halbleiterkristall (Die Bor-Konzentration $c_B$ liegt im Bereich $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_B < 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ).
<b>Ge:Sb</b>	Antimon-dotierter Germanium-Halbleiterkristall (Die Antimon-Konzentration $c_{Sb}$ liegt im Bereich $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_{Sb} < 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ).
<b>GeSn</b>	Germanium-Zinn (Gemeint ist ein $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ -Legierungshalbleiterkristall mit $0 < x < 1$ ).
<b>High-k</b>	Materialien mit hoher Dielektrizitätskonstante zur Unterstützung der Ausbreitung elektrischer Felder.



<b>IO</b>	englisch für Eingangs- und Ausgangsschnittstellen eines elektronischen Schaltkreises.
<b>IEDM</b>	International Electron Device Meeting – Jährliche Konferenz in San Francisco, bedeutendstes Treffen der Si Halbleiterindustrie.
<b>i-Ge</b>	Undotierter bzw. intrinsischer Germanium Halbleiterkristall, die Hintergrunddotierung beträgt in der vorliegenden Arbeit circa $N_A = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $N_A = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .
<b>InAs</b>	Indium-Arsenid
<b>InGaAs</b>	Indium-Gallium-Arsen
<b>InGaAsP</b>	Indium-Gallium-Arsen-Phosphid
<b>In-plane</b>	In einer Ebene, hier im Zusammenhang verwendet als auf gleicher Höhe auf dem Trägersubstrat.
<b>InP</b>	Indium-Phosphid
<b>LA</b>	Longitudinale akustische Phononen
<b>LED</b>	Light Emitting Diode – Leuchtdiode
<b>LB</b>	Leitungsbandkante
<b>LO</b>	Longitudinale optische Phononen
<b>Low-k</b>	Materialien mit kleiner Dielektrizitätskonstante zur Abschirmung elektrischer Felder
<b>KBr</b>	Kaliumbromid
<b>MBE</b>	Molecular Beam Epitaxy – Molekularstrahlepitaxie
<b>MIT</b>	Massachusetts Institute of Technology
<b>NDR</b>	Negative Differential Resistance – Negativ differentieller Widerstand im Vorwärtsbereich einer Tunneliode
<b>NIR</b>	Nahinfrarotes Licht
<b>n-Ge</b>	n-Typ dotierter Germanium Halbleiterkristall
<b>off-Chip</b>	Von der Halbleiterebene weg

## Abkürzungsverzeichnis

---

<b>on-chip</b>	Zum Halbleiterebene hin
<b>OH</b>	Hydroxygruppe
<b>P</b>	Phosphor
<b>p-Ge</b>	p-Typ dotierter Germanium Halbleiterkristall
<b>Photonik</b>	Optische Nachrichtentechnik auf Basis photonischer Komponenten
<b>PL</b>	Photolumineszenz
<b>Sb</b>	Antimon
<b>Si</b>	Silizium
<b>SiO<sub>2</sub></b>	
<b>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></b>	Siliziumnitrid
<b>Si:B</b>	Bor-dotierter Silizium-Halbleiterkristall (Die Bor-Konzentration $c_B$ liegt im Bereich $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_B < 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .)
<b>Si:Sb</b>	Antimon-dotierter Silizium-Halbleiterkristall (Die Antimon-Konzentration $c_{Sb}$ liegt im Bereich $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_{Sb} < 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .)
<b>SiGe</b>	Silizium-Germanium (Gemeint ist ein $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungshalbleiterkristall mit $0 < x < 1$ .)
<b>SiGeSn</b>	Silizium-Germanium-Zinn (Gemeint ist ein $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{Sn}_y$ -Legierungshalbleiterkristall mit $0 < x, y < 1$ und $x + y < 1$ .)
<b>SiH<sub>4</sub></b>	Silan
<b>SIT</b>	Static Induction Transistor
<b>TA</b>	Transversal akustische Phononen
<b>TD</b>	Tunneldiode
<b>TFET</b>	Tunneling Field Effect Transistor – Durch einen Tunnelstrom gesteuerter Feldeffekt Transistor.
<b>TO</b>	Transversal optische Phononen
<b>TUNNETT</b>	Tunnel Injection Transit Time Negative Resistance – Spezielle Bauform einer Tunneldiode.



<b>RTD</b>	Resonant Tunneling Diode – Resonante Tunneldiode.
<b>Ru</b>	Ruthenium
<b>RuCu</b>	Ruthenium Kupfer Legierung
<b>UV</b>	Ultraviolettes Licht
<b>QD</b>	Quantum Dots – Quantenpunkte in denen genau ein Energielevel zur Lichtgeneration existiert.
<b>QSCE</b>	Quantum-Confined Stark Effekt
<b>QW</b>	Quantum Wells – Dünne Quantenfilme in denen mehrere Energielevel zur Lichtgeneration verwendet werden.
<b>VCSEL</b>	Vertical Cavity Surface Emitting Laser – Vertikaler Halbleiterlaser
<b>VIA</b>	Durchkontaktierung zwischen den Metallbahnen und den Transistoren, englisch vertical interconnect access
<b>VB</b>	Valenzbandkante
<b>WKB</b>	Wentzel-Kramers-Brillouin Näherung
<b>Zener-Emitter</b>	Bauelement indem die Emission von Elektronen durch eine Zener Tunneldiode getrieben wird. Die Namensanalogie ist hier dem Emitter in einem Heterobipolar Transistor nachempfunden.





## Symbole und Variablen

Konstante	Beschreibung	Einheit
A	Erster Kane Parameter	$\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$
B	Zweiter Kane Parameter	$\text{M}\cdot\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$
C	Konduktanz des Tunnelübergangs	S/cm
$C_S$	Steigung der Konduktanz des Tunnelübergangs	mV/dec
$D_n$	Zustandsdichte im Leitungsband	$\text{cm}^{-3}$
$D_p$	Zustandsdichte im Valenzband	$\text{cm}^{-3}$
$D_J$	Tunnelzustandsdichte	$\text{cm}^{-3}$
$E_f$	Fermi Energie	eV
$E_G$	Bandlückenenergie	eV
$E_L$	Leitungsbandenergie	eV
$E_V$	Valenzbandenergie	eV
F	Elektrisches Feld	$\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$
f	Bandbreite bzw. Schaltfrequenz	Hz
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$
$g_{LB}$	Entartung des Leitungsbandes	-
$g_{VB}$	Entartung des Valenzbandes	-
G	Generationsrate	-
$LB_{ind}$	Indirekte Leitungsbandkante in Ge	eV
$LB_{dir}$	Direkte Leitungsbandkante in Ge	eV
$m^*$	Effektive Masse	$9,11 \times 10^{-31} \text{kg}$
$m_e$	Elektronenmasse	-
$m_r$	Reduzierte Tunnelmasse	-
$m_{lh}$	Masse der leichten Löcher	-
$m_L$	Longitudinale Elektronenmasse	-
$m_T$	Transversale Elektronenmasse	-
$N_{eff}$	Effektive Zustandsdichte	$\text{cm}^{-3}$
$N_A$	Akzeptor Dotierstoffkonzentration	$\text{cm}^{-3}$
$N_D$	Donator Dotierstoffkonzentration	$\text{cm}^{-3}$
$N^*$	Effektive Dotierstoffkonzentration	$\text{cm}^{2/3}$
n	Anzahl Ladungsträger	-
l	Längenelement	m
J	Stromdichte	$\text{A}/\text{cm}^2$
R	Widerstand	Ohm
T	Tunnelwahrscheinlichkeit	-
q	Elementarladung	eV

## Abkürzungsverzeichnis

---

U	Spannung	V
V <sub>dd</sub>	Versorgungsspannung eines Transistors	V
$\tau$	Zeitkonstante	s
$\epsilon$	Dielektrizitätskonstante	C·V <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup>
$\sigma$	Dämpfungsfaktor	dB/km
$\Delta P_{\text{opt}}$	Differenz der optischen Ausgangsleistung	dB
$\Delta U$ bzw. $\Delta V$	Spannungsdifferenz	mV





## Abbildungsverzeichnis

Abbildung	Titel	Seite
A	Deutsche Zusammenfassung	vii
B	Summary	Xii
1.1	Historische Entwicklung der Datenrate für die Off-Chip-Kommunikation.	24
1.2	Historische Entwicklung von Supercomputersystemen.	25
1.3	Roadmap der Si-Photonik.	33
1.4	Anwendungsspezifische Photonik.	35
1.5	Integration von Ge für die Si-Photonik.	39
1.6	Integration von Ge Photodetektoren in einen Si-CMOS-Prozess.	40
2.1	Auszug aus den Auger-Prozessen.	51
2.4.1	Lichtausbeute von Ge p-n Dioden als Funktion der Dotierung – Auszug aus Diplomarbeit.	55
2.4.2	Strahlende Rekombination in i-Ge und n-Ge.	55
2.4.3	Band-Gap Narrowing des indirekten und direkten Leitungsbandes in Ge.	56
2.5.1	SiGe/Ge-Heterostrukturen.	60
2.5.2	GeSn/SiGeSn-Heterostrukturen.	61
3.1.1	Heterostruktur nach H. KROEMER.	64
3.1.2	Injektion ins Leitungsband über ein Dreiniveausystem – Grundniveau L0, angeregter Zustand L1, Laserniveau L2.	65
3.1.3	Abhandlung des Heterostrukturkonzepts auf indirekte Halbleitermaterialien.	68
3.2.1	Elektroneninjektion im indirekten Halbleiter	70
3.2.2	Direkte Injektion im undotierten Halbleiter und genauere Betrachtung von Abb.3.2.1b.	70
3.2.3	Zeitlich hochauflösende Messung der Renormalisierung in intrinsischem Ge	71
3.3.1	Elektroneninjektion im n-Typ dotierten, indirekten Halbleiter.	74
3.5.1	Originalabbild nach – Attosekunden-spektroskopie mit Hilfe von Röntgenstrahlen.	80
4.1	Historischer Überblick über Ge-TD-Publikationen im letzten Jahrhundert	88
4.2.1	Epitaxiestruktur einer Ge-TD – Virtuelles Substrat und SiGe/Ge/Si-Schichtstapel.	89
4.2.2	Schematische Herstellungssequenz der Ge-TDs.	92

## Abbildungsverzeichnis

---

4.3.1	I/U-Kennlinie einer Esaki-TD ( <i>Sample 11</i> , $n^+p^+$ T = 300 K).	94
4.3.2	Schematische Bandübergänge einer Esaki-TD ( $n^+$ , $p^+$ )	95
4.3.3	I/U-Kennlinie einer Zener-TD ( <i>Sample 4</i> , $p^+n$ ; T = 300 K).	97
4.3.4	Schematische Bandübergänge einer Zener-TD ( $n$ , $p^+$ )	98
4.4.1	Schematischer Bandübergang mit Bandlückenvariation EG1, EG2.	94
4.4.2	Variation der Bandlücke durch Zugverspannung in Ge-Esaki-TDs.	102
4.4.3	Variation der Dotierstoffkonzentration $N_A = N_D$	104
4.4.4	Variation der Dotierstoffkonzentration $N_D$ , bei $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .	106
4.4.5	Variation der Dotierstoffkonzentration $N_D$ , bei $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	107
4.4.6	Bandgapnarrowing – Hohe Dotierung am $n^+p^+$ Übergang (Esaki-TD).	110
4.4.7	Defekt induziertes Tunneln und Bandverbiegungen – Auszug aus den Defektmechanismen.	111
4.4.8	Konduktanz Trichterfunktion für verschiedene Dotierungen	116
4.4.9	Die normierte Konduktanzdichte	117
4.4.10	Kane-Parameter B als Funktion der Dotierstoffkonzentration	118
4.5.1	U/I- und C/U-Kennlinie einer Ge-TD ( <i>Sample 8</i> ) für verschiedene Temperaturen – Indirektes und direktes BTBT	121
4.5.2	Bandstruktur in Ge (für $U < 0 \text{ V}$ )	122
4.5.3	Schematischer Impulsraum für indirektes BTBT in Ge	123
4.5.4	Schematischer Impulsraum für direktes BTBT in Ge	124
4.5.5	U-I- und C/U-Kennlinien von Zener-TDs ( <i>Sample 4</i> ) für verschiedene Temperaturen – Indirektes und direktes BTBT	125
4.5.6	Lineare U-I-Kennlinien.	127
4.5.7	Einsetzen von direktem Zener-BTBT als Funktion der Dotierung	128
4.6.1	Steigung der Konduktanzdichte als Funktion der Dotierung	131
4.6.2	Benchmark der Konduktanzsteigung bei Raumtemperatur	132
4.6.3	Indirekte und direkte Kane-Parameter B von Ge als Funktion der Dotierung	133
4.6.4	BTBT-Generationsrate im Rückwärtsbereich der Zener-TDs für verschiedene Dotierstofflevel	134
4.6.5	Effizienz der Injektion ins direkte Leitungsband als Funktion der Spannung – Vollständige Simulation unter Einbezug empirischer Daten	135
5.1.1	Ge-p-i-n-Diode – Elektrolumineszenz im Vorwärts und Rückwärtsbereich	141



---

5.1.2	Ge-p-n-Diode ( <i>Sample 5</i> ) – Elektrolumineszenz im Vorwärts und Rückwärtsbereich	142
5.1.3	Verschaltung von p-n Diode und n-i-p-Diode – Emittereffekt und strahlende Rekombination im p-n-p-Zener-Emitter	143
5.1.4	Optische Simulation des Zener-Emitters – Dicke der intrinsischen Schicht des Kantenemitters	145
5.1.5	Optische Simulation des Zener-Emitters – Dickenvariation der i-Zone (1), (2) und (3) aus Abb. 5.1.4.	146
5.1.6	Optische Simulation des Zener-Emitters – Breite des Kantenemitters	147
5.1.7	Optische Simulation des Zener-Emitters – Breitenvariation des Kantenemitters (1), (2) und (3) aus Abb. 5.1.5	148
5.1.8	Bandstruktur Simulation des Zener-Emitters – Bandstruktur im thermodynamischen Gleichgewicht und im Betrieb	149
5.2.1	Epitaxiestruktur des Ge-Zener-Emitters – Virtuelles Substrat und SiGe/Ge/Si-Schichtstapel.	150
5.2.2	Erste Herstellungssequenz des Zener-Emitters	151
5.2.3	Zweite Herstellungssequenz des Zener-Emitters	151
5.2.4	Dritte Herstellungssequenz des Zener-Emitters	152
5.2.5	Vierte Herstellungssequenz des Zener-Emitters	152
5.2.6	SEM Bilder des fertig hergestellten Zener-Emitters	153
5.3.1	Schematische Bandstruktur des Zener-Emitters – Betrachtung im thermodynamischen Gleichgewicht	155
5.3.2	Schematische Bandstruktur des Zener-Emitters – Im Betrieb	156
5.3.3	Elektrolumineszenz des Zener-Emitters für $T = 270$ K ( $E_g = 0,792$ eV) – Peak Auswertung über Lorentz-Fits	157
5.4.1	U/I-Kennlinie des Zener-Emitters – p-n, p-i-n und Zener-Emitter-Dioden mit $d = 1$ $\mu\text{m}$	159
5.4.2	Konduktanz des Zener-Emitters – Von $T = 300$ K bis $T = 10$ K	160
5.5.1	Schematische Burstein-Moss-Verschiebung	162
5.5.2	Burstein-Moss Verschiebung im Zener-Emitter ( $l = 1000$ $\mu\text{m}$ , $b = 1,6$ $\mu\text{m}$ )	163
5.5.3	Burstein-Moss Verschiebung im Zener-Emitter – Vergleich Experiment und Simulation	164
5.6.1	Elektrolumineszenz im Zener-Emitter bei tiefen Temperaturen.	166
5.6.2	Temperaturverhalten der Kantenemitter	167
6.1.1	Versuchsaufbau mit Superkontinuum Laser	172
6.1.2	Kalibrierung der Spontanen Emission	173

---

## Abbildungsverzeichnis

---

6.1.3	Modulation der Absorption im Zener-Emitter	174
6.1.4	On-Off Gain im Zener-Emitter – Kantenemitter mit $l = 3200 \mu\text{m}$ ; $b = 1,6 \mu\text{m}$	176
6.2.1	On-Off Gain im Zener-Emitter – Gain als Funktion der Wellenlänge	177
7.2.1	Kantenemitter verschiedener Länge bei gleicher Spannung und Stromdichte.	183
7.2.2	Abschätzung des Gains – Kantenemitter verschiedener Länge ( $b = 1,6 \mu\text{m}$ )	184
7.2.3	Kantenemitter unter Spannung und superkontinuum Injektion – Lasing Momentaufnahme im 1 mm langen und 1.6 $\mu\text{m}$ breiten Kantenemitter unter $T = 300 \text{ K}$	186
7.2.4	Kantenemitter mit variabler superkontinuum Injektion $P_{\text{sup}}$ – Lasing Momentaufnahme im 1400 mm langen und 0,6 $\mu\text{m}$ breiten Kantenemitter unter $T = 300 \text{ K}$	187
7.2.5	Transferfunktion $V/P_{\text{opt}}$ der Zener-Emitter Laserdiode bei $T = 300 \text{ K}$	189
7.3.1	Die Zener-Emitter LED mit 114 mV/dec bei $T = 253\text{K}$ – Zener- Emitter mit Radius 40 $\mu\text{m}$	191
7.3.2	Die Zener-Emitter LED bei verschiedenen Temperaturen – Zener-Emitter mit Radius 40 $\mu\text{m}$	192
7.4.1	Zener-Emitter und Esaki-Kollektor in einem Bauelement	194
7.4.2	Bandstruktur von Zener-Emitter und Esaki-Kollektor	195



## Tabellenverzeichnis

<b>Tabelle</b>	<b>Titel</b>	<b>Seite</b>
1.1	Anforderungen an die moderne Computertechnologie.	20
3.2.1	Auszug aus „ultra-fast pump-probe measurements“ an undotiertem Ge und SiGe.	69
3.2.2	Konditionen für die Besetzungsinversion.	72
4.2.1	Schichtfolge einer repräsentativen Ge TD ( <i>Sample 4</i> ).	91
4.4.1	Kane-Parameter B	119
4.5.1	Konduktanzdichte für verschiedene Dotierung	127
4.6.1	Kane-Parameter $B_{\text{ind}}$ und $B_{\text{dir}}$	133
5.2.1	Wachstumssequenz des Ge Zener-Emitters	150
7.1	Vergleich Laser und LED als Lichtquelle für den photonischen Schaltkreis	182





## C. Bibliographie

- [1] J. S. Kilby, „Miniaturized electronic circuits“, US3138743A, 23-Juni-1964.
- [2] B. D. Joyce, „Semiconductor integrated circuits and method of making the same“, US3423255A, 21-Jan-1969.
- [3] C. E. Shannon, „Communication in the Presence of Noise“, *Proceedings of the IRE*, Bd. 37, Nr. 1, S. 10–21, Jan. 1949.
- [4] D. Miller, „Device Requirements for Optical Interconnects to Silicon Chips“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 97, Nr. 7, S. 1166–1185, Juli 2009.
- [5] J. Bowers, „Silicon Photonics integrated circuits and lasers“, in 40th European Conference and Exhibition on Optical Communication, 2014, S. 1–4.
- [6] P. Pepeljugoski *u. a.*, „Towards exaflop servers and supercomputers: The roadmap for lower power and higher density optical interconnects“, in 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication, 2010, S. 1–14.
- [7] Home | TOP500 Supercomputer Sites“. [Online]. Verfügbar unter: <https://www.top500.org/>.
- [8] C. Auth *u. a.*, „A 10nm high performance and low-power CMOS technology featuring 3rd generation FinFET transistors, Self-Aligned Quad Patterning, contact over active gate and cobalt local interconnects“, in 2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 2017, S. 29.1.1-29.1.4.
- [9] D. Thomson *u. a.*, „Roadmap on silicon photonics“, *J. Opt.*, Bd. 18, Nr. 7, S. 073003, 2016.
- [10] T. Baehr-Jones, T. Pinguet, P. Lo Guo-Qiang, S. Danziger, D. Prather, und M. Hochberg, „Myths and rumours of silicon photonics“, *Nat Photon*, Bd. 6, Nr. 4, S. 206–208, Apr. 2012.
- [11] R. Koerner *u. a.*, „Tunnel-modulated Ge LED/laser light source and a sub-thermal voltage switching detector for the monolithic on-chip optical transceiver“, in 2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 2017, S. 24.4.1-24.4.4.
- [12] X. Wang und J. Liu, „Emerging technologies in Si active photonics“, *J. Semicond.*, Bd. 39, Nr. 6, S. 061001, 2018.
- [13] S. Assefa, F. Xia, und Y. A. Vlasov, „Reinventing germanium avalanche photodetector for nanophotonic on-chip optical interconnects“, *Nature*, Bd. 464, Nr. 7285, S. 80–84, März 2010.

- [14] X. Wu und L. Tong, „Optical microfibers and nanofibers“, *Nanophotonics*, Bd. 2, Nr. 5–6, S. 407–428, 2013.
- [15] S. Assefa u. a., „A 90nm CMOS integrated Nano-Photonics technology for 25Gbps WDM optical communications applications“, in Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International, 2012, S. 33.8.1-33.8.3.
- [16] S. M. Sze und D. C. Mattis, „Physics of Semiconductor Devices“, *Physics Today*, Bd. 23, Nr. 6, S. 75–75, Dez. 2008.
- [17] S. Wirths u. a., „Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si“, *Nat Photon*, Bd. 9, Nr. 2, S. 88–92, Feb. 2015.
- [18] P. Moontragoon, R. A. Soref, und Z. Ikonc, „The direct and indirect bandgaps of unstrained  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_y$  and their photonic device applications“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 112, Nr. 7, S. 073106, Okt. 2012.
- [19] W. B. Joyce und R. W. Dixon, „Analytic approximations for the Fermi energy of an ideal Fermi gas“, *Applied Physics Letters*, Bd. 31, Nr. 5, S. 354–356, Sep. 1977.
- [20] D. J. Eaglesham u. a., „Microstructure of erbium-implanted Si“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 58, Nr. 24, S. 2797–2799, Juni 1991.
- [21] R. A. Soref, „Silicon-based optoelectronics“, *Proc. IEEE*, Bd. 81, Nr. 12, S. 1687–1706, Dez. 1993.
- [22] N. Koshida und H. Koyama, „Visible electroluminescence from porous silicon“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 60, Nr. 3, S. 347–349, Jan. 1992.
- [23] A. J. Kenyon, P. F. Trwoga, M. Federighi, und C. W. Pitt, „Optical properties of PECVD erbium-doped silicon-rich silica: evidence for energy transfer between silicon microclusters and erbium ions“, *J. Phys. Condens. Matter*, Bd. 6, Nr. 21, S. L319, 1994.
- [24] B. Zheng, J. Michel, F. Y. G. Ren, L. C. Kimerling, D. C. Jacobson, und J. M. Poate, „Room-temperature sharp line electroluminescence at  $\lambda=1.54 \mu\text{m}$  from an erbium-doped, silicon light-emitting diode“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 64, Nr. 21, S. 2842–2844, Mai 1994.
- [25] A. J. Kenyon, „Erbium in silicon“, *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 20, Nr. 12, S. R65, 2005.
- [26] L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzò, und F. Priolo, „Optical gain in silicon nanocrystals“, *Nature*, Bd. 408, Nr. 6811, S. 440–444, Nov. 2000.
- [27] J. L. Hoyt u. a., „Strained silicon MOSFET technology“, in Digest. International Electron Devices Meeting, 2002, S. 23–26.





- 
- [28] S. Jongthammanurak u. a., „Large electro-optic effect in tensile strained Ge-on-Si films“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 89, Nr. 16, S. 161115, Okt. 2006.
- [29] J. Liu u. a., „Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si“, *Opt. Express*, Bd. 15, Nr. 18, S. 11272–11277, Sep. 2007.
- [30] J. R. Haynes, „New Radiation Resulting from Recombination of Holes and Electrons in Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 98, Nr. 6, S. 1866–1868, Juni 1955.
- [31] J. R. Haynes und N. G. Nilsson, „The direct radiative transitions in germanium and their use in the analysis of lifetime“, in Proceedings of VIIth International Conference on Physics of Semiconductors, 1964, S. 21.
- [32] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, und R. O. Carlson, „Coherent Light Emission From GaAs Junctions“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 9, Nr. 9, S. 366–368, Nov. 1962.
- [33] N. Holonyak und S. F. Bevacqua, „Coherent visible light emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) Junctions“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 1, Nr. 4, S. 82–83, Dez. 1962.
- [34] I. Melngailis, „Optically pumped InAs laser“, *IEEE J. Quantum Electron.*, Bd. 1, Nr. 2, S. 104–105, Mai 1965.
- [35] K. Weiser und R. S. Levitt, „Stimulated light emission from indium phosphide“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 2, Nr. 9, S. 178–179, Mai 1963.
- [36] H. Kroemer, „A proposed class of hetero-junction injection lasers“, *Proc. IEEE*, Bd. 51, Nr. 12, S. 1782–1783, Dez. 1963.
- [37] H. Kroemer, „Nobel Lecture: Quasielectric fields and band offsets: teaching electrons new tricks“, *Rev. Mod. Phys.*, Bd. 73, Nr. 3, S. 783–793, Okt. 2001.
- [38] H. M. van Driel, A. Elci, J. S. Bessey, und M. O. Scully, „Photoluminescence spectra of germanium at high excitation intensities“, *Solid State Commun.*, Bd. 20, S. 837–840, Dez. 1976.
- [39] W. Klingenstein und H. Schweizer, „Direct gap recombination in germanium at high excitation level and low temperature“, *Solid State Electron.*, Bd. 21, S. 1371–1374, Nov. 1978.
- [40] R. Conradt und W. Waidelich, „Indirect Band-to-Band Auger Recombination in Ge“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 20, Nr. 1, S. 8–9, Jan. 1968.
- [41] J. Wagner, A. Compaan, und A. Axmann, „Photoluminescence in heavily doped SiGe“, *J. Phys. Colloq.*, Bd. 44, Nr. C5, S. C5-61-C5-64, Okt. 1983.

- [42] G. Contreras, A. Compaan, J. Wagner, M. Cardona, und A. Axmann, „The E1 - E1 +  $\Delta$ 1 Transitions in bulk grown and In implantend laser annealed heavily doped Germanium“ *J. Phys. Colloq.*, Bd. 44, Nr. C5, S. C5-55-C5-59, Okt. 1983.
- [43] J. I. Pankove, „Optical Absorption by Degenerate Germanium“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 4, Nr. 9, S. 454–455, Mai 1960.
- [44] C. Haas, „Infrared Absorption in Heavily Doped n-Type Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 125, Nr. 6, S. 1965–1971, März 1962.
- [45] K.-F. Berggren und B. E. Sernelius, „Very heavily doped semiconductors as a “nearly-free-electron-gas” system“, *Solid-State Electron.*, Bd. 28, Nr. 1, S. 11–15, Jan. 1985.
- [46] S. C. Jain und D. J. Roulston, „A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> strained layers“, *Solid-State Electron.*, Bd. 34, Nr. 5, S. 453–465, Mai 1991.
- [47] T. H. Cheng, P. S. Kuo, C. T. Lee, M. H. Liao, T. A. Hung, und C. W. Liu, „Electrically pumped Ge Laser at room temperature“, in 2007 IEEE International Electron Devices Meeting, 2007, S. 659–662.
- [48] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L. C. Kimerling, und J. Michel, „Ge-on-Si laser operating at room temperature“, *Opt. Lett.*, Bd. 35, Nr. 5, S. 679–681, März 2010.
- [49] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, Y. Cai, J. Michel, und L. C. Kimerling, „Band-engineered Ge-on-Si lasers“, in Electron Devices Meeting (IEDM), 2010 IEEE International, 2010, S. 6.6.1-6.6.4.
- [50] R. E. Camacho-Aguilera u. a., „An electrically pumped germanium laser“, *Opt. Express*, Bd. 20, Nr. 10, S. 11316, Mai 2012.
- [51] R. E. Camacho-Aguilera, „Ge-on-Si laser for silicon photonics“, PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2013.
- [52] R. Koerner u. a., „Electrically pumped lasing from Ge Fabry-Perot resonators on Si“, *Opt. Express*, Bd. 23, Nr. 11, S. 14815, Juni 2015.
- [53] R. Newman, „Visible Light from a Silicon p-n Junction“, *Phys. Rev.*, Bd. 100, Nr. 2, S. 700–703, Okt. 1955.
- [54] K. Xu und G. Li, „Light-emitting device with monolithic integration on bulk silicon in standard complementary metal oxide semiconductor technology“, *J. Nanophotonics*, Bd. 7, Nr. 1, S. 073082, Okt. 2013.



- [55] K. Xu, Z. Zhang, Q. Yu, und Z. Wen, „Field-Effect Electroluminescence Spectra of Reverse-Biased PN Junctions in Silicon Device for Microdisplay“, *J. Disp. Technol.*, Bd. 12, Nr. 2, S. 115–121, Feb. 2016.
- [56] K. Xu und G. Li, „Hot-carrier induced photon-emission in silicon metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor“, in *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, Bd. 488, S. 132036.
- [57] N. Akil, S. E. Kerns, D. V. Kerns, A. Hoffmann, und J.-P. Charles, „Photon generation by silicon diodes in avalanche breakdown“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 73, Nr. 7, S. 871–872, Aug. 1998.
- [58] J. S. Preston und H. M. van Driel, „Observation of a solet-dufour effect for laser-generated carriers in germanium“, *Physica B: Physics of Condensed Matter & C: Atomic, Molecular and Plasma Physics, Optics*, Bd. 117–118, S. 1021–1023, 1983.
- [59] R. Koerner u. a., „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“, in *2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2016, S. 22.5.1-22.5.4, (Roger A. Haken Best Paper Award).
- [60] K. B. McAfee, E. J. Ryder, W. Shockley, und M. Sparks, „Observations of Zener Current in Germanium p-n Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 83, Nr. 3, S. 650–651, Aug. 1951.
- [61] B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper, und J. Schulze, „Electroluminescence of germanium LEDs on silicon: Influence of antimony doping“, *physica status solidi c*, Bd. 11-12, Nr. 11, S. 1686–1691, Nov. 2014.
- [62] W. R. Sooy, „The natural selection of modes in a passive q-switched laser“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 7, Nr. 2, S. 36–37, Juli 1965.
- [63] M. Khajavikhan u. a., „Thresholdless nanoscale coaxial lasers“, *Nature*, Bd. 482, Nr. 7384, S. 204–207, Feb. 2012.
- [64] L. Huldt, „Phonon-assisted Auger recombination in germanium“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 33, Nr. 2, S. 607–614, Feb. 1976.
- [65] Y. P. Varshni, „Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors (I)“, *phys. stat. sol. (b)*, Bd. 19, Nr. 2, S. 482, Jan. 1967.
- [66] S. Dominici, H. Wen, F. Bertazzi, M. Goano und E. Bellotti, „Numerical evaluation of Auger recombination coefficients in relaxed and strained germanium“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 108, Nr. 21, S. 211103-3, Mai 2016.

- [67] S. Zwerdling, B. Lax, L. M. Roth, und K. J. Button, „Exciton and Magneto-Absorption of the Direct and Indirect Transitions in Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 114, Nr. 1, S. 83, Apr. 1959.
- [68] R. A. Abram, G. J. Rees, und B. L. H. Wilson, „Heavily doped semiconductors and devices“, *Advances in Physics*, Bd. 27, Nr. 6, S.801, Nov. 1978.
- [69] N. F. Mott, „The Basis of the Electron Theory of Metals, with Special Reference to the Transition Metals“, *Proc. Phys. Soc. A*, Bd. 62, Nr. 7, S. 416, 1949.
- [70] V. I. Arkhipov, P. Heremans, E. V. Emelianova, und H. Bässler, „Effect of doping on the density-of-states distribution and carrier hopping in disordered organic semiconductors“, *Phys. Rev. B*, Bd. 71, Nr. 4, S. 045214, Jan. 2005.
- [71] J. Wagner, G. Contreras, A. Compaan, M. Cadrona, und A. Axmann, „Germanium Extremely Heavily Doped by Ion-Implantation and Laser Annealing: A Photoluminescence Study“, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, Bd. 23, S. 147-152, 1984.
- [72] M. A. Khayer und R. K. Lake, „Effects of band-tails on the subthreshold characteristics of nanowire band-to-band tunneling transistors“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 110, Nr. 7, S. 074508, Okt. 2011.
- [73] G. D. Mahan, „Energy gap in Si and Ge: Impurity dependence“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 51, Nr. 5, S. 2634–2646, Mai 1980.
- [74] R. Camacho-Aguilera, Z. Han, Y. Cai, L. C. Kimerling, und J. Michel, „Direct band gap narrowing in highly doped Ge“, *Applied Physics Letters*, Bd. 102, Nr. 15, S. 152106, Apr. 2013.
- [75] B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper, und J. Schulze, „Electroluminescence of germanium LEDs on silicon: Influence of antimony doping“, *physica status solidi (c)*, Bd. 11, Nr. 11–12, S. 1686–1691, Nov. 2014.
- [76] K.-F. Berggren und B. E. Sernelius, „Band-gap narrowing in heavily doped many-valley semiconductors“, *Phys. Rev. B*, Bd. 24, Nr. 4, S. 1971–1986, Aug. 1981.
- [77] E. M. Gershenson, G. N. Goltsman, und N. G. Ptitsyna, „Carrier lifetime in excited states of shallow impurities in germanium“, *Psi'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* Bd. 25, Nr. 12, S. 574-579, Dez. 1977.
- [78] Ya. E. Pokrovskii, O. I. Smirnova und N. A. Khval'kovskii, „Slow relaxation of an excited state of an arsenic donor impurity in germanium“, *Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz.* Bd. 61, Nr. 7, S. 609-612, Jan. 1995.
- [79] R. K. Zhukavin u. a., „Low-temperature intracenter relaxation times of shallow donors in germanium“, *Jetp Lett.*, Bd. 106, Nr. 9, S. 571–575, Nov. 2017.



- [80] N. Deßmann *u. a.*, „Lifetime-limited, subnanosecond terahertz germanium photoconductive detectors“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 106, Nr. 17, S. 171109, Apr. 2015.
- [81] A. K. Ramdas und S. Rodriguez, „Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors“, *Rep. Prog. Phys.*, Bd. 44, Nr. 12, S. 1297, 1981.
- [82] W. Shockley und E. M. Field, „Electrons and Holes in Semiconductors“, *Phys. Today*, Bd. 5, Nr. 12, S. 18, 1952.
- [83] R. K. Willardson, A. C. Beer in *Semiconductors and Semimetals 14* (Academic Press, 1979), S. 14.
- [84] N. Holonyak und D. R. Scifres, „Stimulated Emission in an Indirect Semiconductor: N Isoelectronic Trap-Assisted Recombination in  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x > 0.44$ )“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 19, Nr. 8, S. 256–258, Okt. 1971.
- [85] D. R. Scifres *u. a.*, „Photoluminescence Associated with Multivalley Resonant Impurity States above the fundamental Band Edge: N Isoelectronic Traps in  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ “, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 27, Nr. 4, S. 191–194, Juli 1971.
- [86] H. Y. Fan, W. Spitzer, und R. J. Collins, „Infrared Absorption in  $\text{Sn}$ -Type Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 101, Nr. 2, S. 566–572, Jan. 1956.
- [87] E. A. Davis und W. D. Compton, „Compensation Dependence of Impurity Conduction in Antimony-Doped Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 140, Nr. 6A, S. A2183–A2194, Dez. 1965.
- [88] W. G. Spitzer, F. A. Trumbore, und R. A. Logan, „Properties of Heavily Doped n-Type Germanium“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 32, Nr. 10, S. 1822–1830, Okt. 1961.
- [89] Z.-H. Dai, Y.-P. Xie, Y.-C. Qian, L.-J. Hu, X.-D. Li, und H.-T. Ma, „Effects of P, As, and Sb heavy doping on band gap narrowing of germanium as light-emitting materials“, *arXiv:1706.04050 [cond-mat]*, Juni 2017.
- [90] G. Jacopin *u. a.*, „Optical properties of wurtzite/zinc-blende heterostructures in GaN nanowires“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 110, Nr. 6, S. 064313, Sep. 2011.
- [91] A. R. Denton und N. W. Ashcroft, „Vegard’s law“, *Phys. Rev. A*, Bd. 43, Nr. 6, S. 3161–3164, März 1991.
- [92] H. Lin, R. Chen, W. Lu, Y. Huo, T. I. Kamins, und J. S. Harris, „Investigation of the direct band gaps in  $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$  alloys with strain control by photoreflectance spectroscopy“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 100, Nr. 10, S. 102109, März 2012.

- [93] Y. Ishikawa, K. Wada, D. D. Cannon, J. Liu, H.-C. Luan, und L. C. Kimerling, „Strain-induced band gap shrinkage in Ge grown on Si substrate“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 82, Nr. 13, S. 2044–2046, März 2003.
- [94] K. Brunner, „Si/Ge nanostructures“, *Rep. Prog. Phys.*, Bd. 65, Nr. 1, S. 27, 2002.
- [95] Y.-H. Kuo *u. a.*, „Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon“, *Nature*, Bd. 437, Nr. 7063, S. 1334–1336, Okt. 2005.
- [96] N. C. Helman, J. E. Roth, D. P. Bour, H. Altug, und D. A. B. Miller, „Misalignment-tolerant surface-normal low-voltage modulator for optical interconnects“, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Bd. 11, Nr. 2, S. 338–342, März 2005.
- [97] R. H. Yan, R. J. Simes, und L. A. Coldren, „Surface-normal electroabsorption reflection modulators using asymmetric Fabry-Perot structures“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 27, Nr. 7, S. 1922–1931, Juli 1991.
- [98] K. W. Goossen, R. H. Yan, J. E. Cunningham, und W. Y. Jan, „Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-AlAs quantum well surface-normal electroabsorption modulators operating at visible wavelengths“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 59, Nr. 15, S. 1829–1831, Okt. 1991.
- [99] E. Kasper und G. Theodorou, „Optical properties of Si/Ge superlattices“, in *Optical Properties. Part 3*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2007, S. 50–88.
- [100] D. J. Lockwood, „Light Emission in Silicon Nanostructures“, in *Nanoscale Science and Technology*, Springer, Dordrecht, 1998, S. 185–209.
- [101] D. J. Lockwood, X. Wu, J.-M. Baribeau, S. A. Mala, X. Wang, und L. Tsybeskov, „Si/SiGe Heterointerfaces in One-, Two-, and Three-Dimensional Nanostructures: Their Impact on SiGe Light Emission“, *Front. Mater.*, Bd. 3, 2016.
- [102] K. Brunner, W. Winter, und K. Eberl, „Spatially indirect radiative recombination of carriers localized in Si<sub>1-x-y</sub>Ge<sub>x</sub>C<sub>y</sub>/Si<sub>1-y</sub>C<sub>y</sub> double quantum well structure on Si substrates“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 9, S. 1279–1281, Aug. 1996.
- [103] N. Usami, F. Issiki, D. K. Nayak, Y. Shiraki, und S. Fukatsu, „Enhancement of radiative recombination in Si-based quantum wells with neighboring confinement structure“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 67, Nr. 4, S. 524–526, Juli 1995.
- [104] S. Sant und A. Schenk, „Band-Offset Engineering for GeSn-SiGeSn Hetero Tunnel FETs and the Role of Strain“, *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, Bd. 3, Nr. 3, S. 164–175, Mai 2015.



- [105] G. Sun, R. A. Soref, und H. H. Cheng, „Design of an electrically pumped SiGeSn/GeSn/SiGeSn double-heterostructure midinfrared laser“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 108, Nr. 3, S. 033107, Aug. 2010.
- [106] J. Menéndez und J. Kouvetakis, „Type-I Ge/Ge<sub>1-x-y</sub>Si<sub>x</sub>Sn<sub>y</sub> strained-layer heterostructures with a direct Ge bandgap“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 85, Nr. 7, S. 1175–1177, Aug. 2004
- [107] E. Haglund, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, E. P. Haglund, und A. Larsson, „High-Speed VCSELs With Strong Confinement of Optical Fields and Carriers“, *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 34, Nr. 2, S. 270, Jan. 2016.
- [108] S. Höfling, R. Kallweit, J. Seufert, J. Koeth, J. P. Reithmaier, und A. Forchel, „Reduction of the threshold current density of GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers by optimized injector doping and growth conditions“, *Journal of Crystal Growth*, Bd. 278, Nr. 1, S. 775–776, Mai 2005.
- [109] T. Numai, „Fundamentals of Semiconductor Lasers“, in *Fundamentals of Semiconductor Lasers*, Springer, Tokyo, 2015, S. 89–186.
- [110] A. Javan, W. R. Bennett, und D. R. Herriott, „Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 6, Nr. 3, S. 106–110, Feb. 1961.
- [111] F. Krausz und M. Ivanov, „Attosecond physics“, *Rev. Mod. Phys.*, Bd. 81, Nr. 1, S. 163–234, Feb. 2009.
- [112] P. Y. Yu und M. Cardona, „Photoelectron Spectroscopy“, in *Photoelectron Spectroscopy*, Third, Revised and Enlarged Edition., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005, S. 457.
- [113] P. Y. Yu und M. Cardona, „Electronic Band Structures“, in *Electronic Band Structures*, Third, Revised and Enlarged Edition., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005, S. 17–105.
- [114] G. Mak und H. M. van Driel, „Femtosecond transmission spectroscopy at the direct band edge of germanium“, *Phys. Rev. B*, Bd. 49, Nr. 23, S. 16817–16820, Juni 1994.
- [115] X. Q. Zhou, H. M. van Driel, und G. Mak, „Femtosecond kinetics of photoexcited carriers in germanium“, *Phys. Rev. B*, Bd. 50, Nr. 8, S. 5226–5230, Aug. 1994.
- [116] K. Tanaka, H. Ohtake, und T. Suemoto, „Determination of intervalley scattering time in germanium by subpicosecond time-resolved Raman spectroscopy“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 71, Nr. 12, S. 1935–1938, Sep. 1993.

- [117] H. Roskos, B. Rieck, A. Seilmeier, und W. Kaiser, „Cooling of a Carrier Plasma in Germanium Investigated with Subpicosecond Infrared Pulses“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 53, Nr. 24, S. 2406–2408, Dez. 1988.
- [118] G. Mak und W. W. Rühle, „Femtosecond carrier dynamics in Ge measured by a luminescence up-conversion technique and near-band-edge infrared excitation“, *Physical Review B*, Bd. 52, Nr. 16, S. R11584–R11587, 1995.
- [119] M. Zürch *u. a.*, „Direct and simultaneous observation of ultrafast electron and hole dynamics in germanium“, *Nat Commun*, Bd. 8, Juni 2017.
- [120] S. A. Claussen, E. Tasyurek, J. E. Roth, und D. A. B. Miller, „Measurement and modeling of ultrafast carrier dynamics and transport in germanium/silicon-germanium quantum wells“, *Opt. Express, OE*, Bd. 18, Nr. 25, S. 25596–25607, Dez. 2010.
- [121] M. Zürch *u. a.*, „Ultrafast carrier thermalization and trapping in silicon-germanium alloy probed by extreme ultraviolet transient absorption spectroscopy“, *Struct Dyn*, Bd. 4, Nr. 4, Juni 2017.
- [122] R. N. Hall, „Electron-Hole Recombination in Germanium“, *Physical Review*, Bd. 87, Nr. 2, S. 387, 1952.
- [123] T. Timusk, „Far-infrared absorption study of exciton ionization in germanium“, *Physical Review B*, Bd. 13, Nr. 8, S. 3511–3514, 1976.
- [124] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, und V. Roberts, „Exciton and phonon effects in the absorption spectra of germanium and silicon“, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Bd. 8, S. 388–392, Jan. 1959.
- [125] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, und V. Roberts, „Direct Optical Transitions and Further Exciton Effects in Germanium“, *Proc. Phys. Soc.*, Bd. 71, Nr. 5, S. 863–866, Mai 1958.
- [126] S. Zwerdling, L. Roth, und B. Lax, „The direct and indirect transition excitons in germanium“, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Bd. 8, S. 397–400, Jan. 1959.
- [127] G. R. Tschulena und R. Keil, „Energy loss of hot carriers due to optical phonons in degenerate nonpolar semiconductors“, *phys. stat. sol. (b)*, Bd. 49, Nr. 1, S. 191–198, Jan. 1972.
- [128] A. Davydov, „Effect of Electron-Electron Collisions on Mobility of Warm Electrons in N-Type Ge and N-Type Si at 78 Degrees K“, *Soviet Physics Semiconductors-Ussr*, Bd. 2, Nr. 10, S. 1239, 1969.





- [129] P. P. Debye und E. M. Conwell, „Electrical Properties of n-Type Germanium“, *Physical Review*, Bd. 93, Nr. 4, S. 693–706, 1954.
- [130] E. Kasper, A. Gruhle, und H. Kibbel, „High speed SiGe-HBT with very low base sheet resistivity“, in *High speed SiGe-HBT with very low base sheet resistivity*, 1993, S. 79–81.
- [131] R. Conradt und J. Aengenheister, „Minority carrier lifetime in highly doped Ge“, *Solid State Communications*, Bd. 10, Nr. 3, S. 321–323, Feb. 1972.
- [132] D. H. Auston, C. V. Shank, und P. LeFur, „Picosecond Optical Measurements of Band-to-Band Auger Recombination of High-Density Plasmas in Germanium“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 35, Nr. 15, S. 1022–1025, Okt. 1975.
- [133] Y. Suzuki, H. Yajima, K. Shimoyama, Y. Inoue, M. Katoh, und H. Gotoh, „Heterojunction field effect transistor laser“, *Electronics Letters*, Bd. 26, Nr. 19, S. 1632–1633, 1990.
- [134] M. Feng, N. Holonyak, A. James, K. Cimino, G. Walter, und R. Chan, „Carrier lifetime and modulation bandwidth of a quantum well transistor laser“, *Applied Physics Letters*, Bd. 89, Nr. 11, S. 113504-, 2006.
- [135] H. W. Then, M. Feng, und N. Holonyak, „Physics of base charge dynamics in the three port transistor laser (3 pages)“, *Applied Physics Letters*, Bd. 96, Nr. 11, S. 113509, 2010.
- [136] H. W. Then, C. H. Wu, M. Feng, N. Holonyak, und G. Walter, „Stochastic base doping and quantum-well enhancement of recombination in an n-p-n light-emitting transistor or transistor laser“, *Applied Physics Letters*, Bd. 96, Nr. 26, S. 263505-, 2010.
- [137] G. Walter, N. Holonyak, M. Feng, und R. Chan, „Laser operation of a heterojunction bipolar light-emitting transistor“, *Applied Physics Letters*, Bd. 85, Nr. 20, S. 4768–4770, 2004.
- [138] T. E. Hartman, „Tunneling of a Wave Packet“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 33, Nr. 12, S. 3427–3433, 1962.
- [139] K. K. Thornber, T. C. McGill, und C. A. Mead, „The Tunneling Time of an Electron“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 38, Nr. 5, S. 2384–2385, 1967.
- [140] M. J. Hagmann, „Quantum Tunneling Times: A New Solution Compared to 12 Other Methods“, *International Journal of Quantum Chemistry Symposium*, Bd. 26, S. 299, 1992.

- [141] P. Eckle *u. a.*, „Attosecond Ionization and Tunneling Delay Time Measurements in Helium“, *Science*, Bd. 322, Nr. 5907, S. 1525–1529, Dez. 2008.
- [142] M. Schultze *u. a.*, „Attosecond band-gap dynamics in silicon“, *Science*, Bd. 346, Nr. 6215, S. 1348–1352, Dez. 2014.
- [143] L. Esaki, „New Phenomenon in Narrow Germanium p-n Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 109, Nr. 2, S. 603–604, Jan. 1958.
- [144] A. M. Ionescu und H. Riel, „Tunnel field-effect transistors as energy-efficient electronic switches“, *Nature*, Bd. 479, Nr. 7373, S. 329–337, Nov. 2011.
- [145] A. Seabaugh, R. Lake, B. Brar, R. Wallacet, und G. Wilk, „Beyond-The-Roadmap Technology: Silicon Heterojunctions, Optoelectronics, and Quantum Devices“, *MRS Online Proceedings Library Archive*, Bd. 486, ed 1997.
- [146] S. Agarwal und E. Yablonovitch, „Band-Edge Steepness Obtained From Esaki/Backward Diode Current/Voltage Characteristics“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 61, Nr. 5, S. 1488–1493, Mai 2014.
- [147] P. Chahal, F. Morris, und G. Frazier, „50 GHz resonant tunneling diode relaxation oscillator“, in *50 GHz resonant tunneling diode relaxation oscillator*, 2004, S. 241–242.
- [148] N. Jin *u. a.*, „151 kA/cm<sup>2</sup> peak current densities in Si/SiGe resonant interband tunneling diodes for high-power mixed-signal applications“, *Applied Physics Letters*, Bd. 83, Nr. 16, S. 3308–3310, 2003.
- [149] W. Hansch, C. Fink, J. Schulze, und I. Eisele, „A vertical MOS-gated Esaki tunneling transistor in silicon“, *Thin Solid Films*, Bd. 369, Nr. 1, S. 387–389, Juli 2000.
- [150] K. K. Bhuvalka, S. Sedlmaier, A. K. Ludsteck, C. Tolksdorf, J. Schulze, und I. Eisele, „Vertical tunnel field-effect transistor“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 51, Nr. 2, S. 279–282, Feb. 2004.
- [151] T. Nirschl *u. a.*, „The tunneling field effect transistor (TFET) as an add-on for ultra-low-voltage analog and digital processes“, in *IEDM Technical Digest. IEEE International Electron Devices Meeting, 2004.*, 2004, S. 195–198.
- [152] T. Krishnamohan *u. a.*, „Double-Gate Strained-Ge Heterostructure Tunneling FET (TFET) With record high drive currents and < 60mV/dec subthreshold slope“, in *2008 IEEE International Electron Devices Meeting*, 2008, S. 1–3.



- [153] G. Dewey u. a., „Fabrication, characterization, and physics of III-V heterojunction tunneling Field Effect Transistors (H-TFET) for steep sub-threshold swing“, in *2011 International Electron Devices Meeting*, 2011, S. 33.6.1-33.6.4.
- [154] U. E. Avci u. a., „Energy efficiency comparison of nanowire heterojunction TFET and Si MOSFET at  $L_g=13\text{nm}$ , including P-TFET and variation considerations“, in *2013 IEEE International Electron Devices Meeting*, 2013, S. 33.4.1-33.4.4.
- [155] P. Bhattacharya, J. Singh, H. Yoon, X. Zhang, A. Gutierrez-Aitken, und Y. Lam, „Tunneling injection lasers: a new class of lasers with reduced hot carrier effects“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 32, Nr. 9, S. 1620–1629, Sep. 1996.
- [156] L. V. Asryan und S. Luryi, „Tunneling-injection quantum-dot laser: ultrahigh temperature stability“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 37, Nr. 7, S. 905–910, Juli 2001.
- [157] L. Liu u. a., „An ultra-small, low-power, all-optical flip-flop memory on a silicon chip“, *Nat Photon*, Bd. 4, Nr. 3, S. 182–187, März 2010.
- [158] K. Tai, L. Yang, Y. H. Wang, J. D. Wynn, und A. Y. Cho, „Drastic reduction of series resistance in doped semiconductor distributed Bragg reflectors for surface-emitting lasers“, *Applied Physics Letters*, Bd. 56, S. 2496–2498, Juni 1990.
- [159] H. Yu u. a., „TiSi(Ge) Contacts Formed at Low Temperature Achieving Around  $2 \times 10^{-9}$  Ohmcm<sup>2</sup> Contact Resistivities to p-SiGe“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 64, Nr. 2, S. 500–506, Feb. 2017.
- [160] T. B. Norris, X. J. Song, W. J. Schaff, L. F. Eastman, G. Wicks, und G. A. Mourou, „Tunneling escape time of electrons from a quantum well under the influence of an electric field“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 54, Nr. 1, S. 60–62, Jan. 1989.
- [161] E. Runge und H. Ehrenreich, „Response and transit times in quantum-well structures“, *Phys. Rev. B*, Bd. 45, Nr. 16, S. 9145–9148, Apr. 1992.
- [162] J. Nishizawa, K. Motoya, und Y. Okuno, „GaAs TUNNETT Diodes“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Bd. 26, Nr. 12, S. 1029–1035, Dez. 1978.
- [163] V. V. Buniatyan, V. M. Aroutiounian, K. Zekentes, N. Camara, und P. Soukiassian, „Silicon carbide TUNNETT diodes“, *Solid-State Electronics*, Bd. 48, Nr. 9, S. 1569–1577, Sep. 2004.
- [164] J. Nishizawa, P. Plotka, und T. Kurabayashi, „Ballistic and tunneling GaAs static induction transistors: nano-devices for THz electronics“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 49, Nr. 7, S. 1102–1111, Juli 2002.

- [165] T. Maekawa, H. Kanaya, S. Suzuki, und M. Asada, „Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss“, *Appl. Phys. Express*, Bd. 9, Nr. 2, S. 024101, Jan. 2016.
- [166] R. Dick, „Simple Model Systems“, in *Advanced Quantum Mechanics*, Springer, Cham, 2016, S. 42.
- [167] L. Berlin und C. Casey, „Robert Noyce and the tunnel diode“, *IEEE Spectrum*, Bd. 42, Nr. 5, S. 49–53, Mai 2005.
- [168] I. A. Lesk und H. A. Jensen, „Germanium P-N junction - Tunnel junction combination devices“, in *1959 International Electron Devices Meeting*, 1959, S. 46–46.
- [169] L. Esaki und Y. Miyahara, „A new device using the tunneling process in narrow p-n junctions“, *Solid-State Electronics*, Bd. 1, Nr. 1, S. 13–21, März 1960.
- [170] J. W. Conley, „Techniques for fabrication of germanium and gallium-arsenide tunnel diodes“, in *1960 International Electron Devices Meeting*, 1960, Bd. 6, S. 76–76.
- [171] I. A. Lesk und H. A. Jensen, „Germanium p-n-junction-tunnel-junction combination devices“, *Solid-State Electronics*, Bd. 1, Nr. 3, S. 183–187, Juli 1960.
- [172] J. Przybylski und G. N. Roberts, „The design and construction of tunnel diodes“, *Journal of the British Institution of Radio Engineers*, Bd. 22, Nr. 6, S. 497–505, Dez. 1961.
- [173] P. N. Butcher, K. F. Hulme, und J. R. Morgan, „Dependence of peak current density on acceptor concentration in germanium tunnel diodes“, *Solid-State Electronics*, Bd. 5, Nr. 5, S. 358–360, 1962.
- [174] H. F. Lockwood, „Peak Current Behavior in Ge Esaki Junctions“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 33, Nr. 1, S. 245–246, Jan. 1962.
- [175] D. Meyerhofer, G. A. Brown, und H. S. Sommers, „Degenerate Germanium. I. Tunnel, Excess, and thermal Current in Tunnel Diodes“, *Phys. Rev.*, Bd. 126, Nr. 4, S. 1329–1341, Mai 1962.
- [176] M. I. Nathan, „Anisotropy of the Conductivity of n-Type Germanium at High Electric Fields“, *Phys. Rev.*, Bd. 130, Nr. 6, S. 2201–2204, Juni 1963.
- [177] R. M. Minton und R. Glicksman, „Theoretical and experimental analysis of germanium tunnel diode characteristics“, *Solid-State Electronics*, Bd. 7, Nr. 7, S. 491–500, Juli 1964.
- [178] A. E. Long und K. F. Hulme, „The effect of uniaxial stress on interband tunnelling in arsenic-doped germanium“, *Br. J. Appl. Phys.*, Bd. 16, Nr. 2, S. 147, 1965.



- [179] T. Imai und M. Uchida, „Effect of Uniaxial Stress on Germanium p-n Junctions (II)“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 4, Nr. 6, S. 409, Juni 1965.
- [180] R. Glicksman und R. M. Minton, „The effect of p-region carrier concentration on the electrical characteristics of germanium epitaxial tunnel diodes“, *Solid-State Electronics*, Bd. 8, Nr. 5, S. 517–519, Mai 1965.
- [181] G. Gibbons und R. E. Davis, „A beam-lead planar Ge Esaki diode“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 54, Nr. 5, S. 814–815, Mai 1966.
- [182] B. G. Streetman und C. T. Sah, „Tunneling currents via Au levels in Ge Esaki diodes“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 55, Nr. 6, S. 1105–1106, Juni 1967.
- [183] R. E. Davis und G. Gibbons, „Design principles and construction of planar Ge Esaki diodes“, *Solid-State Electronics*, Bd. 10, Nr. 5, S. 461–472, Mai 1967.
- [184] A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, und R. A. Logan, „Excess Tunnel Current in Silicon Esaki Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 121, Nr. 3, S. 684–694, Feb. 1961.
- [185] N. Holonyak Jr, I. A. Lesk, R. N. Hall, J. J. Tiemann, und H. Ehrenreich, „Direct observation of phonons during tunneling in narrow junction diodes“, *Physical Review Letters*, Bd. 3, Nr. 4, S. 167, 1959.
- [186] A. G. Chynoweth, R. A. Logan, und D. E. Thomas, „Phonon-Assisted Tunneling in Silicon and Germanium Esaki Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 125, Nr. 3, S. 877–881, Feb. 1962.
- [187] J. J. Tiemann und H. Fritzsche, „Temperature Dependence of Indirect Interband Tunneling in Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 132, Nr. 6, S. 2506–2514, Dez. 1963.
- [188] R. A. Logan, J. M. Rowell, und F. A. Trumbore, „Phonon Spectra of Ge-Si Alloys“, *Phys. Rev.*, Bd. 136, Nr. 6A, S. A1751–A1755, Dez. 1964.
- [189] R. T. Payne, „Phonon Energies in Germanium from Phonon-Assisted Tunneling“, *Phys. Rev.*, Bd. 139, Nr. 2A, S. A570–A582, Juli 1965.
- [190] F. R. Ladan und A. Zylbersztejn, „Phonon-Assisted Tunneling through Amorphous Germanium“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 28, Nr. 18, S. 1198–1201, Mai 1972.
- [191] J. V. Morgan und E. O. Kane, „Observation of Direct Tunneling in Germanium“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 3, Nr. 10, S. 466–468, Nov. 1959.
- [192] E. O. Kane, „Theory of Tunneling“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 32, Nr. 1, S. 83–91, Jan. 1961.

- [193] K. G. Breitschwerdt, „Direct and Indirect Tunneling in Germanium at Different Temperatures“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 34, Nr. 9, S. 2610, 1963.
- [194] C. Zener, „A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics“, *Proc. R. Soc. Lond. A*, Bd. 145, Nr. 855, S. 523–529, Juli 1934.
- [195] L. Landau and G. Placzek, *Physik Z. Sowjetunion* 5, 172, 1934.
- [196] K. B. McAfee, E. J. Ryder, W. Shockley, und M. Sparks, „Observations of Zener Current in Germanium p-n Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 83, Nr. 3, S. 650–651, Aug. 1951.
- [197] A. G. Chynoweth und K. G. McKay, „Internal Field Emission in Silicon p-n Junctions“, *Phys. Rev.*, Bd. 106, Nr. 3, S. 418–426, Mai 1957.
- [198] E. N. Adams, „Definition of Energy Bands in the Presence of an External Force Field“, *Phys. Rev.*, Bd. 107, Nr. 3, S. 698–701, Aug. 1957.
- [199] G. H. Wannier, „Possibility of a Zener Effect“, *Phys. Rev.*, Bd. 100, Nr. 4, S. 1227–1227, Nov. 1955.
- [200] E. O. Kane, „Zener tunneling in semiconductors“, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Bd. 12, Nr. 2, S. 181–188, 1959.
- [201] I. A. Lesk und J. J. Suran, „Tunnel diode operation and application“, *Electrical Engineering*, Bd. 79, Nr. 4, S. 270–277, Apr. 1960.
- [202] M. E. Hines, „High-Frequency Negative-Resistance Circuit Principles for Esaki Diode Applications“, *Bell System Technical Journal*, Bd. 39, Nr. 3, S. 477–513, Mai 1960.
- [203] F. M. Carlson und P. D. Gardner, „High current germanium tunnel diodes“, in *1962 International Electron Devices Meeting*, 1962, Bd. 8, S. 54–54.
- [204] P. Gardner, R. Glicksman, und R. H. Bergman, „Application of tunnel diodes to micropower logic circuits“, *Solid-State Electronics*, Bd. 7, Nr. 7, S. 547–551, Juli 1964.
- [205] H. Verweij, „A tunnel diode cascade circuit“, *Nuclear Instruments and Methods*, Bd. 37, S. 309–312, Nov. 1965.
- [206] C. A. Burrus, „Backward Diodes for Low-level Millimeter-Wave Detection“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Bd. 11, Nr. 5, S. 357–362, Sep. 1963.
- [207] F. Sterzer, „Tunnel Diode Devices“, in *Advances in Microwaves*, Bd. 2, L. Young, Hrsg. Elsevier, 1967, S. 1–41.
- [208] S. T. Eng, „Low-Noise Properties of Microwave Backward Diodes“, *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Bd. 9, Nr. 5, S. 419–425, Sep. 1961.



- [209] A. U. M. Rae und H. Levinstein, „Surface-Dependent  $1/f$ Noise in Germanium“, *Phys. Rev.*, Bd. 119, Nr. 1, S. 62–69, Juli 1960.
- [210] J. Karlovský und A. Marek, „On an Esaki diode having the curvature coefficient greater than  $e/kT$ “, *Czech J Phys*, Bd. 11, Nr. 1, S. 76–78, Jan. 1961.
- [211] J. Karlovský, „The curvature coefficient of germanium tunnel and backward diodes“, *Solid-State Electronics*, Bd. 10, Nr. 11, S. 1109–1111, Nov. 1967.
- [212] Z. Zhang, R. Rajavel, P. Deelman, und P. Fay, „Sub-Micron Area Heterojunction Backward Diode Millimeter-Wave Detectors With 0.18 Noise Equivalent Power“, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Bd. 21, Nr. 5, S. 267–269, Mai 2011.
- [213] A. B. Bhattacharyya und S. L. Sarnot, „Switching time analysis of backward diodes“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 58, Nr. 3, S. 513–515, März 1970.
- [214] B. G. King und G. E. Sharpe, „Measurement of the spot noise of germanium, gallium antimonide, gallium arsenide and silicon Esaki diodes“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 11, Nr. 6, S. 273–285, Juni 1964.
- [215] F. Steinrisser, L. C. Davis, und C. B. Duke, „Electron and Phonon Tunneling Spectroscopy in Metal-Germanium Contacts“, *Phys. Rev.*, Bd. 176, Nr. 3, S. 912–914, Dez. 1968.
- [216] L. C. Davis und F. Steinrisser, „One-Electron and Phonon-Assisted Tunneling in n-Ge Schottky Barriers“, *Phys. Rev. B*, Bd. 1, Nr. 2, S. 614–623, Jan. 1970.
- [217] L. Esaki, „Long Journey into Tunneling“, *Science*, Bd. 183, Nr. 4130, S. 1149–1155, März 1974.
- [218] L. Esaki, „Discovery of the tunnel diode“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 23, Nr. 7, S. 644–647, Juli 1976.
- [219] F. Mayer *u. a.*, „Impact of SOI,  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{OI}$  and GeOI substrates on CMOS compatible Tunnel FET performance“, in *2008 IEEE International Electron Devices Meeting*, 2008, S. 1–5.
- [220] K. K. Bhuwalka, J. Schulze, und I. Eisele, „Performance Enhancement of Vertical Tunnel Field-Effect Transistor with SiGe in the  $\delta p^+$  Layer“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 43, Nr. 7R, S. 4073, Juli 2004.
- [221] K. K. Bhuwalka, J. Schulze, und I. Eisele, „Scaling the vertical tunnel FET with tunnel bandgap modulation and gate workfunction engineering“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 52, Nr. 5, S. 909–917, Mai 2005.

- [222] K. K. Bhuiwarka, J. Schulze, und I. Eisele, „A simulation approach to optimize the electrical parameters of a vertical tunnel FET“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 52, Nr. 7, S. 1541–1547, Juli 2005.
- [223] Q. Zhang, W. Zhao, und A. Seabaugh, „Low-subthreshold-swing tunnel transistors“, *IEEE Electron Device Letters*, Bd. 27, Nr. 4, S. 297–300, Apr. 2006.
- [224] A. C. Seabaugh und Q. Zhang, „Low-Voltage Tunnel Transistors for Beyond CMOS Logic“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 98, Nr. 12, S. 2095–2110, Dez. 2010.
- [225] T. A. Demassa und D. P. Knott, „The prediction of tunnel diode voltage-current characteristics“, *Solid-State Electronics*, Bd. 13, Nr. 2, S. 131–138, Feb. 1970.
- [226] S. Agarwal und E. Yablonovitch, „Fundamental Conductance Voltage Limit in Low Voltage Tunnel Switches“, *IEEE Electron Device Letters*, Bd. 35, Nr. 10, S. 1061–1062, Okt. 2014.
- [227] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, S. 174, 1985.
- [228] R. M. Iutzi und E. A. Fitzgerald, „Microstructure and conductance-slope of InAs/GaSb tunnel diodes“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 115, Nr. 23, S. 234503, Juni 2014.
- [229] S. Agarwal und E. Yablonovitch, „The low voltage TFET demands higher perfection than previously required in electronics“, in *Device Research Conference (DRC), 2015 73rd Annual*, 2015, S. 247–248.
- [230] S. Agarwal und E. Yablonovitch, „Why tunneling FETs don’t work, and how to fix it“, in *2013 Third Berkeley Symposium on Energy Efficient Electronic Systems (E3S)*, 2013, S. 1–2.
- [231] U. E. Avci u. a., „Study of TFET non-ideality effects for determination of geometry and defect density requirements for sub-60mV/dec Ge TFET“, in *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2015, S. 34.5.1–34.5.4.
- [232] U. E. Avci, R. Rios, K. Kuhn, und I. A. Young, „Comparison of performance, switching energy and process variations for the TFET and MOSFET in logic“, in *2011 Symposium on VLSI Technology - Digest of Technical Papers*, 2011, S. 124–125.
- [233] G. Kissinger und S. Pizzini, *Silicon, Germanium, and Their Alloys: Growth, Defects, Impurities, and Nanocrystals*. CRC Press, 2014.
- [234] D. Pawlik u. a., „Benchmarking and improving III-V Esaki diode performance with a record 2.2 MA/cm<sup>2</sup> peak current density to enhance TFET drive current“, in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International*, 2012, S. 27.1.1–27.1.3.
- [235] K.-H. Kao, A. S. Verhulst, W. G. Vandenberghe, B. Soree, G. Groeseneken, und K. de Meyer, „Direct and Indirect Band-to-Band Tunneling in Germanium-Based TFETs“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Bd. 59, Nr. 2, S. 292–301, Feb. 2012.





- [236] R. Koerner, I. Fischer, M. Oehme, und J. Schulze, „Comprehensive Experiments on Direct and Indirect Band-to-Band Tunneling in Germanium“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, to be published.
- [237] G. A. M. Hurkx, „On the modelling of tunnelling currents in reverse-biased p-n junctions“, *Solid-State Electronics*, Bd. 32, Nr. 8, S. 665–668, Aug. 1989.
- [238] D. Kim, T. Krishnamohan, L. Smith, H. S. P. Wong, und K. C. Saraswat, „Band to Band Tunneling Study in High Mobility Materials: III-V, Si, Ge and strained SiGe“, in *2007 65th Annual Device Research Conference, 2007*, S. 57–58.
- [239] Sentaurus Device, Synopsys, Version D-2010.03.
- [240] C. Schulte-Braucks u. a., „Negative differential resistance in direct bandgap GeSn p-i-n structures“, *Applied Physics Letters*, Bd. 107, Nr. 4, S. 042101, Juli 2015.
- [241] M. S. Tyagi, „Determination of Effective Mass and the Pair Production Energy for Electrons in Germanium from Zener Diode Characteristics“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 12, Nr. 1, S. 106–108, Jan. 1973.
- [242] J. N. Schulman und D. H. Chow, „Sb-heterostructure interband backward diodes“, *IEEE Electron Device Letters*, Bd. 21, Nr. 7, S. 353–355, Juli 2000
- [243] M. A. Melehy und E. A. Jarmoc, „Injection electroluminescence in silicon“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 51, Nr. 10, S. 1365–1365, Okt. 1963.
- [244] D. R. Muss, „Injection Luminescence in Germanium“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 35, Nr. 12, S. 3529–3531, Dez. 1964.
- [245] S. Wang, „Proposal for a Two-Stage Semiconductor Laser through Tunneling and Injection“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 34, Nr. 12, S. 3443–3450, Dez. 1963.
- [246] S. Wang, S. Yee, und K. Nosaka, „Direct radiative recombination in Ge Mesa Transistors“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 2, Nr. 8, S. 149–150, Apr. 1963.
- [247] S. Mukherjee, „Band Structure Lab“. [Online]. Verfügbar unter: <https://nanohub.org/resources/bandstrlab>.
- [248] „Optical Waveguides: Numerical Modeling“. [Online]. Verfügbar unter: <http://optical-waveguides-modeling.net/index.jsp>.
- [249] M. Oehme, J. Werner, und E. Kasper, „Molecular beam epitaxy of highly antimony doped germanium on silicon“, *Journal of Crystal Growth*, Bd. 310, Nr. 21, S. 4531–4534, Okt. 2008.
- [250] M. Oehme, J. Werner, M. Kaschel, O. Kirfel, und E. Kasper, „Germanium waveguide photodetectors integrated on silicon with MBE“, *Thin Solid Films*, Bd. 517, Nr. 1, S. 137–139, Nov. 2008.

- [251] M. Schmid, M. Oehme, M. Gollhofer, M. Kasche, E. Kasper, und J. Schulze, „Electroluminescence of unstrained and tensile strained Ge-on-Si LEDs“, in *2012 IEEE 9th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2012, S. 135–137.
- [252] M. Oehme u. a., „Direct bandgap narrowing in Ge LED’s on Si substrates“, *Optics Express*, Bd. 21, Nr. 2, S. 2206, Jan. 2013.
- [253] R. Koerner u. a., „Electrically pumped lasing from Ge Fabry-Perot resonators on Si“, *Optics Express*, Bd. 23, Nr. 11, S. 14815, Juni 2015.
- [254] R. Koerner, I. A. Fischer, D. Schwarz, C. J. Clausen, N. Hoppe, und J. Schulze, „Engineering of Germanium Tunnel Junctions for Optical Applications“, *IEEE Photonics Journal*, Bd. 10, Nr. 2, S. 1–12, Apr. 2018.
- [255] E. Burstein, „Anomalous Optical Absorption Limit in InSb“, *Phys. Rev.*, Bd. 93, Nr. 3, S. 632–633, Feb. 1954.
- [256] W. P. Dumke, M. R. Lorenz, und G. D. Pettit, „Intra- and Interband Free-Carrier Absorption and the Fundamental Absorption Edge in n-Type InP“, *Phys. Rev. B*, Bd. 1, Nr. 12, S. 4668–4673, Juni 1970.
- [257] V. A. Vilkotskii, D. S. Domanevskii, R. D. Kakanakov, V. V. Krasovskii, und V. D. Tkachev, „Burstein-Moss effect and near-band-edge luminescence spectrum of highly doped indium arsenide“, *phys. stat. sol. (b)*, Bd. 91, Nr. 1, S. 71–81, Jan. 1979.
- [258] J. S. Manser und P. V. Kamat, „Band filling with free charge carriers in organometal halide perovskites“, *Nat Photon*, Bd. 8, Nr. 9, S. 737–743, Sep. 2014.
- [259] K. G. Saw, N. M. Aznan, F. K. Yam, S. S. Ng, und S. Y. Pung, „New Insights on the Burstein-Moss Shift and Band Gap Narrowing in Indium-Doped Zinc Oxide Thin Films“, *PLoS One*, Bd. 10, Nr. 10, Okt. 2015.
- [260] R. Koerner, I. A. Fischer, C. J. Clausen, M. Oehme, und J. Schulze, „MBE Grown Germanium Tunnel-Junctions – Burstein-Moss Effect and Band-Edge Luminescence in the Ge Zener-Emitter“, *Semiconductor Science and Technology*, 2017.
- [261] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes (3rd Edition)*. E. Fred Schubert, S.98, 2018.
- [262] N. S. Bergano, F. W. Kerfoot, und C. R. Davidsion, „Margin measurements in optical amplifier system“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Bd. 5, Nr. 3, S. 304–306, März 1993.
- [263] N. A. Olsson, „Lightwave systems with optical amplifiers“, *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 7, Nr. 7, S. 1071–1082, Juli 1989.
- [264] H.-G. Weber und M. Nakazawa, *Ultrahigh-Speed Optical Transmission Technology*. Springer Science & Business Media, 2007.



- [265] D. N. K und W. Qiang, *Semiconductor Optical Amplifiers (Second Edition)*. World Scientific, 2013.
- [266] X. Xu u. a., „Ultralarge transient optical gain from tensile-strained, n-doped germanium on silicon by spin-on dopant diffusion“, *Appl. Phys. Express*, Bd. 8, Nr. 9, S. 092101, Aug. 2015.
- [267] A. Haglund, J. S. Gustavsson, J. Vukusic, P. Modh, und A. Larsson, „Single fundamental-mode output power exceeding 6 mW from VCSELs with a shallow surface relief“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Bd. 16, Nr. 2, S. 368–370, Feb. 2004.
- [268] D. A. B. Miller, „Optics for low-energy communication inside digital processors: quantum detectors, sources, and modulators as efficient impedance converters“, *Opt. Lett., OL*, Bd. 14, Nr. 2, S. 146–148, Jan. 1989.
- [269] D. A. B. Miller, „Attojoule Optoelectronics for Low-Energy Information Processing and Communications“, *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 35, Nr. 3, S. 346–396, Feb. 2017.
- [270] S. J. B. Yoo, R. P. Scott, D. J. Geisler, N. K. Fontaine, und F. M. Soares, „Terahertz Information and Signal Processing by RF-Photonics“, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Bd. 2, Nr. 2, S. 167–176, März 2012.
- [271] M. Tonouchi, „Cutting-edge terahertz technology“, *Nature Photonics*, Bd. 1, Nr. 2, S. 97–105, Feb. 2007.
- [272] T. Nagatsuma, G. Ducournau, und C. C. Renaud, „Advances in terahertz communications accelerated by photonics“, *Nature Photonics*, Bd. 10, Nr. 6, S. 371–379, Juni 2016.
- [273] M. H. Khan u. a., „Ultrabroad-bandwidth arbitrary radiofrequency waveform generation with a silicon photonic chip-based spectral shaper“, *Nature Photonics*, Bd. 4, Nr. 2, S. 117–122, Feb. 2010.





## Lebenslauf

### Beruflicher Werdegang

- Seit 04 | 2019**      *TRUMPF Photonic Components*  
**Development Engineer**  
Forschung und Entwicklung
- 11 | 2017 –  
04 | 2019**      *Philips Photonics Ulm*  
**Development Engineer**  
Forschung und Entwicklung
- 12 | 2013 –  
11 | 2017**      *(Universität Stuttgart – Institut für Halbleitertechnik)*  
**Wissenschaftlicher Mitarbeiter**  
Übungsleiter für die Vorlesungen Mikroelektronik und Halbleitertechnologie  
Projektverantwortung Ge-Laser I & II (DFG)
- 04 | 2012 –  
09 | 2012**      *(Robert Bosch GmbH – Abteilung für Qualitätsmanagement)*  
**Praktikant**  
Entwicklung einer Programmierumgebung in LabView für das Ausfallanalyse-Management von Halbleiterbauelementen
- 09 | 2008 –  
01 | 2012**      *(Universität Stuttgart – Institut für Halbleitertechnik und Institut für Photovoltaik)*  
**Studentische Hilfskraft**  
Betreuung von Fach-Praktika für die Studiengänge - Erneuerbare Energien und Elektro & Informationstechnik im Bereich Photovoltaik & Halbleitertechnik
- 09 | 2007 –  
09 | 2011**      *(Robert Bosch GmbH – 150 mm / 200 mm Waferfab)*  
**Werkstudent**  
Anlagenverantwortlicher/Techniker Diffusion, Reinigungsprozesse und Lithographie
- 07 | 2007 –  
09 | 2007**      *(Kreiskliniken Reutlingen GmbH – Abteilung für Technik und Bauten)*  
**Praktikant**  
Implementierung einer Software gestützten Controlling-Plattform für das Gebäudemanagement

10 | 2006 –  
07 | 2007 (Kreiskliniken Reutlingen GmbH – Abteilung für Technik und Bauten)  
Zivildienst

### Ausbildung

12 | 2013 –  
11 | 2017 (Universität Stuttgart – Institut für Halbleitertechnik)  
**Doktorarbeit: Der Germanium-Zener-Emitter für die Silizium-Photonik**  
*Entwicklung einer monolithisch integrierten nahinfrarot Laser-Lichtquelle für die Silizium Photonik mithilfe von Tunnelnioden*

10 | 2007 –  
11 | 2013 (Universität Stuttgart)  
**Studium: Elektro und Informationstechnik mit Schwerpunkt Mikro und Optoelektronik**  
*Diplomarbeit zum Thema: Herstellung und Charakterisierung von Germanium-Kantenemittern (1.0)*  
*Studienarbeit zum Thema: N-Dotierung für Germanium LEDs (1.0)*

1997 –  
07 | 2006 (Ferdinand von Steinbeis – Technische Hochschule Reutlingen)  
Abitur

### Auszeichnungen & Forschung

**Best Student Paper Awards:** Roger A Haken Award – 62nd International Electron Device Meeting (IEDM) – 2016  
10th International Conference on Silicon Hetero-structures (ICSI) – 2017

**Eingeladene Vorträge:** Interuniversity Microelectronics Center (IMEC), Leuven – 2017  
IBM Research Center, Zürich – 2017  
Applied Materials, Santa Clara – 2017  
14th International Conference on Group IV Photonics, Berlin – 2017



## Publikationsliste

	Seit 2014
Erstauthor Journal Veröffentlichungen	3
Erstauthor Konferenz Veröffentlichungen	7
Journal Veröffentlichungen gesamt	14
Konferenz Veröffentlichungen gesamt	20
Zitate	441
h-index	8
i10-index	8

### Erst-Autor Journal Paper:

- ❖ R. Koerner, C. Clausen, M. Oehme, I. A. Fischer and J. Schulze, "Engineering of Germanium Tunnel Junctions for Optical Applications", *IEEE Photonics Journal*, vol. 10, no. 2, Apr. 2018.
- ❖ R. Koerner, I. A. Fischer, C. Clausen, M. Oehme, and J. Schulze, "MBE Grown Germanium Tunnel-Junctions – Burstein-Moss Effect and Band Edge Luminescence in the Ge Zener-Emitter", *Semiconductor Science and Technology*, vol. 32. No.12, Nov. 2017
- ❖ R. Koerner, M. Oehme, M. Gollhofer, M. Schmid, K. KostECKI, S. Bechler, D. Widmann, E. Kasper, and J. Schulze, "Electrically pumped lasing from Ge Fabry-Perot resonators on Si", *Optics Express*, vol. 23, no. 11, p. 14815, Jun. 2015.

### Erst-Autor Konferenzbeiträge:

- ❖ R. Koerner, I. A. Fischer, R. Soref, D. Schwarz, C. J Clausen, L. Hänel, M. Oehme and J. Schulze, „Tunnel-modulated Ge LED/laser light source and a sub-thermal voltage switching detector for the monolithic on-chip optical transceiver“, in *63<sup>th</sup> IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), IEEE International, 2017*.
- ❖ R. Koerner, C. Clausen, M. Oehme, I. A. Fischer, and J. Schulze "Zener Tunnel-Injection for Germanium Optical Amplifiers, Lasers and Modulators" in *14<sup>th</sup> International Conference on Group IV Photonics, 2017 (Invited)*.
- ❖ R. Koerner, M. Oehme, I. A. Fischer, and J. Schulze "MBE Grown Ge Tunnel Junctions for Novel Si-Photonic Devices" in *10<sup>th</sup> International Conference on Silicon Epitaxy and Heterostructures, 2017 (Best Student Presentation)*.

- ❖ R. Koerner, D. Schwarz, C. Clausen, M. Oehme, I. A. Fischer, and J. Schulze “The Germanium Zener-Emitter for Silicon Photonics” in *19<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics, 2017*.
- ❖ R. Koerner, D. Schwarz, I. Fischer, L. Augel, S. Bechler, L. Haenel, M. Kern, M. Oehme, E. Rolseth, B. Schwartz, D. Weissaupt, W. Zhang and 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” in *62<sup>th</sup> Electron Devices Meeting (IEDM), IEEE International, 2016 (Best Student Paper)*.
- ❖ R. Koerner, M. Oehme, K. KostECKI, I. A. Fischer, E. Rolseth, S. Bechler, M. Yorgidis, A. Blech, O. Latzl, and J. Schulze, “The Zener-Emitter: Electron Injection by Direct-Tunneling in Ge LEDs for the on-chip Si Light Source” in *74<sup>th</sup> Device Research Conference, 2016*.
- ❖ R. Koerner, M. Oehme, M. Gollhofer, K. KostECKI, M. Schmid, S. Bechler, D. Widmann, E. Kasper, and J. Schulze, “Optical bleaching in electrical pumped n-doped Ge on Si optical devices” in *Silicon-Germanium Technology and Device Meeting (ISTDM), 2014*.

### Journal Paper:

- ❖ L. Augel, Y. Kawaguchi, S. Bechler, R. Koerner, J. Schulze, H. Uchida, I. A. Fischer, “Integrated collinear refractive index sensors with Ge PIN photodiodes”, *ACS Photonics*, vol. 5-11, pp. 4589-4593, Oct. 2018
- ❖ M. Oehme, R. Koerner, P. Zaumseil, O. Latzl, K. KostECKI, M. Gollhofer, S. Bechler, M. Kittler, and J. Schulze, “Light emission of n-doped tensile strained Ge LEDs on GeSn virtual substrates”, *Optics Express*, under review, 2017.
- ❖ M. Oehme, M. Gollhofer, K. KostECKI, R. Koerner, S. Bechler, D. Widmann, T. Arguirov, M. Kittler, and J. Schulze, “Ge and GeSn Light Emitters on Si”, *Solid State Phenomena*, vol. 242, pp. 353–360, Oct. 2015.
- ❖ K. Ye, W. Zhang, M. Oehme, M. Schmid, M. Gollhofer, K. KostECKI, D. Widmann, R. Koerner, E. Kasper, and J. Schulze, “Absorption coefficients of GeSn extracted from PIN photodetector response”, *Solid-State Electronics*, vol. 110, pp. 71–75, Aug. 2015.
- ❖ 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”, *Optics Letters*, vol. 40, no. 13, p. 3209, Jul. 2015.





- ❖ M. Oehme, D. Widmann, K. KostECKI, P. Zaumseil, B. Schwartz, M. Gollhofer, R. Koerner, S. Bechler, M. Kittler, E. Kasper, and J. Schulze, "GeSn/Ge multiquantum well photodetectors on Si substrates", *Optics Letters*, vol. 39, no. 16, p. 4711, Aug. 2014.
- ❖ M. Schmid, M. Oehme, M. Gollhofer, R. Koerner, M. Kaschel, E. Kasper, and J. Schulze, "Effect of heavy doping and strain on the electroluminescence of Ge-on-Si light emitting diodes", *Thin solid films*, vol. 557, pp. 351–354, 2014.
- ❖ M. Oehme, K. KostECKI, M. Schmid, M. Kaschel, M. Gollhofer, K. Ye, D. Widmann, R. Koerner, S. Bechler, E. Kasper, and J. Schulze, "Franz-Keldysh effect in GeSn pin photodetectors", *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 16, p. 161115, Apr. 2014.
- ❖ M. Oehme, K. KostECKI, T. Arguirov, G. Mussler, K. Ye, M. Gollhofer, M. Schmid, M. Kaschel, R. Koerner, M. Kittler, D. Buca, E. Kasper, and J. Schulze, "GeSn Heterojunction LEDs on Si Substrates", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 2, pp. 187–189, Jan. 2014.
- ❖ M. Oehme, K. KostECKI, K. Ye, S. Bechler, K. Ulbricht, M. Schmid, M. Kaschel, M. Gollhofer, R. Koerner, W. Zhang, E. Kasper, and J. Schulze, "GeSn-on-Si normal incidence photodetectors with bandwidths more than 40 GHz", *Optics Express*, vol. 22, no. 1, p. 839, Jan. 2014.

Konferenz Beiträge:

- ❖ C. Clausen, I. A. Fischer, N. Hoppe, R. Koerner, M. Oehme, D. Schwarz, J. Schulze, „Tunnel Injection into Group IV Semiconductors and its Application to Light-Emitting Devices" in *2018 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series (SUM)*, 2018, S. 29-30.
- ❖ L. Augel, S. Bechler, R. Koerner, M. Oehme, J. Schulze, und I. A. Fischer, „An integrated plasmonic refractive index sensor: Al nanohole arrays on Ge PIN photodiodes“, in *2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2017, S. 40.5.1-40.5.4.
- ❖ L. Augel, R. Koerner, S. Bechler, J. Schulze, und I. A. Fischer, „Ge PIN photodetectors with nanohole arrays for refractive index sensing“, in *2017 IEEE 14th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2017, S. 161–162.
- ❖ B. Schwartz, M. Oehme, R. Koerner, S. Bechler, J. Schulze, and M. Kittler, "Luminescence of strained Ge on GeSn virtual substrate grown on Si (100)", *SPIE Photonic West*, Jan. 2017.

- ❖ W. Zhang, M. Oehme, K. KostECKI, K. Matthies, V. Stefani, A. Raju, D. Noll, V. S. Srinivasan, R. Koerner, E. Kasper, and J. Schulze, “S-parameter based device-level C-V measurement of p-i-n single-drift IMPATT diode for millimeter-wave-applications”, *IEEE MTT-S International Wireless Symposium (IWS)*, March. 2016.
- ❖ M. Oehme, R. Koerner, K. KostECKI, S. Bechler, M. Gollhofer, and J. Schulze, “Light sources for group IV photonics”, in *2016 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series (SUM) (2016)*, pp. 3–3.
- ❖ V. S. Srinivasan, S. Bechler, Y. A. Elogail, I. A. Fischer, M. Gollhofer, R. Koerner, K. KostECKI, E. Rolseth, J. Schlipf, and J. Schulze, “Performance Improvement of IGBT with Locally Doped Channel”, *18th International Workshop on Physics of Semiconductor Devices IWPSD*, vol. 18, Dez. 2015.
- ❖ P. Kalaga, V. S. Srinivasan, R. Koerner, J. Schulze, and S. Karmalkar, “Gate All Around Locally Doped Germanium Channel Field Effect Transistor by Molecular Beam Epitaxy”, *18th International Workshop on Physics of Semiconductor Devices IWPSD*, vol. 18, Dez. 2015.
- ❖ K. KostECKI, M. Oehme, R. Koerner, D. Widmann, M. Gollhofer, S. Bechler, G. Mussler, D. Buca, E. Kasper, and J. Schulze, “Virtual Substrate Technology for Ge<sub>1</sub>-XSnX Heteroepitaxy on Si Substrates”, *ECS Trans.*, vol. 64, no. 6, pp. 811–818, Dec. 2014.
- ❖ S. Bechler, M. Oehme, O. Latzel, M. Schmid, K. KostECKI, R. Koerner, M. Gollhofer, E. Kasper, and J. Schulze, „Franz-Keldysh Effect in GeSn Detectors“, *ECS Trans.*, vol. 64, no. 6, pp. 383–390, Dec. 2014.
- ❖ E. Rolseth, A. Blech, I. A. Fischer, Y. Hashad, R. Koerner, V. S. Srinivasan, and J. Schulze “Improvement of Device Performance of Ge Gate-All-Around Tunneling Transistor by Means of GeSn”, *E-MRS Fall Meeting*, J-15, pp. 143, Sept. 2014.
- ❖ M. Gollhofer, M. Oehme, K. KostECKI, K. Ye, S. Bechler, K. Ulbricht, M. Schmid, M. Kaschel, R. Koerner, W. Zhang, E. Kasper, and J. Schulze, “High speed vertical GeSn photodiodes on Si”, in *2014 IEEE 11th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2014, pp. 19–20.
- ❖ V. S. Srinivasan, I. A. Fischer, R. Koerner, E. Rolseth, and J. Schulze “Delta doped Ge and GeSn channel Transistor”, *E-MRS Fall Meeting*, vol. 8-4, pp. 150, Jan. 2014.



## H. Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Benutzung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Wörtlich übernommene Sätze oder Satzteile sind als Zitat belegt, andere Anlehnungen hinsichtlich Aussage und Umfang unter Quellenangabe kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen und ist nicht veröffentlicht.

Neu-Ulm, 06 November 2019

---

Unterschrift