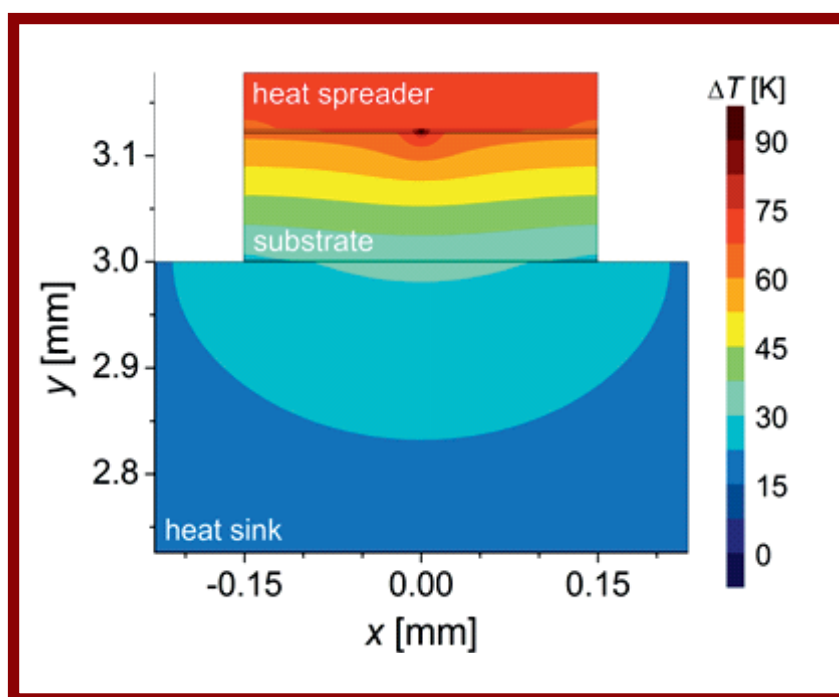


Modelowanie zjawisk fizycznych w krawędziowych laserach azotkowych oraz ich matrycach

Maciej Kuc, Robert P. Sarzała



Monografie Politechniki Łódzkiej
Łódź 2016

Modelowanie zjawisk fizycznych w krawędziowych laserach azotkowych oraz ich matrycach

Maciej Kuc, Robert P. Sarzała

Monografie Politechniki Łódzkiej
Łódź 2016

Recenzenci:
prof. dr. hab. Włodzimierz Kucharczyk
dr hab. inż. Tomasz Czystanowski

Redaktor Naukowy Wydziału Fizyki Technicznej,
Informatyki i Matematyki Stosowanej:
dr hab. inż. Aneta Poniszewska-Marańda

© Copyright by Politechnika Łódzka 2016

WYDAWNICTWO POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ
90-924 Łódź, ul. Wólczańska 223
tel. 42-631-20-87, 42-631-29-52
fax 42-631-25-38
e-mail: zamowienia@info.p.lodz.pl
www.wydawnictwa.p.lodz.pl

ISBN 978-83-7283-883-4

Reprodukcja z materiałów dostarczonych przez Autorów

Nakład 50 egz. Ark. wyd. 20,5. Ark. druk. 20,0. Papier offset. 80 g, 70 x 100
Wykonano w Drukarni „Quick-Druk” s.c. 90-562 Łódź, ul. Łąkowa 11
Nr 2238

Podziękowania

Badania zawarte w niniejszym opracowaniu zostały zrealizowane częściowo w ramach: projektu badawczego realizowanego w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka 2007–2013 POIG.01.03.01-159/08 „Innowacyjne technologie wielofunkcyjnych materiałów i struktur dla nanoelektroniki, fotoniki, spintroniki i technik sensorowych (*InTechFun*)”, projektu NCN nr UMO-2014/13/B/ST7/00633 oraz projektu „Stypendia naukowe dla najlepszych doktorantów z zakresu nowych technologii” finansowanego z Europejskiego Funduszu Społecznego i środków budżetu Państwa w ramach priorytetu VIII Regionalne Kadry Gospodarki, a także grantu dla młodych naukowców „Opracowanie parametrów materiałowych kryształów wykorzystywanych w konstrukcjach półprzewodnikowych laserów azotkowych i ich matrycach w celu efektywnej symulacji i optymalizacji tych przyrządów”.

Autorzy pragną w tym miejscu wyrazić swoją wdzięczność i podziękować całemu Zespołowi Fotoniki IF PŁ za wsparcie i przychylne nastawienie podczas realizacji niniejszej pracy. W szczególności autorzy dziękują doktorowi habilitowanemu Tomaszowi Czyszanowskiemu, doktorom Michałowi Wasiakowi, Maciejowi Demśowi, Pawłowi Maćkowiakowi i Łukaszowi Piskorskiemu oraz magistrowi Marcinowi Gębskiemu za możliwość korzystania z oprogramowania ich autorstwa. Szczególne podziękowania autorzy pragną przekazać profesorowi Piotrowi Perlinowi za liczne wskazówki i cenne dyskusje, a także za udostępnienie danych konstrukcyjno-materiałowych oraz charakterystyk eksperymentalnych laserów azotkowych o emisji krawędziowej wykonanych w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk.

Badania realizowane były w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej na Wydziale FTIMS.

Spis treści

Podziękowania	iii
Wybrane oznaczenia	ix
Najważniejsze skróty stosowane w pracy	xiii
Streszczenie	xv
1 Wstęp	1
2 Cele pracy	5
3 Wprowadzenie	9
3.1 Rozwój laserów azotkowych i ich matryc	9
3.2 Zastosowania	17
4 Azotkowe diody laserowe i ich matryce	23
4.1 Struktura lasera azotkowego	23
4.2 Struktura azotkowych matryc laserowych	30
4.3 Podstawowe parametry	32
4.3.1 Napięcie zasilające	32
4.3.2 Gęstość prądu progowego	35
4.3.3 Parametr charakterystyczny T_0	41
4.3.4 Sprawność różniczkowa	42
4.3.5 Oporność cieplna	46
4.3.6 Sprawność energetyczna	50
4.3.7 Moc wyjściowa	51

4.4	Efekt <i>thermal roll-over</i>	56
4.5	Efekt katastroficznego zniszczenia zwierciadeł	58
4.6	Efekt <i>thermal crosstalk</i>	61
4.7	Stosowane układy montażowe	64
4.8	Żywotność i degradacja	70
4.9	Symulacje i obliczenia	73
4.10	Podsumowanie	82
5	Model numeryczny	85
5.1	Zjawiska cieplne	86
5.2	Zjawiska elektryczne	89
5.3	Zjawisko wzmocnienia	90
5.4	Zjawiska optyczne	91
5.5	Algorytm obliczeń	92
6	Parametry materiałowe	95
6.1	Parametry dla modelu cieplnego	96
6.2	Parametry dla modelu elektrycznego	106
6.3	Parametry do obliczenia wzmocnienia	140
6.4	Parametry do modelu optycznego	143
6.5	Podsumowanie	149
7	Wyniki modelowania	151
7.1	Analiza wpływu montażu lasera azotkowego na jego właściwości cieplne	152
7.1.1	Budowa i parametry modelowanego lasera	153
7.1.2	Wyniki obliczeń dwu- i trójwymiarowych dla lasera w różnych montażach	158
7.1.3	Wyniki obliczeń trójwymiarowych dla lasera w konfiguracji <i>p-down</i> z przekładką	169
7.2	Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość uzyskania prognozy akcji laserowej dla azotkowych matryc laserowych	180
7.2.1	Budowa i parametry modelowanego lasera	181
7.2.2	Model numeryczny i jego kalibracja	183
7.2.3	Wyniki dla matryc laserowych	189
7.3	Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego	203
7.3.1	Budowa i parametry modelowanego lasera	204
7.3.2	Model numeryczny i jego kalibracja	207

7.3.3 Wyniki dla lasera z pojedynczym emiterem	218
7.3.4 Wyniki dla matryc laserowych	245
7.4 Rozkład pola optycznego w laserze azotkowym	262
8 Podsumowanie.....	273
Abstract.....	279
Autorzy	281
Bibliografia	285

Wybrane oznaczenia

A	współczynnik rekombinacji monomolekularnej
B	współczynnik rekombinacji bimolekularnej
c	prędkość światła w próżni
C	współczynnik rekombinacji Auger
D	współczynnik dyfuzji ambipolarnej
e	elementarny ładunek elektryczny
E_g	przerwa energetyczna
h	stała Plancka
I_{th}	natężenie prądu progowego dla akcji laserowej
j	gęstość prądu
j_A	gęstość prądu w obszarze czynnym
j_s	gęstość wstecznego prądu nasycenia
j_{th}	gęstość prądu progowego
k_B	stała Boltzmanna
L	długość
n_R	współczynnik załamania
N_{Si}	koncentracja domieszki krzemowej
N_O	koncentracja domieszki tlenowej
P_{Mg}	koncentracja domieszki magnezowej
P_{in}	moc dostarczona do przyrządu
P_{out}	moc wyjściowa

P_{\max}	maksymalna moc wyjściowa
R	współczynnik odbicia zwierciadła
R_{th}	oporność cieplna
t	grubość warstwy
T	temperatura
T_0	parametr charakteryzujący zależność prądu progowego lasera od temperatury
T_{amb}	temperatura otoczenia
T_A	temperatura w obszarze czynnym
U	napięcie
U_{th}	napięcie progowe
W	szerokość
α	współczynnik absorpcji
α_i	straty wewnętrzne lasera
α_m	straty krawędziowe promieniowania
β_{pn}	współczynnik kształtu charakterystyki złącza
Γ	współczynnik ograniczenia optycznego
δ	współczynnik temperaturowy
η_0	sprawność ekstrakcji promieniowania
η_d	zewnętrzna sprawność kwantowa
η_i	wewnętrzna sprawność kwantowa
η_{SE}	przyrostowa sprawność różniczkowa
η_{WPE}	sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną
κ	przewodność cieplna
λ	długość fali elektromagnetycznej
μ_n	ruchliwość elektronów
μ_p	ruchliwość dziur
ρ	oporność elektryczna
ρ_c	elektryczna oporność powierzchniowa warstwy kontaktowej

ρ_{TD}	gęstość dyslokacji niciowych, przechodzących
σ	przewodność elektryczna

Uwaga: W pracy przyjęto zapis liczb zgodny z notacją anglo-amerykańską, w której separatorem znaków dziesiętnych jest kropka. Używane w pracy określenie *azotki* lub *materiały azotkowe* odnosi się do podwójnych, potrójnych i poczwórnych związków chemicznych grupy III-N.

Najważniejsze skróty stosowane w pracy

2D *2-Dimensional* – dwuwymiarowy

3D *3-Dimensional* – trójwymiarowy

III-N *III-Nitrides* – półprzewodniki azotkowe

AlGaN *Aluminium Gallium Nitride* – azotek glinowo-galowy

AlInGaN *Aluminium Indium Gallium Nitride* – azotek glinowo-indowo-galowy

AlN *Aluminium Nitride* – azotek glinu

BA *Broad Area* – szeroki obszar paskowego obszaru czynnego

COD *Catastrophic Optical Damage* – efekt katastroficznego zniszczenia optycznego zwierciadeł

CVD *Chemical Vapor Deposition* – chemiczne osadzanie z fazy gazowej

CW *Continuous-Wave* – fala ciągła

EBL *Electron Blocking Layer* – warstwa ograniczająca ucieczkę nośników z obszar czynnego

EEL *Edge Emitting Laser* – laser o emisji krawędziowej

ELOG *Epitaxial Lateral Overgrowth* – lateralny wzrost epitaksjalny

FS-GaN *Freestanding-GaN* – warstwa podłożowa GaN otrzymana po oddzieleniu jej od podłoża, na którym krystalizowała (np. szafir)

- GaAs Gallium Arsenide – arsenek galu
- GaN Gallium Nitride – azotek galu
- HNPS High Nitrogen Pressure Solution – metoda krystalizacji wysokociśnieniowej syntezy z roztworu azotu w galu
- HVPE Hydride Vapor Phase Epitaxy – wodorkowa epitaksja z fazy gazowej
- InGaN Indium Gallium Nitride – azotek indowo-galowy
- InN Indium Nitride – azotek indu
- InP Indium Phosphide – fosforek indu
- LD Laser diode – dioda laserowa
- LED Light Emitting Diode – dioda elektroluminescencyjna
- MBE Molecular Beam Epitaxy – epitaksja z wiązek molekularnych
- MOVPE Metal Organic Vapor Phase Epitaxy – epitaksja ze związków metaloorganicznych w formie gazowej
- MQW Multi-Quantum Well – wielokrotna studnia kwantowa
- QCSE Quantum Confined Stark Effect – kwantowy efekt Starka
- RT Room Temperature – temperatura pokojowa
- RW Ridge-Waveguide – falowód grzbietowy
- SCH Separate Confinement Heterostructure – konstrukcja z rozdzielonym ograniczeniem przestrzennym pola elektromagnetycznego oraz nośników prądu
- SPSL Short Period Superlattice – supersieć o krótkim okresie
- TD Threading Dislocation – dyslokacja niciowa, przechodząca
- TH Threshold – próg (laserowania)
- WPC Weak Plasmonic Cladding – plazmoniczna warstwa okładkowa

Streszczenie

Lasery półprzewodnikowe zbudowane z materiałów azotkowych oraz ich jednowymiarowe matryce znajdują zastosowanie w wielu dziedzinach nauki i techniki np.: w multimediami, medycynie, wojskowości, przemyśle i ochronie środowiska. Z punktu widzenia tych zastosowań jednym z najistotniejszych parametrów wspomnianych przyrządów jest ich jak największa moc promieniowania użytecznego. Z tego powodu szczególnie istotne jest poszukiwanie rozwiązań konstrukcyjnych pozwalających poprawić ich właściwości cieplne, co powinno zaowocować polepszeniem ich parametrów pracy.

Analiza dostępnej literatury poświęconej temu zagadnieniu pokazuje jednak, że brakuje kompleksowych analiz własności cieplnych laserów azotkowych uwzględniających jednocześnie: sam chip półprzewodnikowy, elementy konstrukcyjne tworzące cały przyrząd, zależność parametrów materiałowych od parametrów pracy przyrządu (np. temperatury), wzajemnego wpływu poszczególnych emiterów rozmieszczonych w matrycy na swoje parametry pracy. Związane jest to zapewne z dużymi trudnościami napotykanymi podczas takich badań, których głównymi przyczynami są: skomplikowana geometra przyrządów, brak pełnej wiedzy o przebiegu poszczególnych zjawisk fizycznych występujących podczas pracy tych urządzeń, wzajemny wpływ poszczególnych zjawisk na siebie, problemy z określeniem wielu parametrów fizycznych materiałów, z których zbudowane są lasery azotkowe.

W niniejszej pracy podjęto próbę kompleksowej analizy działania azotkowych laserów krawędziowych zaprojektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm oraz jednowymiarowych matryc takich laserów, skupiając uwagę przede wszystkim na przebiegu zjawisk elektrycznych

i cieplnych występujących podczas ich pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej. Głównym celem pracy było pokazanie wpływu poszczególnych elementów konstrukcyjnych analizowanych przyrządów na wielkość emitowanej z nich mocy optycznej w celu wyznaczenia ich optymalnych struktur. Przeprowadzone badania były częściowo realizowane we współpracy z Instytutem Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk, co umożliwiło powiązanie wyników symulacji komputerowych z danymi eksperymentalnymi.

W celu realizacji tych badań opracowany został numeryczny model lasera oraz matrycy laserowej uwzględniający wiele elementów istotnych dla ich działania. Dodatkowo na bazie dostępnej literatury opracowano szczegółowe zależności określające parametry fizyczne wszystkich materiałów wykorzystywanych do budowy wspomnianych przyrządów ze szczególnym uwzględnieniem parametrów elektrycznych i cieplnych.

Rozdział 1

Wstęp

Niniejsza praca dotyczy półprzewodnikowych azotkowych laserów o krawędziowej emisji światła z falowodem grzbietowym (z angielskiego *Edge-Emitting Laser Ridge-Waveguide*, w skrócie EEL RW) oraz ich jednowymiarowych matryc (ang. *laser array*, *laser bar*). Emitery wykonane z takich materiałów teoretycznie dają możliwość otrzymania światła laserowego z szerokiego zakresu od głębokiego UV do światła zielonego. Spośród najbar-dziej obiecujących zastosowań azotkowych EEL i ich jednowymiarowych matryc można wymienić przechowywanie danych Blu-Ray, wyświetlacze laserowe (telewizory, projektory kinowe, projektory multimedialne do zastosowań biznesowych i projektory kompaktowe do urządzeń przenośnych, wyświetlacze przezierne HUD (ang. *Head-Up Display*)), drukarki laserowe, podświetlenie BLU (ang. *Backlight Unit*) dla paneli LCD (ang. *Liquid Crystal Display*) oraz oświetlenie SSL (ang. *Solid-State Lighting*) m.in. dla reflektorów samochodowych. Takie przyrządy mogą również znaleźć zastosowanie w krystalizacji warstw dla tranzystorów TFT (ang. *Thin Film Transistor*), diagnostyce medycznej, ochronie środowiska (nowa generacja czujników chemicznych i biologicznych), reprografii, fotolitografii, obróbce laserowej oraz optycznej komunikacji podwodnej.

Analizując bogatą historię rozwoju optoelektroniki opartej na azotku galu, a w szczególności historię rozwoju azotkowych EEL, można zauważyć z jednej strony mnogość rozmaitych problemów technologicznych (często charakterystycznych tylko dla materiałów grupy III-N), które znacząco opóźniły komercjalizację tych przyrządów, a z drugiej strony ogromne starania i nakłady finansowe dużych światowych koncernów upatrujących w tej technologii przełomu w przemyśle półprzewodnikowym podobnego do tego, jaki dokonał się w wyniku wcześniejszego wprowadzenia krzemu czy też

arsenku galu. Technologia azotkowa okazała się być bardzo trudna i znacząco bardziej wymagająca niż inne opanowane wcześniej technologie: krzemowa, arsenkowa i fosforkowa. Dodatkowo silna konkurencja obserwowana zarówno w środowisku naukowym, jak i na rynku komercyjnym, powodowała i wciąż powoduje to, że dostęp do potrzebnych danych materiałowych, szczegółów konstrukcji nowoczesnych azotkowych EEL, jak również informacji dotyczących istotnych zagadnień fizyki działania tych przyrządów, jest bardzo utrudniony lub wręcz niemożliwy.

Dla większości spośród wymienionych zastosowań główne wymagania rynku komercyjnego sprowadzają się przede wszystkim do żądania większej mocy światła laserowego uzyskiwanego z azotkowych EEL projektowanych na różne długości fali. Szczególne znaczenie mają tu przyrządy pracujące z falą ciągłą CW (ang. *Continuous-Wave*) w temperaturze pokojowej RT (ang. *Room Temperature*). Otrzymywanie dużej mocy optycznej z diod laserowych wymaga stosowania jeszcze większej mocy pompującej. Pomimo obserwowanej w ostatnich latach znaczącej poprawy parametrów wyjściowych azotkowych EEL, w tym wielokrotnego zwiększenia ich sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną (obecnie najlepsze przyrządy osiągają prawie 40% sprawności), nadal nie dorównują one parametrom charakterystycznym dla analogicznych przyrządów zbudowanych z innych materiałów grupy III-V (ok. 70% sprawności). Dodatkowo w związku z własnościami fizycznymi materiałów, z jakich zbudowane są lasery azotkowe, moc elektryczna dostarczana do nich w czasie ich pracy jest wielokrotnie większa niż ta dostarczana do laserów zbudowanych z materiałów o węższej przerwie energetycznej. Te niekorzystne cechy powodują m.in. problemy z uzyskaniem z tych urządzeń dużej mocy promieniowania. Większą moc wyjściową azotkowych EEL można uzyskać zapewniając odpowiednio wydajne odprowadzanie znacznej ilości energii cieplnej wydzielanej podczas ich pracy. Wymaga to odpowiedniego zaprojektowania zarówno chipu laserowego, jaki i jego układu montażowego. Ponadto moc wyjściową można znacząco zwiększyć stosując matryce (linijki) laserowe projektowane poprzez odpowiednie rozmieszczenie większej liczby źródeł promieniowania w obrębie jednego chipu laserowego. Takie przyrządy oparte na materiałach azotkowych, ze względu na różne trudności technologiczne występujące podczas ich wytwarzania, są rozwijane od niedawna. Jak pokazują dotychczasowe wyniki maksymalne moce wyjściowe uzyskiwane z takich matryc przewyższają te otrzymywane z przyrządów z pojedynczym emiterem. W celu zapewnienia optymalnych warunków dla pracy matryc laserowych przy ich projektowaniu

należy w szczególności uwzględnić efekt wzajemnego oddziaływania emiterów, w tym oddziaływania cieplnego (ang. *thermal crosstalk*).

Badania przeprowadzone w ramach niniejszej pracy stanowią numeryczną analizę skupioną przede wszystkim na przebiegu zjawisk elektrycznych i cieplnych występujących podczas pracy azotkowych EEL i ich jednowymiarowych matryc zaprojektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm (ang. *blue-violet*). Głównym celem tych badań było pokazanie wpływu poszczególnych elementów konstrukcyjnych analizowanych przyrządów na wielkość emitowanej z nich mocy optycznej. Przeprowadzone badania były częściowo realizowane we współpracy z Instytutem Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk, co umożliwiło powiązanie wyników symulacji komputerowych z danymi eksperymentalnymi. Wyniki tych badań, zdaniem autora, mogą przyczynić się do realizacji przyrządów charakteryzujących się lepszymi parametrami cieplnymi i dzięki temu możliwością uzyskania z nich większej optycznej mocy wyjściowej.

Rozdział 2

Cele pracy

Głównym celem niniejszej pracy jest pokazanie wpływu poszczególnych elementów konstrukcyjnych azotowych laserów krawędziowych z falowodem grzbietowym z pojedynczym emiterym i ich jednowymiarowych matryc (wieloemiterych linijek laserowych) na wielkość emitowanej z tych przyrządów optycznej mocy użytecznej. Szczególny nacisk położono przy tym na głębokie zbadanie przebiegu zachodzących w tych przyrządach zjawisk elektryczno-ciepłych. Celem tych badań było wytypowanie optymalnych rozwiązań konstrukcyjnych dla każdego typu przyrządu i zastosowanego w nim układu montażowego. Przeprowadzone badania były częściowo realizowane we współpracy z Instytutem Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk, co umożliwiło powiązanie wyników symulacji komputerowych z danymi eksperymentalnymi. Do modelowania wybrano trzy różne emitery krawędziowe, z których dwa zostały wykonane właśnie w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk. Modele matryc zostały zaprojektowane w standardowy sposób, poprzez powielenie wybranych do obliczeń emiterych bazowych w obrębie pojedynczych chipów laserowych. Należy zaznaczyć, że sensowne i efektywne modelowanie zjawisk fizycznych w danej klasie przyrządów półprzewodnikowych jest możliwe tylko wtedy, jeśli posiadamy odpowiednią wiedzę o własnościach fizycznych materiałów, z których są one zbudowane. Aby więc zrealizować wspomniane wyżej cele, w niniejszej pracy podjęto próbę szczegółowego opracowania parametrów materiałowych charakterystycznych dla półprzewodników grupy III-N, z których zostały wykonane przyrządy wybrane do modelowania, oraz wzajemnych zależności pomiędzy tymi parametrami. Szczególnie starannie, ze względu na tematykę pracy, starano się przy tym opracować parametry elektryczne i ciepłe materiałów azotkowych.

Główny cel rozprawy został zrealizowany przy wykorzystaniu autorskiego programu komputerowego Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej pozwalającego na symulację zjawisk fizycznych, które zachodzą podczas pracy krawędziowych laserów półprzewodnikowych i ich matryc uwzględniając przy tym wzajemne powiązania tych zjawisk (tzw. tryb samouzgodniony obliczeń). Cel pomocniczy (opracowanie danych materiałowych) został zrealizowany na podstawie dogłębnej analizy dużej ilości danych literaturowych, opisujących parametry cieplne, elektryczne oraz optyczne materiałów azotkowych i innych materiałów wykorzystywanych przy wytwarzaniu analizowanych w pracy przyrządów.

Początek pracy stanowi krótki *Wstęp*, który ma za zadanie wprowadzić czytelnika w jej tematykę oraz wykazać zasadność postawionych celów opisanych w niniejszym rozdziale (*Cele pracy*). W kolejnym rozdziale zatytułowanym *Azotkowe diody laserowe i ich matryce* zostaną przedstawione zgromadzone na podstawie bogatej literatury informacje kolejno na temat budowy tych przyrządów (*Struktura lasera azotkowego, Struktura azotkowych matryc laserowych*), ich parametrów pracy (*Podstawowe parametry*), zjawisk związanych z ograniczeniem maksymalnej mocy wyjściowej (*Efekt thermal rollover, Efekt katastroficznego zniszczenia zwierciadeł, Efekt thermal crosstalk*), stosowanych układów montażowych (*Stosowane układy montażowe*), żywotności oraz mechanizmów ich degradacji (*Żywotność i degradacja*). Następnie w tym samym rozdziale na podstawie dostępnej literatury został opisany dotychczasowy zakres badań teoretycznych (symulacyjnych) dotyczących tematyki zawartej w pracy przeprowadzonych przez inne grupy badawcze. W podsumowaniu rozdziału *Azotkowe diody laserowe i ich matryce* zostały zamieszczone tabele z charakterystycznymi dla laserów azotkowych parametrami pracy opisanymi w poprzednich podrozdziałach.

W rozdziale *Model numeryczny* szczegółowo przedstawiono zależności opisujące zjawiska cieplne, elektryczne i optyczne oraz zjawisko wzmocnienia, które mogą być modelowane w autorskim programie komputerowym Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej. Na końcu tego rozdziału znajduje się ogólny algorytm obliczeń, który pozwala na ustalenie prognozy laserowania wybranego do modelowania lasera przy uwzględnieniu wyżej wspomnianych zjawisk oraz ich wzajemnych powiązań.

W rozdziale *Parametry materiałowe* zajęto się w kolejnych podrozdziałach parametrami potrzebnymi do modelowania zjawisk opisanych w poprzedzającym go rozdziale *Model numeryczny*. Zależności wyznaczone dla parametrów materiałów azotkowych zostały opracowane na podstawie danych

eksperymentalnych zgromadzonych z ponad 100 różnych prac. W podsumowaniu umieszczono tabelę z wyliczonymi na tej podstawie wartościami parametrów cieplnych, elektrycznych i optycznych dla kilku wybranych warstw wykonanych z materiałów azotkowych o składzie, grubościach i domieszko-waniu podobnych do tych, jakie można spotkać w różnych konstrukcjach przyrządów optoelektronicznych wykonanych z tych materiałów.

Wyniki obliczeń oraz sformułowane na ich podstawie wnioski przedstawia rozdział *Wyniki modelowania*, który został podzielony na cztery części. W pierwszej z nich – *Analiza wpływu montażu lasera azotkowego na jego właściwości cieplne* – przedstawiono wyniki obliczeń cieplnych dla EEL montowanego *p-up* i *p-down* w różnych układach montażowych wykorzystujących miedziane bloki oraz przekładki i nakładki (ang. *heat spreaders*). W części *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość uzyskania progu akcji laserowej dla azotkowych matryc laserowych* przedstawiono wyniki analizy, której celem było określenie możliwości zwiększenia liczby emiterów w matrycy mogących uzyskać warunki progowe laserowania w trybie CW RT uwzględniając przy tym wybrane zmiany konstrukcyjne w chipie oraz układzie montażowym. W części *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego* przedstawiono wyniki dla pojedynczych laserów krawędziowych i ich matryc pokazujące wpływ różnych zmian konstrukcyjnych na ich parametry pracy, w tym na możliwą do uzyskania maksymalną moc wyjściową. W ostatniej części *Rozkład pola optycznego w laserze azotkowym* zostały przedstawione wyniki samouzgodnionych obliczeń dla wybranej konstrukcji lasera pracującego w progu akcji laserowej w trybie CW RT uwzględniające wszystkie zjawiska opisane w rozdziale *Model numeryczny*, w tym zjawiska elektryczne, cieplne, wzmocnieniowe i optyczne.

Zamknięcie pracy stanowi *Podsumowanie*, zawierające dyskusję otrzymanych wyników. Na końcu pracy zamieszczono abstrakt w języku angielskim (*Abstract*), notkę o autorach pracy (*Autorzy*) oraz spis literatury (*Bibliografia*).

Rozdział 3

Wprowadzenie

W niniejszym rozdziale przedstawiono historię rozwoju krawędziowych diod laserowych EEL (ang. *Edge Emitting Laser*) i ich jednowymiarowych matryc (ang. *laser array, laser bar*) zbudowanych na bazie materiałów grupy III-N (ang. *III-Nitrides*), w tym najważniejsze problemy charakterystyczne dla tych przyrządów i ich skomplikowanej technologii oraz rozwiązania umożliwiające ich komercjalizację. Omówiono też najważniejsze zastosowania tych przyrządów, kładąc szczególny nacisk na zastosowania, w których wymagana jest duża moc optyczna.

3.1 Rozwój laserów azotkowych i ich matryc

Półprzewodniki grupy III-N znalazły szerokie zastosowanie w elektronice oraz optoelektronice wysokich mocy oraz częstotliwości. Najważniejszy z tej grupy azotek galu (GaN), obok krzemu (Si) i arsenku galu (GaAs) stanowi w przemyśle elektronicznym i optoelektronicznym jeden z trzech najważniejszych materiałów półprzewodnikowych. O szczególnych możliwościach materiałów azotkowych decyduje m.in. szeroka i prosta przerwa energetyczna, którą można zmieniać w bardzo szerokim zakresie (od ok. 1 eV do ok. 6 eV) dobierając skład molowy tj. zawartość indu (In) i glinu (Al) w materiale AlInGaN. Tak szeroki zakres przerwy wzbronionej pokrywa szeroki zakres widmowy, z którego najbardziej pożądanym w optoelektronice jest zakres odpowiadający długości światła od głębokiego ultrafioletu, przez kolor niebieski do koloru zielonego. Kolor czerwony dopełniający model przestrzeni barw RGB (ang. *Red, Green, Blue*) otrzymywany jest z przyrządów konstruowanych na bazie arsenkowych i fosforkowych materiałów grupy III-V.

Materiały grupy III-N mogą krystalizować w metastabilnej strukturze blendy cynkowej lub szeroko wykorzystywanej w elektronice i optoelektronice, stabilnej, gęsto upakowanej strukturze wurcytu. Półprzewodniki azotkowe o strukturze wurcytu posiadają sieć przestrzenną w postaci prostej sieci heksagonalnej, w której bazę stanowią dwa atomy glinu, indu lub galu oraz dwa atomy azotu. Krótkie, silne wiązania charakterystyczne dla tej struktury powodują, że otrzymywany materiał jest bardzo twardy, a ruchliwość obecnych w nim dyslokacji mocno ograniczona. Dzięki temu materiały te stanowią doskonałą alternatywę dla konkurencyjnych materiałów związków II-VI, które charakteryzują się dużą ruchliwością dyslokacji ograniczającą możliwość ich wykorzystania w elektronice oraz optoelektronice.

Naturalnym kierunkiem wzrostu warstw materiałów grupy III-N jest polarny kierunek wzrostu c (ang. *polar c-plane*). Z uwagi na obniżoną symetrię w strukturze heksagonalnej materiał krystalizujący w tym kierunku charakteryzuje się właściwościami piezoelektrycznymi i piroelektrycznymi. Z tego powodu w materiałach azotkowych przy braku odkształceń sieci krystalicznej wywołanych czynnikami zewnętrznymi obecna jest nieskompensowana spontaniczna polaryzacja elektryczna skierowana zgodnie z kierunkiem polarnym c . Materiały azotkowe GaN, AlN i InN oraz ich stopy charakteryzują się znacząco słabszym dopasowaniem sieciowym niż materiały arsenkowe. Deformacja spowodowana niedopasowaniem sieciowym warstw wykonanych z materiałów grupy III-N różniących się składem molowym, obok naprężeń niedopasowania (ang. *misfit strain*) wprowadza również polaryzację piezoelektryczną. Obecność w obszarze czynnym wbudowanego pola elektrycznego pochodzącego od polaryzacji spontanicznej i piezoelektrycznej oraz naprężeń i dyslokacji w całej strukturze półprzewodnikowej znacząco utrudnia pełne wykorzystanie potencjału przyrządów konstruowanych na bazie materiałów grupy III-N.

Prace nad przyrządami optoelektronicznymi konstruowanymi na bazie materiałów grupy III-N krystalizującymi w kierunku polarnym c są prowadzone równoległe przez wiele zespołów badawczych na całym świecie w tym m.in. w Japonii (Fujitsu, Hamamatsu Photonics K.K., NEC, Nichia, Panasonic (Sanyo Electric), ROHM, Sharp, Sony, Toshiba), w USA (Cree, University of California, Xerox), w Polsce (Unipress), w Niemczech (Osram), w Korei Południowej (Samsung), w Wielkiej Brytanii (Sharp) oraz w Chinach (Chinese Academy of Sciences). Dzięki ogromnej liczbie placówek badawczych zajmujących się przyrządami azotkowymi można zaobserwować duży postęp w technologii azotkowej dokonany w ciągu ostatnich piętnastu lat jej rozwoju [1]. Jednym

z osiągnięć prezentującym jednocześnie alternatywne podejście do problemów wynikających z obecności wbudowanego pola elektrycznego w materiałach krystalizujących w kierunku polarnym c są prace nad materiałami rosnącymi (więcej informacji czytelnik może znaleźć w pracy [2]) w niepolarnych a , m (ang. *non-polar*) i półpolarnych (ang. *semi-polar*) kierunkach podjęte w ostatnich latach przez różne zespoły badawcze (m.in. ROHM, Sora). Jednakże większość dostępnych komercyjnie konstrukcji EEL opartych na materiałach grupy III-N jest wykonanych przy wykorzystaniu wzrostu w kierunku polarnym c [3].

Dla przyrządów opartych na krzemie oraz arsenku galu rozwój metod wzrostu podłoży oraz warstw epitaksjalnych przebiegał jednakowo. Te klasyczne metody nie mogły być jednak bezpośrednio wykorzystane dla uzyskania azotku galu z uwagi na wysoką temperaturę topnienia charakterystyczną dla tego materiału (2200 °C przy równowagowym ciśnieniu azotu 6 GPa). Brak monokryształów GaN o zadowalających parametrach fizykochemicznych pozwalających na wytworzenie podłoża dla epitaksji bardzo spowolnił rozwój przyrządów opartych na materiałach grupy III-N. Z tego powodu kolejne osiągnięcia w tej dziedzinie ściśle powiązane są z poszukiwaniami i rozwojem technologii wykonania podłoża i ich dostępności na rynku komercyjnym. Wzrost epitaksjalny warstw materiałów grupy III-N umożliwia rozwijana od niedawna przez Unipress i Sharp metoda epitaksji z wiązek molekularnych z plazmowym źródłem azotu PAMBE (ang. *Plasma-Assisted Molecular Beam Epitaxy*) oraz stosowana przez większość zespołów badawczych i rozwijana od samego początku technologii azotkowej metoda osadzania poprzez zastosowanie związków metaloorganicznych w formie gazowej MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*). Obecnie wszystkie komercyjnie dostępne konstrukcje EEL opartych na materiałach III-N wykonane są w technologii MOVPE [3].

Wzrost epitaksjalny materiału GaN na obcych podłożach (m.in. szafirze, krzemie, węgliku krzemu, arsenku galu) jest trudny z powodu braku dopasowania stałych sieciowych (np. 14% różnicy pomiędzy stałymi sieciowymi GaN i szafiru [5]), współczynników rozszerzalności cieplnej CTE (ang. *Coefficient of Thermal Expansion*) oraz niezgodności chemicznej (ang. *chemical incompatibility*) (tabela 1.1). Taki wzrost jest źródłem bardzo dużej liczby dyslokacji przechodzących (niciowych) TD (ang. *Threading Dislocation*), które z uwagi na swój charakter rozprzestrzeniają się są również obecne w obszarze czynnym konstruowanych przyrządów. Dodatkowo takiemu wzrostowi towarzyszy wyginanie się uzyskanej warstwy podłożowej GaN

(ang. *bending*). Krzywizna warstwy GaN na obcym podłożu spowodowana jest różnicą współczynników rozszerzalności cieplnej tych materiałów. Promień krzywizny warstwy GaN zależy od jej grubości oraz od grubości podłoża i maleje wraz ze wzrostem grubości podłoża oraz rośnie wraz z grubością warstwy GaN [5]. Obecność krzywizny warstwy podłożowej GaN utrudnia m.in. dokładność procesu fotolitografii, który jest niezbędny do wytwarzania diod laserowych [6].

Tabela 1.1. Właściwości wybranych materiałów podłożowych wykorzystywanych powszechnie w elektronice oraz optoelektronice względem odpowiednich właściwości materiału GaN [7]. $\Delta\alpha$ – niedopasowanie sieciowe; $\Delta\alpha$ – niedopasowanie współczynników rozszerzalności cieplnej.

Materiał	$\Delta\alpha$ [%]	$\Delta\alpha$ [10^{-6} ppm/K]	Stabilność
Al ₂ O ₃ (szafir)	-13.8	1.9	dobra
Si	20.1	-2	dobra
GaAs	25.3	0.4	średnia
GaP	20.7	-0.9	średnia
MgO	-6.5	4.9	średnia
MgAl ₂ O ₄	-10.3	1.9	dobra
ZnO	2.0	-2.7	średnia
6H-SiC	-3.4	-1.4	dobra

Dla wzrostu materiału GaN konieczna była modyfikacja reaktora MOVPE w celu powstrzymania niepożądanych reakcji metaloorganicznych związków grupy III i NH₃ oraz efektów konwekcyjnych spowodowanych wysoką temperaturą wzrostu przekraczającą 1000 °C w porównaniu do temperatury nie większej niż 700 °C wymaganej przy epitaksji dla innych związków grupy III-V [3, 8]. Punktem przełomowym było uzyskanie w 1986 roku materiału GaN na podłożu szafirowym przy wykorzystaniu warstwy buforowej AlN osadzonej w niskiej temperaturze LTD (ang. *Low Temperature Deposited*) metodą MOCVD [9, 10]. Przełom ten miał miejsce po 15 latach licząc od 1971 roku, kiedy to po raz pierwszy zaobserwowano emisję stymulowaną uzyskaną w wyniku pompowania optycznego kryształu GaN [11] (obecnie wydaje się bardzo niezwykłym fakt, że luminescencja uzyskana z wczesnych przyrządy zbudowanych na kryształach GaN z tak dużą gęstością dyslokacji była mierzalna [3]).

Kolejnym krokiem było uzyskanie w 1989 roku materiału GaN typu *p* poprzez aktywację domieszki magnezowej wykorzystując *ex situ* technikę LEEBI (ang. *Low-Energy Electron-Beam Irradiation*) [12]. Wykorzystanie LEEBI było konieczne ze względu na pasywację domieszki magnezowej przez wolne rodniki wodoru pochodzące ze związków NH_3 i H_2 . Mechanizm aktywacji domieszki magnezowej został wytłumaczony dopiero w 1992 roku. Pokazano wtedy, że obróbka cieplna w środowisku NH_3 sprawdza się równie dobrze dla aktywacji domieszki magnezowej w materiale GaN, jak zastosowanie techniki LEEBI [13]. W 1991 opracowano metodę kontrolowanego domieszkowania materiału GaN na typ *n* za pomocą krzemu, uzyskano złącze *p-n* oraz zademonstrowano pierwszą złączową diodę LED (ang. *Light Emitting Diode*) [10, 14, 15].

Komercjalizacja złączowych LED opartych na materiałach azotkowych w 1992 roku była możliwa dzięki wyjątkowo niskiej wrażliwości parametrów pracy tych przyrządów, w tym gęstości prądu zasilającego i czasu życia, na obecne w ich strukturach dyslokacje o dużej gęstości rzędu 10^8 – 10^{10} cm^{-2} (o 4 rzędy większej od średniej gęstości dyslokacji obecnych w typowych LED opartych na GaAs) [15]. Zupełnie inne zachowanie zaobserwowano w przypadku EEL konstruowanych na bazie materiałów azotkowych. Odpowiednie wykonanie tych przyrządów okazało się być bardzo trudne z uwagi na wysokie wartości gęstości prądu i napięcia osiągane w progu akcji laserowej, które miały swoje źródło w dużej liczbie dyslokacji obecnych w ich obszarach czynnych [15]. Pracę impulsową azotkowej diody laserowej typu SCH (ang. *Separate Confinement Heterostructure*) z falowodem grzbietowym RW (ang. *Ridge-Waveguide*) z izolacją tlenkową (ang. *oxide isolated*) zademonstrowano dopiero w 1995 roku [16]. Rok później zaprezentowano pracę lasera azotkowego z falą ciągłą CW (ang. *Continuous-Wave*) w temperaturze pokojowej RT (ang. *Room Temperature*) [15, 17]. Pierwsze azotkowe EEL typu RW były skomplikowanymi konstrukcjami z kontaktem bocznym (ang. *side contact*) rosnącymi na podłożu szafirowym i projektowanymi na długość fali ok. 400 nm (ang. *blue-violet*) [3]. Obecność dyslokacji w obszarach czynnych pierwszych konstrukcji EEL była przyczyną ich bardzo krótkiego czasu życia oraz uzyskiwania niewielkiej mocy optycznej. Z tego powodu EEL azotkowe przez bardzo długi czas pozostawały na etapie R&D (ang. *Research and Development*) bez możliwości zastosowania ich w aplikacjach komercyjnych.

Komercjalizacja azotkowych EEL w optycznym zapisie/odczytanie informacji rozwinęła się dopiero około 2000 roku dzięki technice ELOG (ang. *Epitaxial Lateral Overgrowth*) [18]. Technika ELOG została zaprezentowana po

raz pierwszy dla wzrostu warstw GaN na podłożach 6H-SiC [19], lecz w krótkim czasie została spopularyzowana dla wzrostu na podłożu szafirowym. Technika ta polega na redukcji dyslokacji w strukturach heteroepitaksjalnych poprzez selektywny wzrost. Dla struktur opartych na materiałach grupy III-N technika ELOG pozwoliła zredukować gęstość dyslokacji TD z ok. $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ nawet do $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ [3]. Tak znaczące obniżenie gęstości dyslokacji TD obecnych w warstwie podłożowej GaN, a więc i również obniżenie ich liczby w obszarach czynnych azotkowych EEL pozwoliło zwiększyć ich moc wyjściową oraz niezawodność [20]. Sukces techniki ELOG dla wzrostu warstw GaN na podłożach szafirowych doprowadził do znaczącego rozwoju techniki epitaksji wodorkowej z fazy gazowej HVPE (ang. *Hydride Vapor Phase Epitaxy*), która umożliwiła wzrost grubych (kilkasetmikronowych) warstw podłożowych tego materiału z szybkością rzędu $100 \mu\text{m/h}$ [3]. Rozwijane technologie MOCVD, HVPE i technika ELOG dla wzrostu materiałów azotkowych w połączeniu z różnymi technikami filtrowania dyslokacji tj. Pendeo [19], FIELO (ang. *Facet-Initiated Epitaxial Lateral Overgrowth*) [21] oraz DEEP (ang. *Dislocation Elimination by the Epitaxial growth with Inverse-Pyramidal Pits*) pozwoliły osiągnąć ogromną poprawę struktur półprzewodnikowych przyrządów opartych na systemie III-N [22]. Wprowadzona przez Sumitomo Electric Industries technologia HVPE-DEEP wzrostu warstw podłożowych GaN o gęstości dyslokacji $10^5\text{--}10^6 \text{ cm}^{-2}$ umożliwiająca ich masową produkcję w krótkim czasie zdominowała rynek komercyjny. Poprawa struktur półprzewodnikowych wykonanych na bazie materiałów grupy III-N była okupiona drogimi i skomplikowanymi procedurami, ale pozwoliła znacząco zwiększyć żywotność przyrządów oraz uzyskiwaną z nich moc optyczną [22].

Uzyskanie grubej warstwy GaN metodą HVPE umożliwiło zastosowanie procesów prowadzących do usunięcia obcego podłoża, na którym następował wzrost i uzyskanie w ten sposób quasi-podłoża macierzystego GaN typu FS (ang. *Freestanding*). Pomimo oddzielenia warstwy GaN od obcego podłoża naprężenia wprowadzone w wyniku wzrostu heteroepitaksjalnego w tej warstwie pozostały [5]. Do usunięcia podłoża szafirowego wykorzystuje się technikę laserową LLO (ang. *Laser Lift-Off*), zaś w przypadku wzrostu GaN na podłożu GaAs możliwe jest zastosowanie metody mokrego trawienia (ang. *wet etching*). Wykorzystanie podłoża FS-GaN eliminuje problem niedopasowania sieciowego oraz współczynników rozszerzalności cieplnej pomiędzy tym podłożem a rosnącą na nim strukturą epitaksjalną przyrządu wykonaną na bazie materiałów grupy III-N. Co więcej, FS-GaN charakteryzuje się znacznie wyższą przewodnością cieplną niż podłoża szafirowe, pozwala na naniesienie

kontaktem od spodu struktury (ang. *bottom contact*), przez co pozwala znacząco uprościć konstrukcję przyrządu i dodatkowo umożliwia wykonanie powierzchni zwierciadeł o wysokiej jakości i współczynniku odbicia na płaszczyznach łupliwości kryształu [3, 20, 23].

Dalszy postęp w rozwoju EEL opartych na systemie III-N miał na celu przede wszystkim zwiększenie mocy wyjściowej oraz uzyskanie zarówno krótszej, jak i dłuższej fali niż ok. 400 nm. Krótszą falę poniżej 400 nm uzyskuje się poprzez zwiększenie koncentracji glinu w warstwach epitaksjalnych konstrukcji laserów, w tym przede wszystkim w wielokrotnych studniach kwantowych MQW (ang. *Multi Quantum Well*) stanowiących ich obszar czynny. Emisję światła o dłuższej fali uzyskuje się w wyniku zwiększania koncentracji indu w MQW wykonanych z materiału InGaN. Dla uzyskania światła o długości fali ok. 400 nm wymagana koncentracja indu w InGaN MQW to ok. 10%, światła niebieskiego 440–460 nm (ang. *true blue*) wymagana koncentracja indu to ok. 20%, zaś światła zielonego tj. powyżej 515 nm (ang. *true green*) wymagana koncentracja indu to ok. 30% [18]. Komercjalizacja EEL emitujących promieniowanie niebieskie przypada na drugą połowę minionej dekady [18]. Do roku około 2008 postępował rozwój laserów III-N mający na celu przezwyciężenie bariery związanej z projektowaniem laserów emitujących promieniowanie o długości fali powyżej 490 nm (ang. *over true blue*) [18]. W latach 2009, 2010 zaprezentowano pierwsze lasery emitujące powyżej 515 nm [18]. Zakres długości fali, na którą projektowane są obecnie azotkowe EEL, wynosi ok. 335–535 nm (od światła UV do światła zielonego) [3], zaś azotkowe LED to ok. 210–550 nm.

Duża liczba dyslokacji o gęstości na poziomie 10^8 cm^{-2} obecna w strukturach LED projektowanych na emisję światła niebieskiego i zielonego wydaje się być przez te przyrządy tolerowana w odróżnieniu od analogicznych diod laserowych [22]. EEL typu RW wymagają niskiej gęstości dyslokacji w obszarze paskowego obszaru czynnego. Technika ELOG została stworzona w celu lokalnego obniżenia gęstości dyslokacji [24]. Jednakże obszary uzyskane techniką ELOG o niskiej gęstości dyslokacji mają kształt paska o szerokościach nieprzekraczających kilku mikronów [24]. Obszary te są zbyt wąskie dla wykonania konstrukcji z szerokim paskiem laserowym oraz konstrukcji jednowymiarowych matryc laserowych, a więc konstrukcji kluczowych dla uzyskania większej mocy optycznej [24]. Obecnie znane są już metody, które pozwalają uzyskać odpowiednie dla tych konstrukcji podłoża macierzyste. Najbardziej zaawansowane w technologii azotkowej metody wzrostu podłoża GaN typu *bulk* (ang. *crystal boules*) o niskiej gęstości dyslokacji TD

(10^1 – 10^4 cm⁻²), z których można poprzez odpowiednie cięcie wykonać płytki podłożowe o wybranej orientacji wzrostu to metoda HVPE, metoda krystalizacji wysokociśnieniowej syntezy z roztworu azotu w galu HNPS (ang. *High Nitrogen Pressure Solution*) oraz metoda syntezy w obecności nadkrytycznego amoniaku tj. metoda ammonothermalna (ang. *ammonothermal method*) [3, 25].

Spotykane w literaturze konstrukcje azotkowych EEL RW charakteryzują się paskowymi obszarami czynnymi o szerokości ok. 1–100 μm [26, 27]. Dla pracy w trybie CW RT na pojedynczym modzie poprzecznym szerokość paska laserowego jest ograniczona do ok. 1–3 μm . Maksymalne moce optyczne uzyskiwane z takich konstrukcji dla pracy CW RT nie przekraczają 1 W (0.65 W dla konstrukcji z paskiem o szerokości 1.8 μm zaprojektowanej na emisję światła o długości fali ok. 400 nm [28]). Konstrukcje azotkowych EEL typu RW BA zostały opisane w pracach wielu zespołów badawczych, w tym m.in. Nichia [29], Sony [27, 30], Panasonic [31], Toshiba [32], Osram [33, 34] oraz Unipress [35, 36, 37]. Parametry konstrukcji laserów azotkowych z bardzo szerokimi paskami tj. 50–100 μm [27] (tzw. *Broad Area Laser* – BA) okazały się być znacząco słabsze od parametrów podobnych konstrukcji przyrządów wykonanych z innych materiałów grupy III-V przeznaczonych do emisji promieniowania w zakresie światła czerwonego oraz podczerwieni [24, 38]. Przykładowo maksymalne moce optyczne uzyskiwane z laserów RW BA opartych na materiałach arsenkowych z paskiem o szerokości ok. 100 μm przekraczają 20 W dla pracy CW RT (26.1 W z lasera z paskiem o szerokości 90 μm) [39]. Natomiast w przypadku azotkowych EEL typu RW BA z paskiem laserowym o szerokości równej 100 μm zaobserwowano problemy z osiągnięciem progu laserowania dla pracy w trybie CW RT, zaś moce uzyskiwane z konstrukcji z paskiem ok. 50 μm nie przekraczają 1 W [27]. Najwyższe odnalezione w literaturze wartości maksymalnej mocy uzyskiwane z azotkowych EEL typu RW BA zaprojektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm to 8.7 W dla pracy w trybie impulsowym (szerokość paska równa 20 μm) oraz 2.9 W dla pracy w trybie CW RT (szerokość paska 10 μm).

Biorąc pod uwagę ewolucję (rozwój) laserów półprzewodnikowych, jako całości, można zauważyć, że wieloemiterowe konstrukcje diod laserowych tj. jednowymiarowe matryce (linijki) laserowe stanowią najprostsze rozwiązanie pozwalające znacząco zwiększyć maksymalną moc optyczną. Maksymalne optyczne moce wyjściowe zaprezentowane w literaturze dla linijek laserowych wykonanych z materiałów grupy III-V i zaprojektowanych na emisję w podczerwieni wynoszą ok. 1 kW i są wielokrotnie wyższe od mocy uzyskiwanych z przyrządów z pojedynczym emiterem typu RW BA (ok. 20 W)

[39]. Wszystkie odnalezione w literaturze prace opisujące konstrukcje matryc laserowych skonstruowanych na bazie materiałów azotkowych m.in. przez zespoły Sony, Panasonic i Unipress dotyczą przyrządów emitujących światło o długości fali ok. 400 nm [27, 31, 40–46]. Pierwsze konstrukcje azotkowych matryc laserowych tak jak pierwsze konstrukcje diod laserowych z pojedynczym emiterem z uwagi na brak podłoża FS-GaN lub typu *bulk* były to konstrukcje z kontaktem bocznym rosnące na podłożu szafirowym przy wykorzystaniu techniki ELOG [27, 41]. Maksymalne moce optyczne uzyskiwane z takich przyrządów zawierających kilkadziesiąt emiterów przekraczały 6 W tj. były wyższe od mocy uzyskiwanej z pojedynczych emiterów [27]. Najnowsze konstrukcje azotkowych matryc laserowych z kontaktem umieszczonym od spodu struktury zawierają w zależności od szerokości chipu do 10 emiterów i osiągają maksymalne moce optyczne do ok. 10 W [31, 42–46].

3.2 Zastosowania

Komercyjne zastosowania EEL opartych na materiałach grupy III-N wymagają od tych przyrządów m.in. czasu życia na poziomie przynajmniej kilku tysięcy godzin, dużej sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną, dużej mocy wyjściowej przy zastosowaniu kompaktowych układów montażowych dla pracy w reżimie ciągłym lub impulsowym zarówno w temperaturze pokojowej, jak również w temperaturach znacząco ją przekraczających [47]. Najbardziej rozpoznawalną cechą materiałów azotkowych jest możliwość uzyskania krótkiej długości fali (poniżej długości fali odpowiadającej światłu o barwie czerwonej). Dla azotkowych EEL dostępne długości fali promieniowania emitowanego z tych przyrządów zawierają się w przedziale od ultrafioletu do światła zielonego (ok. 335–535 nm) [3].

Dostępność laserów o krótszej długości fali pozwala na opracowanie systemów optycznych o większej gęstości zapisu i odczytu danych. Długości światła laserowego potrzebne dla zapisu i odczytu standardowych nośników CD (ang. *Compact Disc*) oraz DVD (ang. *Digital Video Disc*) o pojemnościach 650 MB i 4.5 GB to odpowiednio 740 nm i 645 nm [48]. Należy jednak pamiętać, że na różnice w ilości danych możliwych do zapisania i odczytania na nośnikach CD i DVD obok długości fali wykorzystanego światła laserowego mają również duży wpływ zastosowane algorytmy przetwarzające te dane.

Najbardziej rozpoznawanym obecnie zastosowaniem laserów azotkowych są optyczne systemy przechowywania danych w formatach BD (ang. *Blu-ray Disc*) o pojemności 25 GB dla nośnika jednowarstwowego [48]. Źródłami promieniowania w tych systemach są azotkowe EEL emitujące falę o długości 405 nm pracujące w temperaturze pokojowej w trybie impulsowym na podstawowym modzie poprzecznym [6, 20]. EEL do zastosowań w systemach optycznych, w celu uniknięcia błędów zapisu i odczytu dysków, powinny charakteryzować się niskim szumem intensywności RIN (ang. *Relative Intensity Noise*) poniżej -125 dB/Hz [15], przekrojem wiązki promieniowania (ang. *beam profile*) możliwie bliskim przekrojowi kołowemu (ang. *low aspect ratio*) w polu dalekim FFP (ang. *Far Field Pattern*) [15, 49] oraz możliwością pracy w wysokich temperaturach (np. 70 °C w przypadku komputerów PC) [50]. Najbardziej istotnymi parametrami dla rozwoju rynku komercyjnego dla tych przyrządów są m.in. czas bezawaryjnej pracy, który powinien przekraczać ok. 5000 h [15] oraz moc wyjściowa (dla EEL pracujących na podstawowym modzie poprzecznym najczęściej odpowiada ona mocy progowej dla zjawiska *kink*). Moc wyjściowa EEL decyduje o prędkości zapisu danych [51] oraz o obsługiwanej pojemności dysku optycznego. Z uwagi na stale wzrastające zapotrzebowanie na przechowywanie coraz większej ilości danych, któremu towarzyszy wzrost liczby warstw w nośnikach optycznych (np. 8-warstwowe nośniki BD o łącznej pojemności 200 GB [52]), rośnie również zapotrzebowanie na coraz większą moc optyczną źródeł promieniowania. Przykładowo zapis nośników dwuwarstwowych wymaga EEL o mocach większych niż 100 mW [6, 15, 53], zaś nośników czterowarstwowych emiterów o mocach 360–500 mW (w zależności od wymaganej prędkości zapisu) [28, 54].

W celu zwiększenia gęstości zapisu dobrym rozwiązaniem wydawałoby się dalsze zmniejszenie długości fali poniżej 405 nm. Jednakże z uwagi na trudności wykorzystania źródeł promieniowania UV dla dysków optycznych o zwiększonej gęstości zapisu prowadzi się badania nad innymi technologiami, wśród których najbardziej obiecującymi są systemy holograficznego zapisu danych HDSS (ang. *Holographic Data Storage System*), zapis z wykorzystaniem absorpcji dwufotonowej TPA (ang. *Two-Photon Absorption*) oraz pamięci optyczne typu super-RENS (ang. *super-Resolution Near-Field Structure*) [48]. Dla systemu holograficznego zapisu danych HDSS wymagane źródło światła laserowego powinno charakteryzować się pracą na pojedynczym modzie podłużnym z falą o długości 405 nm, która może być uzyskana np. z konstrukcji typu DFB (ang. *Distributed Feed-Back*) opartej na materiałach III-N [48].

Systemy RGB wykorzystujące lasery pozwalają odtworzyć większą paletę barw niż systemy RGB wykorzystujące niekoherentne źródła światła [20, 55, 56]. Porównując dwa projektory typu DLP (ang. *Digital Light Processing*) – jeden z LED, drugi z EEL – z uwagi na mniejszą rozbieżność wiązki promieniowania z laserowego źródła światła projektor laserowy będzie charakteryzował się ponad 3-krotnie silniejszym strumieniem światła białego na ekranie w porównaniu z projektorem opartym na LED [34]. Światło laserowe o barwie czerwonej w modelu RGB uzyskiwane jest z dostępnych komercyjnie przyrządów opartych na systemie materiałowym AlGaInP. Pozostałe dwa kolory w modelu RGB tj. niebieski (450–460 nm) i zielony (515–535 nm) mogą być uzyskane z azotkowych EEL. Przyrządy oparte na materiałach grupy III-N wydają się być lepszym rozwiązaniem dla zastosowań wymagających laserowego źródła światła niebieskiego i zielonego niż dostępne obecnie na rynku komercyjnym lasery gazowe i lasery na ciele stałym pompowane optycznie, generujące drugą harmoniczną [57-60]. Azotkowe EEL charakteryzują się większą niezawodnością, większą sprawnością zamiany energii elektrycznej na optyczną oraz dodatkowo są mniejsze (bardziej kompaktowe) oraz tańsze w eksploatacji.

Z tego powodu najbardziej obiecującymi z zastosowań komercyjnych EEL azotkowych pracujących w trybie CW RT są różnego rodzaju urządzenia wyświetlające obraz – wyświetlacze przezierne HUD (ang. *Head-Up Display*) prezentujące informacje na specjalnej szybie bez zasłaniania widoku [61], telewizory laserowe (ang. *laser TV*) [62, 63] oraz projektory [64] i pikoprojektory do urządzeń przenośnych (m.in. telefonów komórkowych) [3, 34, 65, 66]. Dla telewizorów laserowych przewidywana liczba potrzebnych emiterów to setki milionów sztuk rocznie [8], a żeby uzyskać dużą przekątną ekranu ich moc powinna być rzędu watów (ang. *watt-class*) [29]. Przewiduje się, że do 2014 roku rynek pikoprojektorów osiągnie wartość 1.1 miliarda dolarów amerykańskich, zaś sam rynek EEL emitujących światło zielone może osiągnąć 0.5 miliarda do roku 2016 [3].

Projektor laserowy, a przede wszystkim pikoprojektor, charakteryzuje się wysoką rozdzielczością, jasnością, małymi rozmiarami oraz niskim poborem mocy elektrycznej w porównaniu do innych urządzeń wyświetlających obraz [56]. EEL azotkowe do zastosowań w pikoprojektorach powinny charakteryzować się dużą mocą wyjściową oraz wysoką sprawnością zamiany energii elektrycznej na optyczną w szerokim zakresie temperatury otoczenia. Wysoka sprawność jest niezbędna z uwagi na ograniczoną moc zasilającą oraz ograniczone możliwości odprowadzania ciepła związane z koniecznością

zastosowania chłodzenia pasywnego (standardowa obudowa TO) [34, 59, 67]. Pikoprojektory wymagają jako źródeł promieniowania laserów pracujących w trybie CW RT na pojedynczym modzie poprzecznym i emitujących światło czerwone, zielone i niebieskie o doskonałej jakości wiązek, z uwagi na konieczność ich skupiania na poruszających się zwierciadłach o średnicy 1 mm opartych na technologii MEMS (ang. *Micro Electro-Mechanical Systems*) [18, 60]. Spośród wszystkich trzech źródeł promieniowania laserowego dla modelu RGB najwięcej pracy wymagają azotkowe EEL projektowane na emisję światła zielonego tj. o długości fali 515–535 nm (trudności z osiągnięciem wymaganej długości fali promieniowania, niska sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną, niska moc optyczna). Warto zwrócić też uwagę, że projektory wykorzystujące światło o długości fali poniżej 515 nm potrzebują większej mocy promieniowania, tj. dla 500 nm potrzebna moc jest dwukrotnie wyższa, aby dostać taki sam strumień światła [65]. Pierwsza generacja pikoprojektorów o strumieniu 10–15 lm wymagała EEL azotkowych emitujących światło niebieskie i zielone o mocy 50–100 mW [18]. Druga generacja pikoprojektorów mających zastosowanie w telefonach komórkowych wymaga laserów o wyższej mocy optycznej, aby osiągnąć strumień światła 20 lm dla każdej składowej w modelu RGB oraz, z uwagi na możliwości obecnych baterii, wyższych wartości sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną [18].

Większy strumień światła, a więc i większe moce optyczne uzyskiwane z EEL azotkowych emitujących światło niebieskie i zielone wymagane są również w projektorach biznesowych [34, 65] oraz wielokrotnie większe dla projektorów kinowych (kilkadziesiąt watów dla każdej z trzech składowych w modelu RGB). Alternatywą dla EEL projektowanych na emisję światła zielonego jest system LARP (ang. *Laser Activated Remote Phosphor*) zapewniający strumień światła rzędu kilku tysięcy lumenów na ekranie [34], który jest odpowiedni dla zastosowań w projektorach biznesowych wymagających 30–4000 lm w zależności od rozmiarów ekranu [32]. System LARP dla uzyskania światła zielonego wykorzystuje EEL azotkowe emitujące światło niebieskie oraz filtr fosforowy. System LARP wymaga EEL o dużej sprawności z mocą wyjściową powyżej 1 W i z tego powodu wykorzystuje matryce (linijki) laserów krawędziowych, które mogą zapewnić większą moc optyczną.

Azotkowe EEL i ich matryce pracujące w trybie CW RT przy wysokich mocach promieniowania zaczynają odgrywać ważną rolę w zastosowaniach, które wymagają bardzo kompaktowych systemów optycznych. Obok projektorów, takie przyrządy w połączeniu z powłokami fosforowymi stanowią

źródła światła białego SSL (ang. *Solid-State Lighting* lub *micro white*) [37, 68, 69] o temperaturze barwowej 4920 K [68]. SSL oparte na emiterach azotkowych znajdują zastosowanie m.in. w reflektorach samochodowych (ang. *automotive lamps*) [32] oraz podświetleniu BLU (ang. *Backlight Unit*) wykorzystywanym m.in. w panelach LCD (ang. *Liquid Crystal Display*). Reflektory samochodowe wymagają źródeł światła o strumieniu przekraczającym 2000 lm [32]. Dla EEL o wydajności świetlnej (po przetworzeniu na światło białe) wynoszącej 70 lm/W i całkowitym strumieniu świetlnym 380 lm wystarczy tylko kilka chipów laserowych, aby osiągnąć wymagany strumień dla reflektora samochodowego [32]. Od źródeł promieniowania (obecnie stosowane są LED oraz EEL) wymagana jest przede wszystkim wysoka wydajność świetlna (ang. *luminous efficiency*) dla światła białego tj. po konwersji za pomocą powłok fosforowych. EEL w porównaniu do LED charakteryzują się bardzo małą rozbieżnością wiązki oraz znacząco większą efektywnością zamiany energii elektrycznej na optyczną, co jest bardzo istotne dla osiągnięcia wyższych mocy optycznych. Dzięki znacząco większej wydajności świetlnej EEL stanowią znacznie lepsze rozwiązanie niż LED [32, 68]. Najbardziej rozpowszechniona technologia podświetlenia paneli LCD to lampy fluorescencyjne z zimną katodą CCFL (ang. *Cold Cathode Fluorescent*) oraz znacznie bardziej nowoczesne matryce LED [68]. Nowe rozwiązanie wykorzystujące EEL polega na emisji światła białego w wyniku oświetlenia zwierciadeł pokrytych luminoforem fosforowym przez matryce (linijki) tych emiterów zaprojektowanych na długość fali ok. 400 nm. Wśród zalet podświetlenia BLU opartego na linijce laserowej i zwierciadłach pokrytych luminoforem fosforowym można wymienić m.in.: zmniejszenie liczby źródeł światła, co potencjalnie powinno obniżyć ich koszty oraz uczynić je bardziej oszczędnymi w porównaniu do BLU LED; zmniejszenie rozbieżności promieniowania; uproszczenie mocowania do oświetlanego panelu LCD i jednocześnie zmniejszenie drogi transportu ciepła z emiterów do układu montażowego BLU dzięki wykorzystaniu konstrukcji EEL [68].

Azotkowe EEL i ich linijki projektowane na długość fali ok. 400 nm znajdują również zastosowanie jako źródło światła w krystalizacji cienkich warstw amorficznego krzemu (*a-Si*) wykorzystywanych przy budowie tranzystorów cienkowarstwowych TFT (ang. *Thin Film Transistor*) [43, 70]. Krystalizacja *a-Si* za pomocą światła laserowego poprawia parametry TFT [43]. Z tego powodu EEL mają zastosowanie w nowoczesnych wyświetlaczach z matrycą aktywną (ang. *active matrix display*). Linijki EEL pozwalają uzyskać większą moc optyczną niż pojedyncze emitory, co poprawia proces krystalizacji [43].

Zastosowanie EEL azotkowych oraz ich matryc możliwe jest również w diagnostyce medycznej w tym m.in. w mikroskopii konfokalnej do identyfikacji komórek (ang. *cell sorting*) oraz do pomiarów w cytometrii przepływowej (ang. *flow cytometry*) [61]. Wśród innych równie obiecujących zastosowań EEL azotkowych (oraz ich linijek) można wymienić m.in. drukarki laserowe [15, 17, 24, 71], ochronę środowiska (nowa generacja czujników chemicznych oraz biologicznych) [72, 73], reprografia [74], fotolitografia [24, 75], obróbka laserowa (ang. *laser processing*) [76], *marking systems* [45] oraz optyczną komunikację podwodną (ang. *undersea optical communications*) [17].

Jak widać z przedstawionego powyżej materiału badania nad poszukiwaniem możliwości zwiększenia mocy optycznej zarówno pojedynczych emiterów azotkowych jak i ich jednowymiarowych matryc stanowią bardzo ważną część całości badań poświęconych tym przyrządom.

Rozdział 4

Azotkowe diody laserowe i ich matryce

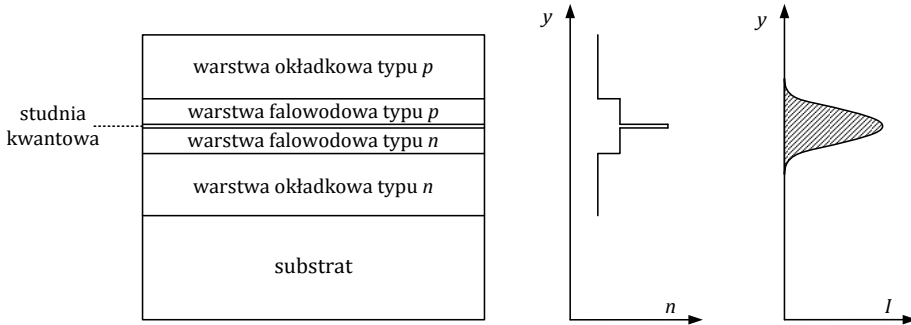
W niniejszym rozdziale przedstawiono opis konstrukcji azotkowych laserów o emisji krawędziowej EEL (ang. *Edge-Emitting Laser*) oraz opartych na tych przyrządach jednowymiarowych matryc laserowych (ang. *laser array*, *laser bar*). W dalszej części opisano najważniejsze parametry pracy azotkowych EEL i ich matryc oraz zagadnienia istotne ze względu na komercjalizację tych przyrządów.

4.1 Struktura lasera azotkowego

Atmosfera silnej konkurencji w zakresie prac poświęconych rozwojowi azotkowych laserów złączowych obecna zarówno w środowisku naukowym, jak również obserwowana na rynku komercyjnym, spowodowała, że w ostatnich latach brakuje szczegółowych danych dotyczących tych konstrukcji prezentowanych w publikacjach naukowych oraz podczas wystąpień konferencyjnych [34]. Stanowi to pewną trudność, jeśli chodzi np. o pełne przedstawienie obecnego stanu wiedzy w tym zakresie, jak i modelowanie tych przyrządów.

Typowe diody laserowe oparte na materiałach grupy III-N to konstrukcje zasilane elektrycznie z wytrawionym grzbietem (in. mesą) RW (ang. *Ridge Waveguide*) i kontaktem, którego szerokość zdefiniowana jest przez izolację tlenkową (ang. *oxide isolated*), charakteryzujące się emisją promieniowania z krawędzi w kierunku równoległym do powierzchni złącza. Mesa w konstrukcjach laserów azotkowych z uwagi na dużą twardość materiałów grupy III-N wykonywana jest zazwyczaj techniką suchego

trawienia (ang. *dry etching*), która odbywa się poprzez fizyczne rozpylanie materiału. Technika suchego trawienia obok trudności w wykonaniu mesy o odpowiedniej geometrii może powodować uszkodzenie warstw krystalicznych. Jest to jedno z wielu trudnych zagadnień charakterystycznych dla technologii azotkowej [77].

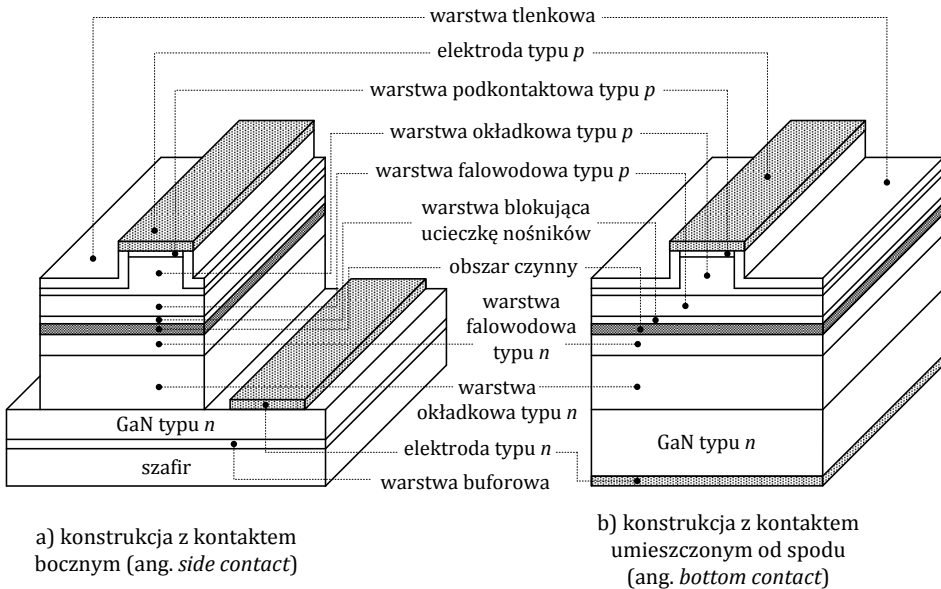


Rysunek 4.1. Schemat struktury SCH (ang. *Separate Confinement Heterostructure*). Pole optyczne jest przestrzennie ograniczone niezależnie od ograniczenia nośników w warstwie studni kwantowej poprzez odpowiednie dobranie grubości warstw falowodowych

W konstrukcjach typu RW EEL wytrawiona mesa z izolacją tlenkową ogranicza zarówno rozptyw prądu jak i rozkład pola optycznego w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wzrostu epitaksjalnego warstw półprzewodnikowych. Rozmiary mesy określają rozmiary paskowego obszaru czynnego przyrządu (ang. *active region, laser stripe*), do którego wstrzykiwane są nośniki prądu elektrycznego zamieniane następnie na światło. W kierunku wzrostu warstw ograniczenie pola optycznego oraz rozkładu nośników prądu elektrycznego jest rozdzielone w wyniku zastosowania struktury typu SCH (ang. *Separate Confinement Heterostructure*), której schemat przedstawiono na rysunku 4.1. Realizacja struktury SCH polega na otoczeniu obszaru czynnego dwiema parami warstw o przewodnictwie typu n i p położonymi współśrodkowo i wykonanymi z materiałów, które różnią się szerokością przerwy energetycznej oraz wartościami współczynnika załamania dla długości fali światła wzbudzonego w obszarze czynnym. Warstwy falowodowe (ang. *waveguide layers*) położone są blisko obszaru czynnego, zaś warstwy okładkowe (ang. *cladding layers*) znajdują się na zewnątrz. Obszar czynny w strukturze SCH powinien być wykonany z materiału o węższej przerwie energetycznej i większym współczynniku załamania niż materiały wykorzystane do wykonania warstw falowodowych oraz okładkowych.

Warstwy okładkowe powinny charakteryzować się znacząco szerszą przerwą energetyczną i znacząco mniejszymi wartościami współczynnika załamania spośród wszystkich warstw półprzewodnikowych lasera położonych pomiędzy nimi (warstwą okładkową typu n i typu p) składających się na rezonator lasera (ang. *optical resonator cavity*). Mesa wytrawiona jest w warstwie okładkowej typu p , zaś promieniowanie wzbudzone w paskowym obszarze czynnym rozchodzi się w rezonatorze lasera pomiędzy jego zwierciadłami.

Pierwsze konstrukcje laserów azotkowych były wykonywane metodą MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) na niedopasowanym sieciowo podłożu szafirowym przy wykorzystaniu warstw buforowych AlN i GaN zapobiegających pękaniu struktury półprzewodnikowej. Obecność obcego podłoża o właściwościach izolacyjnych wymuszała wykonanie konstrukcji z kontaktem bocznym (ang. *side contact*). Schemat takiej konstrukcji został przedstawiony na rysunku 4.2a. Zwierciadła tych laserów, z uwagi na trudność rozłupania kryształu GaN położonego na szafirze wzdłuż płaszczyzn łupliwości, były wykonywane poprzez zastosowanie reaktywnego trawienia jonowego RIE (ang. *Reactive Ion Etching*). Warstwy okładkowe i falowodowe były wykonane odpowiednio z materiałów $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ i GaN typu n i p . Obszar czynny stanowiło aż 26 wielokrotnych studni kwantowych MQW (ang. *Multi-Quantum Wells*) $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$. Wzrost warstw na obcym podłożu przy wykorzystaniu samej warstwy buforowej był źródłem bardzo dużej liczby dyslokacji (10^8 – 10^{12} cm^{-2}) obecnych w warstwach półprzewodnikowych lasera [4]. Przełomem w technologii azotkowej pozwalającym lokalnie (w miejscu wąskiego paska laserowego) obniżyć gęstość dyslokacji do 10^5 – 10^6 cm^{-2} było opracowanie techniki ELOG (ang. *Epitaxial Lateral Overgrowth*). Sukces ELOG zdecydowanie przyspieszył rozwój technologii HVPE (ang. *Hydride Vapor Phase Epitaxy*) umożliwiającej wzrost grubych na kilkaset mikronów warstw GaN, które można było następnie oddzielić od obcego podłoża. Pojawienie się na rynku komercyjnym quasipodłoża macierzystych GaN typu FS (ang. *Free-standing*) umożliwiło naniesienie kontaktu metalicznego od spodu struktury (ang. *bottom contact*), co znacząco uprościło konstrukcję przyrządu, poprawiło jego właściwości cieplne oraz umożliwiło wykonanie powierzchni zwierciadeł o wysokiej jakości poprzez rozłupanie kryształu (rysunek 4.2b). W celu uzyskania różnych odbijalności zwierciadeł tj. niskiej dla zwierciadła przedniego AR (ang. *Anti-Reflection*), przez które wychodzi promieniowanie użyteczne, oraz wyższej dla zwierciadła tylnego HR (ang. *High-Reflection*) stosuje się układy warstw dielektrycznych wykonanych z materiałów m.in. SiO_2 , Si_3N_4 , TiO_2 , ZrO_2 .



Rysunek 4.2. Schematy dwóch typowych konstrukcji azotkowych diod laserowych o emisji krawędziowej z falowodem grzbietowym (EEL RW) izolowanym warstwą tlenkową: a) konstrukcja z kontaktem bocznym (ang. *side contact*) rosnąca na podłożu szafirowym, b) konstrukcja z kontaktem umieszczonym pod substratem macierzystym GaN (ang. *bottom contact*). W celu poprawienia czytelności schematów nie umieszczono na nich grubej warstwy złota, która umieszczana jest na górze chipów tj. na warstwach tlenkowych i *ridge*'ach (kontaktach typu p) w znaczącym stopniu wypełniając powstałe po trawieniu mesy wolne przestrzenie. Rysunki bez zachowania skali

Najbardziej zaawansowane obecnie metody wzrostu pozwalają uzyskać płytki podłożowe typu *bulk* z kryształów GaN (ang. *crystal boules*) o bardzo niskiej gęstości dyslokacji (10^1 – 10^4 cm⁻²) tj. małej liczbie dyslokacji na bardzo dużej szerokości podłoża umożliwiając konstruowanie przyrządów z szerokimi paskowymi obszarami czynnymi BA (ang. *Broad Area*) oraz przyrządów wieloemiterowych tj. matryc laserowych. Do tych metod oprócz metody HVPE zalicza się metodę HNPS (ang. *High Nitrogen Pressure Solution*) i metodę ammonothermalną (ang. *ammonothermal method*) [3].

Materiał GaN charakteryzuje się zarówno znacznym niedopasowaniem sieciowym względem wszystkich popularnych podłoży wykorzystywanych do wzrostu przyrządów półprzewodnikowych, jak również bardzo słabym dopasowaniem sieciowym do innych materiałów grupy III-N – w tym do materiału AlGaIn, z którego standardowo wykonywane są warstwy okładkowe azotkowych diod laserowych. Warstwy okładkowe, aby spełnić swoje zadanie

w strukturze SCH, powinny charakteryzować się odpowiednim kontrastem współczynników załamania oraz odpowiednio dobranymi wartościami przerwy energetycznej względem odpowiednich wartości dla pozostałych warstw składających się na rezonator lasera. Materiały GaN i AlGaN obok słabego dopasowania sieciowego charakteryzują się dodatkowo niskim kontrastem współczynnika załamania. Kontrast ten rośnie wraz ze wzrostem koncentracji glinu w warstwie AlGaN oraz maleje wraz ze wzrostem długości fali. Z tego powodu warstwy okładkowe z materiału AlGaN muszą być odpowiednio grube lub zawierać odpowiednio wysoką domieszkę glinu, aby zapewnić ograniczenie pola optycznego. Spotykane w konstrukcjach laserów azotkowych grubości warstw okładkowych wykonanych z materiału AlGaN (Al: 4%–10% [10, 17, 20, 30, 78, 79]) zawierają się w przedziale 0.45–5 μm [36, 80] dla typu *n* oraz 0.3–0.7 μm [36, 81] dla typu *p*. Warstwy okładkowe po stronie *n*, aby zapobiec wnikaniu pola optycznego do substratu, mają zwykle większą grubość niż warstwy okładkowe typu *p*.

Jednym ze sposobów zmniejszenia naprężeń w strukturach azotkowych EEL spowodowanych niedopasowaniem sieciowym podłoża GaN i warstw okładkowych wykonanych z pojedynczych warstw AlGaN jest zastąpienie tych warstw strukturami supersieci o krótkim okresie SPSL (ang. *Short Period Superlattice*) wykonanych z materiałów AlGaN/GaN [82–84], AlGaN/AlGaN [74], AlInN/GaN [85, 86] lub InGaN/InAlGaN [73, 87]. Warstwy okładkowe SPSL wykorzystują zazwyczaj materiał AlGaN o większej zawartości glinu tj. 6%–20% [30, 74, 88] niż warstwy okładkowej wykonane z pojedynczych warstw AlGaN (4%–10%). Grubości warstw SPSL, stanowiących warstwy okładkowe w przyrządach azotkowych, wynoszą ok. 2.3–2.6 nm [24, 83], a liczba okresów to 100–240 [47, 88, 89] po stronie *n* (całkowita grubość SPSL to 0.5–1.25 μm) oraz 60–120 [36, 89] po stronie *p* (całkowita grubość SPSL to 0.3–0.6 μm). Warto tu zaznaczyć, że dokonana w ostatnim czasie poprawa technologii wzrostu epitaksjalnego oraz odpowiednie przygotowanie podłoża pozwoliły na efektywniejsze konstruowanie przyrządów z warstwami okładkowymi typu *bulk* [90, 91]. Zaowocowało to tym, że w najnowszych strukturach laserów projektowanych na emisję światła niebieskiego oraz zielonego obydwie warstwy okładkowe wykonywane są z warstw AlGaN typu *bulk*, a nie z supersieci [34].

Przy projektowaniu diody laserowej opartej na systemie materiałowym III-N konieczne jest uwzględnienie obecności elektrycznego pola wbudowanego w jej obszarze czynnym, a dokładniej w warstwach InGaN stanowiących studnie kwantowe QW (ang. *Quantum Well*) wzmacniające światło. Źródłem

tego pola jest polaryzacja spontaniczna obecna w heksagonalnej strukturze krystalicznej materiałów azotkowych oraz piezoelektryczna powstała w wyniku naprężeń spowodowanych różnicami w wartościach stałych sieciowych QW InGaN i podłożem GaN [22]. Obecność wbudowanego pola elektrycznego powoduje przestrzenne rozseparowanie funkcji falowych elektronów i dziur w studniach kwantowych. To zjawisko w literaturze znane jest, jako kwantowy efekt Starka QCSE (ang. *Quantum Confined Stark Effect*) [3] i prowadzi do spadku rekombinacji promienistej nośników, a w konsekwencji do spadku sprawności przyrządu, jak również do przesunięcia długości fali emitowanego promieniowania w kierunku światła czerwonego (ang. *redshift*). Obecność efektu QCSE bardziej widoczna jest w QW InGaN o większej szerokości oraz z większą zawartością indu [3, 22, 56]. Zastosowanie bardzo wąskich studni kwantowych o szerokości (poniżej 4–5 nm [15]) w znaczącym stopniu tłumi negatywny wpływ obecnego w ich obszarze czynnym pola wbudowanego kosztem nieco mniejszego ograniczenia w nich elektronów w wyniku przesunięcia poziomów energetycznych w górę [35]. Pole wbudowane obecne w wąskich studniach może być dodatkowo ekranowane poprzez zastosowanie silnie domieszkowanych krzemem (do poziomu ok. 10^{19} cm^{-3}) barier wykonanych z materiału InGaN [1, 35]. Dodatkowo podczas pracy lasera azotkowego w wyniku przepływającego prądu elektrycznego powodującego wstrzykiwanie nośników o koncentracji powyżej $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ do jego obszaru czynnego pole wbudowane jest ekranowane w takim stopniu, że zazwyczaj obserwuje się przesunięcie długości fali emitowanego promieniowania w kierunku fal krótszych (ang. *blueshift*) [1, 35, 92]. Efektywna liczba studni kwantowych jest ograniczona występowaniem efektu piezoelektrycznego oraz dużą masą dziur w systemie materiałowym III-N [93]. Dla laserów azotkowych projektowanych na długość fali ok. 400 nm niską gęstość prądu progowego uzyskuje się umieszczając w ich obszarze czynnym 2–3 studnie kwantowe MQW (ang. *Multi-Quantum Well*) z materiału InGaN o składzie molowym indu ok. 10%, zaś dla laserów projektowanych na emisję światła niebieskiego (ok. 20% indu) i zielonego (ok. 30% indu). Jednak najlepsze wyniki otrzymano stosując pojedynczą studnię kwantową SQW (ang. *Single-Quantum Well*) InGaN [78, 94].

Osiągnięcie progu przezroczystości (uzyskanie inwersji obsadzeń) w materiałach (In)GaN wymaga bardzo wysokiej koncentracji nośników ($>10^{19} \text{ cm}^{-3}$) – o rząd wielkości większej niż w materiałach arsenkowych [8, 15, 95]. Biorąc to pod uwagę oraz uwzględniając niską wydajność wstrzykiwania dziur związaną z niską ruchliwością tych nośników

w materiałach (Al)GaN typu p problem ucieczki elektronów z obszaru czynnego laserów projektowanych na bazie materiałów III-N cechujących się długą drogą dyfuzji staje się bardzo poważny. Z tego powodu elementem, który wyróżnia wszystkie konstrukcje diod laserowych opartych na materiałach III-N (m.in. tych projektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm) od diod laserowych opartych na innych materiałach grupy III-V jest warstwa EBL (ang. *Electron Blocking Layer*) umieszczona nad obszarem czynnym (od strony typu p) wykonana z materiału AlGaN o znacząco wyższej zawartości glinu w porównaniu z materiałem wykorzystywanym w warstwach okładkowych [49]. Warstwa EBL tłumi ucieczkę elektronów z obszaru czynnego do warstwy okładkowej oraz zapobiega desorpcji indu z obszaru MQW InGaN, która może mieć miejsce podczas wzrostu warstw typu p [17, 49]. Grubość warstwy EBL powinna być na tyle duża, aby skutecznie blokować ucieczkę elektronów z obszaru czynnego i na tyle cienka, aby nie zwiększała istotnie wewnętrznych strat optycznych. Warstwa EBL zazwyczaj wykonywana jest z materiału $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 20 nm [17, 28, 54, 88, 91, 92] i umieszczana jest bezpośrednio nad obszarem czynnym. Warstwa ta może być również wykonana ze stosu warstw MQB (ang. *Multiple-Quantum Barrier*) materiałów AlGaN/GaN:Mg, które mogą efektywniej tłumić ucieczkę nośników w porównaniu do pojedynczej warstwy AlGaN [56, 78, 96].

Warstwy falowodowe typu n i p w konstrukcjach azotkowych diod laserowych projektowanych na długość fali ok. 400 nm są wykonywane z materiału GaN (czasami z dodatkową warstwą materiału InGaN o koncentracji indu 1%–2%) zaś w konstrukcjach projektowanych do emisji światła niebieskiego oraz zielonego z materiału InGaN [30, 36, 49, 73, 74, 87, 97]. W konstrukcjach projektowanych na długość fali ok. 400 nm część warstwy falowodowej wykonanej z materiału InGaN to warstwa OCL (ang. *Optical Confinement Layer*). Warstwa OCL InGaN po stronie p może być umieszczona pomiędzy obszarem czynnym a warstwą EBL w celu zmniejszenia naprężeń w tym obszarze oraz blokowania ewentualnej dyfuzji magnezu z warstwy okładkowej typu p do obszaru czynnego [49]. Warstwy OCL InGaN umieszczone z obu stron obszaru czynnego umożliwiają optymalizację współczynnika ograniczenia optycznego konstrukcji lasera. Dodatkowo warstwa OCL InGaN typu n umieszczona bezpośrednio pod obszarem czynnym pozwala znacząco zredukować liczbę centrów rekombinacji niepromienistej w tym obszarze, przez co zwiększyć sprawność luminescencji [98, 99].

Diody laserowe zasilane prądem elektrycznym wymagają dobrych kontaktów elektrycznych. W celu wykonania dobrego kontaktu omowego

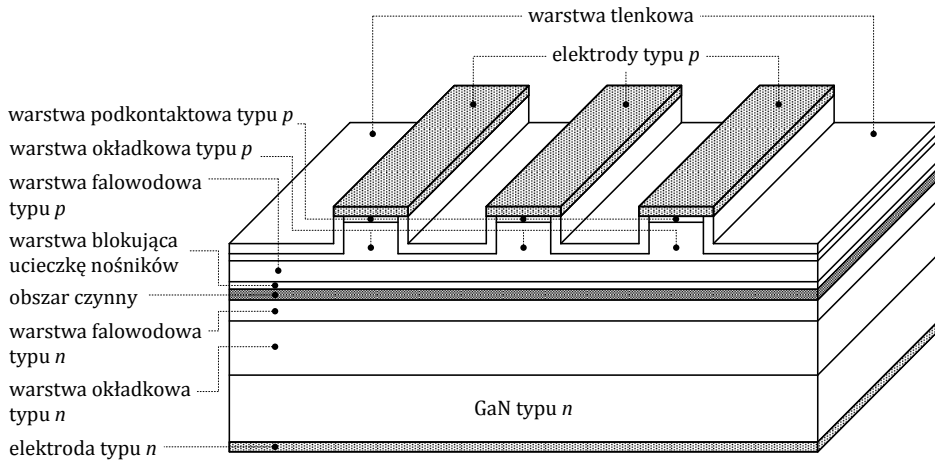
potrzebna jest półprzewodnikowa warstwa podkontaktowa o niskiej oporności elektrycznej [100, 101]. Duża ruchliwość nośników w materiale GaN typu n umożliwia wykonanie dobrych kontaktów omowych po stronie n lasera. Niska ruchliwość nośników w materiale AlGaIn typu p powoduje, że w konstrukcjach laserów azotkowych umieszczana jest dodatkowa warstwa podkontaktowa wykonana z materiału GaN (rzadziej InGaIn [30, 36]) o grubości od $0.015\ \mu\text{m}$ [20, 74] do $0.2\ \mu\text{m}$ [17, 81] silnie domieszkowanego magnezem (znacznie silniej niż warstwa okładkowa typu p) na poziomie $0.5\text{--}1\cdot 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$ [36, 79, 85, 102, 103]. Elektrody typu p w azotkowych diodach laserowych wykonywane są m.in. z kombinacji metali Ni/Au [17, 73, 83, 92, 95], Pt/Au [23, 60], Pd/Pt/Au [21, 84, 103], zaś elektrody typu n m.in. z kombinacji Ti/Al [17, 21, 81, 83, 103], Ti/Au [73] lub Ti/Pt/Au [84].

Ograniczenie elektryczno-optyczne w konstrukcjach azotkowych laserów typu RW zapewnia wytrawiony *ridge* pokryty warstwą tlenkową. Izolacja tlenkowa jest wykonana zazwyczaj z warstwy materiału SiO_2 lub ZrO_2 o grubości w granicach $0.1\text{--}0.2\ \mu\text{m}$ [36, 54, 73, 82, 95]. W celu zapewnienia lepszego ograniczenia pola optycznego w kilku pracach zaproponowano wykorzystanie dodatkowej warstwy wykonanej z krzemu [49], Al_2O_3 [104] lub absorbera wykonanego na bazie tytanu [60].

4.2 Struktura azotkowych matryc laserowych

Konstrukcje wieloemiterowe diod laserowych z falowodem grzbietowym RW z izolacją tlenkową – matryce laserowe o emisji krawędziowej (ang. *edge-emitting laser array*) – uzyskuje się m.in. poprzez powielenie paskowego obszaru czynnego (ang. *laser stripe*) w obrębie pojedynczego chipu laserowego (ang. *laser bars*). Liczba pasków laserowych ograniczających rozkład pola optycznego i transport nośników prądu elektrycznego odpowiada liczbie emiterów matrycy. Dla pracy matryc laserowych, oprócz liczby emiterów bardzo ważne jest ich rozmieszczenie względem siebie w matrycy, a więc również i szerokość chipu. Matryce o małej szerokości chipu (ang. *laser mini-bars*) zawierają tylko kilka emiterów. W przypadku emiterów rozmieszczonych równomiernie w matrycy ich wzajemna odległość jest stała (ang. *pitch, spacing, emitter-to-emitter distance*). Parametrem, który charakteryzuje matryce laserowe, jest współczynnik wypełnienia (ang. *fill factor*), określony w procentach, jako stosunek sumy szerokości wszystkich pasków laserowych w danym chipie do jego szerokości.

Matryce laserowe zbudowane na bazie materiałów grupy III-N różnią się od konstrukcji z pojedynczym emiterym jedynie liczbą paskowych obszarów czynnych w przypadku konstrukcji z kontaktem bocznym [27, 40, 41], jak i w przypadku nowszych konstrukcji z kontaktem umieszczonym od spodu warstwy podłożowej [31, 42–46].



Rysunek 4.3. Schemat konstrukcji typowej jednowymiarowej matrycy o emisji krawędziowej (z kontaktem umieszczonym od spodu warstwy podłożowej) zbudowanej na materiałach azotkowych zawierającej trzy emitery o emisji krawędziowej. W celu poprawienia czytelności schematu nie umieszczono na nim grubej warstwy złota, która umieszczana jest na górze chipu tj. na warstwach tlenkowych i *ridge*'ach (kontaktach typu p) w znaczącym stopniu wypełniając powstałe po trawieniu wolne przestrzenie. Rysunek bez zachowania skali

Na rysunku 4.3 przedstawiono schemat 3-emiterywej matrycy wykonanej na bazie konstrukcji z kontaktem umieszczonym od spodu struktury. Liczba i rozmieszczenie emiterów jest w znacznym stopniu ograniczona m.in. przez cieplne oddziaływanie emiterów. Dla konstrukcji z kontaktem bocznym, w których wykorzystuje się technikę ELOG dla wzrostu warstwy podłożowej, rozmieszczenie pasków laserowych uzależnione jest od rozmieszczenia dyslokacji TD (ang. *Threading Dislocation*) w strukturze półprzewodnikowej [41]. Paskowe obszary czynne w takich konstrukcjach w celu zapewnienia odpowiedniego rozkładu gęstości prądu zasilającego pomimo niekorzystnego wzajemnego oddziaływania cieplnego muszą być umieszczone jak najbliżej kontaktu typu n , a więc blisko siebie na skraju chipu [40].

4.3 Podstawowe parametry

O wyborze szczegółów konstrukcji krawędziowych diod laserowych EEL projektowanych na bazie materiałów III-N decyduje przede wszystkim to, do jakich zastosowań przewidziane zostało ich wykorzystanie. Wśród najczęściej spotykanych kryteriów dla komercyjnych zastosowań tych przyrządów można wymienić m.in.: długość fali emitowanego promieniowania, praca lasera na podstawowym modzie poprzecznym lub wielomodowa, pobór mocy elektrycznej, maksymalna moc optyczna, tryb pracy (praca z falą ciągłą CW lub reżim impulsowy), układ montażowy i rodzaj chłodzenia. Do najważniejszych parametrów EEL występujących w literaturze obok wyżej wymienionych należą gęstość prądu progowego i napięcie zasilające oraz ich zmiany temperaturowe, sprawność różniczkowa, sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną, moc wyjściowa i oporność cieplna. W następnych podrozdziałach omówiono skrótowo te i inne parametry pracy lasera azotkowego ważne z punktu widzenia jego pracy.

4.3.1 Napięcie zasilające

Dla krawędziowych laserów azotkowych literaturowe wartości napięcia progowego dla akcji laserowej (ang. *trun-on voltage*) są znacząco większe od odpowiednich wartości charakterystycznych dla analogicznych przyrządów zbudowanych np. z materiałów arsenkowych [24, 27]. Odszukane w literaturze progowe wartości napięcia zasilającego dla pracy w trybie CW RT laserów azotkowych zaprojektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm zawierają się w przedziale od 3.5 V do 10.5 V [15, 20, 81]. Najniższe opublikowane wartości napięcia progowego dla pracy w trybie CW RT laserów azotkowych zaprojektowanych na emisję promieniowania o długości fali większej od ok. 400 nm to 3.9 V dla fali o długości 450 nm (światło niebieskie) [78], 4.5 V dla fali o długości 485 nm [75] oraz 5.2 V dla fali o długości 515 nm (światło zielone) [105].

Na wartość napięcia zasilającego w proggu akcji laserowej krawędziowego lasera azotkowego poza energią fotonu ma wpływ wiele czynników, w tym m.in.: jakość wykonania jego warstw epitaksjalnych (szczególnie warstw typu *p* oraz ich domieszkowanie) [17, 87, 94, 106, 107], wykonanie kontaktu omowego po stronie *p* [17, 36, 108, 109], szerokość paskowego obszaru czynnego [49, 50, 110, 111], temperatura otoczenia [50, 53, 112, 113] oraz wbudowane pole elektryczne

obecne w przyrządach zbudowanych na bazie materiałów IIIIN i krystalizujących w kierunku polarnym c [58, 114].

Pierwsze konstrukcje laserów azotkowych o emisji krawędziowej typu RW charakteryzowały się wartościami napięcia progowego z przedziału 20–30 V, co uniemożliwiało osiągnięcie przez te przyrządy pracy w trybie CW RT. Znaczący spadek wartości napięcia progowego, poniżej 10 V, uzyskano dzięki udoskonaleniu technologii wzrostu epitaksjalnego warstw typu p , optymalizacji domieszkowania magnezem tych warstw oraz dzięki znaczącej poprawie wykonania kontaktów omowych typu p [17, 35]. Dzięki tym zabiegom udało się nie tylko znacząco zmniejszyć oporności szeregowie struktur laserów azotkowych oraz wartości napięcia dla progu akcji laserowej, ale również docelowo uzyskać pracę tych przyrządów w trybie CW RT.

Warstwy okładkowe w laserach azotkowych projektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm standardowo wykonywane są z materiału AlGaIn. W celu uzyskania odpowiedniej przewodności typu p tego materiału stosowane jest silne domieszkowanie magnezem. Jednakże zbyt silne domieszkowanie (ang. *overdoping*) magnezem obszarów typu p (na poziomie 10^{20} cm^{-3}) może prowadzić do powstawania defektów (ang. *pyramidal defects*) [87, 106]. Defekty te mogą prowadzić do wzrostu napięcia progowego diod laserowych nawet o 30% [94, 107]. Rozwiązaniem jest optymalizacja warunków wzrostu warstw typu p , która dodatkowo zwiększa ich przewodność elektryczną [106]. Z uwagi na ograniczone możliwości uzyskania odpowiednich parametrów elektrycznych warstwy okładkowej typu p wykonanej z materiału AlGaIn (pojedynczej warstwy o ustalonym składzie molowym) powszechnie stosowanym rozwiązaniem, które pozwala znacząco zmniejszyć oporność szeregową całego przyrządu, jest wykonanie tego elementu lasera w postaci supersieci o krótkim okresie SPSL (ang. *Short-Period Superlattice*).

Na oporność szeregową lasera azotkowego duży wpływ ma m.in. wykonanie jego kontaktu omowego po stronie p . Dla uzyskania pracy lasera azotkowego w trybie CW przy niskiej wartości progowej napięcia zasilającego wymagana rezystywność powierzchniowa jego elektrody typu p jest rzędu $10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ [108]. Niską rezystywność kontaktu typu p lasera azotkowego uzyskuje się poprzez zastosowanie w jego konstrukcji cienkiej półprzewodnikowej warstwy podkontaktowej [103, 109]. Samsung uzyskał spadek napięcia progowego niemal o połowę (z 7.4 V do 3.9 V) poprzez zastosowanie silnego domieszkowania magnezem warstwy podkontaktowej wykonanej z materiału GaIn w celu zmniejszenia oporności powierzchniowej elektrody (wykonanej z kombinacji warstw Pd/Pt/Au) z $5.2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}^2$ do

$9.4 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ [103]. Unipress uzyskał spadek napięcia progowego z 7.5–10 V do 5.3 V poprzez zmianę materiału warstwy podkontaktowej z GaN: Mg na $\text{In}_{0.02}\text{GaN: Mg}$. Materiał $\text{In}_{0.02}\text{GaN: Mg}$ charakteryzuje się niższą energią aktywacji magnezu niż materiał GaN: Mg. Dzięki temu przy niezmienionej koncentracji domieszki koncentracja swobodnych nośników w $\text{In}_{0.02}\text{GaN: Mg}$ ($4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) jest wyższa niż w GaN: Mg ($5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$) [36].

Duża zawartość indu w studniach kwantowych wykonanych z materiału InGaN (ok. 10% dla laserów pracujących z falą o długości ok. 400 nm, ok. 20% dla światła niebieskiego i ok. 30% dla światła zielonego) jest źródłem niedopasowania sieciowego względem podłoża GaN. To niedopasowanie prowadzi do powstania wbudowanego pola elektrycznego w obszarze czynnym lasera pochodzącego od polaryzacji piezoelektrycznej. Wbudowane pole pochodzące od polaryzacji piezoelektrycznej i spontanicznej powoduje występowanie kwantowego efektu Starka. Ładunki wbudowane odkształcają strukturę pasmową powodując wzrost napięcia potrzebnego do uzyskania progu akcji laserowej [58].

Na wartość napięcia zasilającego dla progu akcji laserowej ma również wpływ szerokość paska laserowego [49]. Lasery z wąskim paskiem potrzebnym do osiągnięcia pracy na poprzecznym modzie podstawowym charakteryzują się zazwyczaj wyższym napięciem zasilającym niż przyrządy z szerszym paskiem [50], co może być spowodowane m.in. trudnością precyzyjnego wykonania takiej struktury [111]. Z uwagi na to, że zmniejszenie szerokości paska laserowego konsekwentnie prowadzi do wzrostu napięcia zasilającego, wybór jego szerokości jest zazwyczaj kompromisem pomiędzy jakością ograniczenia pola optycznego a akceptowalnie wysoką wartością napięcia zasilającego [110].

Podczas pracy lasera azotkowego w trybie CW RT ciepło wydzielane jest głównie w jego obszarze czynnym, warstwach półprzewodnikowych typu *p* oraz elektrodzie pozostającej w kontakcie z tymi warstwami [50]. Spowodowane zwiększaniem napięcia zasilającego przyrosty temperatury w obszarach czynnych krawędziowych laserów wykonanych z materiałów III-N są znacząco większe niż ma to miejsce w podobnych przyrządach zbudowanych z materiałów grupy III-V tj. GaAs oraz InP [53]. Wzrostowi temperatury we wnętrzu lasera towarzyszy charakterystyczny dla przyrządów zbudowanych na bazie materiałów III-N silny spadek oporu elektrycznego warstw półprzewodnikowych typu *p* [112] oraz elektrody typu *p* [113], który można zaobserwować m.in. porównując charakterystyki prąd-napięcie dla pracy w trybie CW w różnych temperaturach otoczenia [112]. Zależność napięcia zasilającego od temperatury jest słabsza dla konfiguracji, w której laser

zamocowany jest do chłodnicy od strony warstw epitaksjalnych (*p-down*) niż w konfiguracji, w której jest on zamontowany do chłodnicy od strony podłoża (*p-up*) [53].

4.3.2 Gęstość prądu progowego

Materiały azotkowe (In)GaN charakteryzują się wysokimi koncentracjami nośników ($>10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [8, 95] potrzebnymi do osiągnięcia progu przezroczystości (uzyskania inwersji obsadzeń), większymi o ok. rząd wielkości niż półprzewodniki fosforkowe oraz arsenkowe [15]. Z tego powodu krawędziowe diody laserowe oparte na materiałach III-N, aby uzyskać próg laserowania, wymagają wyższych gęstości prądu zasilającego j_{th} (ang. *threshold current density*) niż przyrządy zbudowane z typowych materiałów grupy III-V [15]. Na przykład azotkowe lasery krawędziowe zaprojektowane przez NEC na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm wymagały progowej koncentracji nośników w przedziale $2.5\text{--}5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ w zależności od rozmiarów rezonatora, co odpowiadało wartościom gęstości prądu progowego $j_{\text{th}} = 3.7\text{--}4.9 \text{ kA/cm}^{-2}$ [95]. Dla porównania EEL RW zaprojektowany na emisję promieniowania o długości fali 980 nm wykonany z materiałów arsenkowych AlGaAs/InGaAs/GaAs w Instytucie Technologii Elektronowej w Warszawie uzyskał akcję laserową w trybie CW RT już przy prądzie zasilającym o gęstości 0.15 kA/cm^{-2} oraz przy koncentracji nośników w obszarze czynnym równej ok. $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [115].

Progowa gęstość prądu j_{th} lasera półprzewodnikowego powiązana jest z charakterystycznym dla jego konstrukcji współczynnikiem ograniczenia optycznego Γ (ang. *optical confinement factor*) określającym stosunek przekrycia modu optycznego z rozkładem nośników wstrzykiwanych do jej obszaru czynnego, a co za tym idzie wzmocnieniem [3]. W konstrukcjach EEL RW na wartość Γ mają wpływ m.in. głębokość trawienia struktury *ridge*, kontrast współczynników załamania poszczególnych warstw lasera oraz wykonanie obszaru czynnego [84].

Głębokość trawienia w konstrukcjach laserów azotkowych jest bardzo istotna dla uzyskania wymaganego ograniczenia optycznego Γ , a więc również dla uzyskania odpowiednio niskiej gęstości prądu progowego dla akcji laserowej. Zbyt płytkie trawienie prowadzi do konstrukcji lasera o właściwościach wyznaczonych przez wzmocnienie optyczne (ang. *gain-guided*), w której mod optyczny będzie wnikał w obszary o niskim wzmocnieniu [104]. Zbyt głębokie trawienie może prowadzić do wzbudzenia

modu rzędu wyższego niż podstawowy mod poprzeczny bez względu na wybraną szerokość paska laserowego. Obok wyboru głębokości trawienia, istotny jest również kontrast pomiędzy współczynnikiem załamania warstwy tlenkowej stanowiącej ograniczenie elektryczne oraz optyczne, a współczynnikami załamania warstw półprzewodnikowych typu p . Z tego powodu niektórzy badacze w celu zwiększenia współczynnika ograniczenia optycznego modu Γ w swoich konstrukcjach laserów azotkowych poza standardową warstwą tlenkową SiO_2 (lub ZrO_2) wykorzystują dodatkowo warstwy materiałów o niskim współczynniku załamania (względem materiałów azotkowych) takie jak krzem (Sony [49]), AlN (NEC [77, 26]), AlInN (Sharp [116]) lub absorber wykonany na bazie tytanu (Osram [60, 104]).

Zapewnienie odpowiedniego ograniczenia pola optycznego w przyrządach opto-elektronicznych zbudowanych z materiałów III-N jest znacznie trudniejsze niż w podobnych przyrządach arsenkowych i stanowi jeden z kluczowych problemów technologii azotkowej [86]. Kontrast współczynników załamania warstw azotkowych zależy od długości fali promieniowania, na którą zaprojektowany został laser, i znacząco maleje wraz ze wzrostem długości fali powyżej 400 nm [3]. W przypadku przyrządów arsenkowych bardzo dobre dopasowanie sieciowe materiałów GaAs i AlAs pozwala na bardzo swobodne projektowanie przyrządów opartych na tych materiałach [91]. Warstwy okładkowe przyrządów projektowanych na długość fali ok. 400 nm opartych na systemie materiałowym III-N wykonywane są z warstw AlGaIn o szerszej przerwie energetycznej oraz mniejszej stałej sieciowej niż GaN [91]. Niski kontrast współczynników załamania i znaczne niedopasowanie sieciowe warstwy okładkowej po stronie n wykonanej z materiału AlGaIn względem podłoża wykonanego z materiału GaN powoduje trudności z ograniczeniem pola optycznego w laserach azotkowych tj. zabezpieczeniem przed wyciekaniem wzbudzonego modu falowodowego do podłoża (ang. *ghost mode, substrate mode*) [54, 86, 87, 91, 117]. Pole optyczne penetrujące podłoże (mod podłożowy) zwiększa wewnętrzne straty optyczne przyrządu oraz powoduje spadek wartości współczynnika ograniczenia optycznego Γ dla modu falowodowego [91]. Obniżenie zawartości glinu powoduje spadek kontrastu współczynników załamania AlGaIn i GaIn, i przez to spadek ograniczenia optycznego, czego konsekwencją jest wzrost prądu progowego [54]. Najczęściej stosowanymi rozwiązaniami dla wykonania odpowiedniego ograniczenia pola optycznego są zwiększenie grubości warstwy okładkowej lub zwiększenie zawartości glinu w warstwie okładkowej typu n w celu zwiększenia kontrastu współczynników załamania pomiędzy tą

warstwą a podłożem. W wyniku niedopasowania sieciowego warstw GaN i AlGaIn oba rozwiązania prowadzą do wzrostu naprężeń rozciągających w warstwie okładkowej lasera, czasami również defektów oraz pękania warstw. Procesy te utrudniają wykonanie zwierciadeł oraz znacząco pogarszają parametry eksploatacyjne przyrządu (w tym podnoszą gęstość prądu progowego) [90, 91]. W celu lepszego dopasowania sieciowego warstwy okładkowej do podłoża GaN przy zachowaniu jej znacznej grubości w konstrukcjach laserów projektowanych na długość fali ok. 400 nm pojedyncze warstwy AlGaIn zastępowane są supersieciociami o krótkim okresie SPSL wykonanymi z materiałów AlGaIn/GaN [82–84], AlGaIn/AlGaIn [74], AlInN/GaN [85, 86] lub InGaIn/InAlGaIn [73, 87]. Innym rozwiązaniem na ograniczenie pola optycznego po stronie n lasera jest zastosowanie plazmonicznej warstwy okładkowej typu WPC (ang. *Weak Plasmonic Cladding*) – w odróżnieniu od warstwy okładkowej plazmonicznej spotykanej w laserach kaskadowych [86, 91]. Zależność stałej dielektrycznej od koncentracji swobodnych nośników umożliwia uzyskanie pewnego kontrastu współczynników załamania sąsiednich warstw wykonanych z jednakowego materiału o różnym poziomie domieszkowania przy zachowaniu ich dobrego dopasowania sieciowego. Kontrast współczynników załamania pomiędzy słabo i silnie domieszkowanymi warstwami GaN na typ n o koncentracjach swobodnych nośników odpowiednio 10^{17} cm^{-3} oraz $0.5\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wynosi 0.5%–2% (w zależności od koncentracji nośników w warstwie WPC) [91]. Dodatkowo dzięki dobremu dopasowaniu sieciowemu domieszkowanych do różnego poziomu warstw GaN warstwa WPC (o wyższej koncentracji swobodnych nośników) może być bardzo gruba. Przykładowo dla lasera zaprojektowanego przez Unipress na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm zastosowanie warstwy okładkowej typu WPC spowodowało spadek gęstości prądu progowego z 5.2 kA/cm^2 do 2 kA/cm^2 [91].

Bardzo duży wpływ na uzyskiwane przez lasery azotkowe gęstości prądu progowego (oraz czasy ich niezawodnej pracy) mają także dyslokacje obecne w ich obszarach czynnych. Gęstość dyslokacji w warstwach półprzewodnikowych lasera azotkowego powiązana jest m.in. z wyborem podłoża, na którym następuje wzrost, jak również z wyborem umiejscowienia jego paskowego obszaru czynnego względem obecnych w warstwie podłożowej GaN dyslokacji przechodzących (niciowych) TD [15, 103, 118]. Dla struktur laserów rosnących na podłożu szafirowym z warstwą GaN uzyskaną techniką ELOG zmierzone przez Samsung wartości prądu progowego dla paskowych obszarów czynnych umieszczonych nad zarodkiem (ang. *seed*) lub w miejscu

łączenia (ang. *coalescence region*) tj. w obszarach o większej liczbie dyslokacji były wyższe (53–63 mA) niż dla paska laserowego położonego w obszarze o mniejszej liczbie dyslokacji (ang. *wing region*) tj. ok. 45 mA [103]. Wzrost na podłożu FS-GaN, w porównaniu do wzrostu na warstwach typu ELOG-GaN, w wyniku zmniejszenia gęstości dyslokacji TD (poniżej 10^6 cm^{-2}), pozwolił znacząco obniżyć wartości prądu progowego (oraz doprowadził do 10-krotnego zwiększenia czasu ich niezawodnej pracy) [15, 118].

Wartość gęstości prądu progowego lasera azotkowego zależy również od wykonania jego obszaru czynnego. Istotny wpływ mają parametry wzrostu epitaksjalnego, zanieczyszczenia oraz jakość warstw, na których następuje wzrost [57]. Istotny wpływ ma tutaj obecność defektów oraz fluktuacje koncentracji indu w studniach kwantowych obszaru czynnego, stąd bardzo ważne jest staranne dobranie warunków wzrostu dla tych warstw [95]. Większa zawartość indu (ok. 30%) w studniach kwantowych laserów emitujących światło zielone w porównaniu z diodami laserowymi projektowanymi na emisję światła niebieskiego (ok. 20%) lub światła o długości fali ok. 400 nm (ok. 10%) prowadzi statystycznie do większych zaburzeń rozkładu indu i galu. Takie zaburzenia obniżają i poszerzają pik wzmocnienia [18]. Stosując jednak odpowiednie optymalizacje wzrostu studni kwantowych w laserach projektowanych na emisję światła zielonego można znacząco zredukować wartość prądu progowego [18]. W pracach [3, 105] przedstawiono wartości gęstości prądu progowego krawędziowych laserów azotkowych projektowanych na różne długości fali. Zgodnie z tymi danymi gęstość prądu progowego pozostaje na podobnym poziomie nie mniejszym niż ok. 2 kA/cm^2 dla laserów projektowanych na długość fali z zakresu ok. 400–490 nm i silnie rośnie zarówno dla mniejszej (światło UV), jak i większej długości fali (światło zielone) [3].

Kolejnym parametrem wpływającym na wartość prądu progowego krawędziowego lasera azotkowego jest ucieczka nośników z jego obszaru czynnego do warstw typu *p* (ang. *current overflow*) [54, 88], która obniża wewnętrzną sprawność kwantową przyrządu IQE (ang. *Internal Quantum Efficiency*) [22, 35]. Dla ograniczenia ucieczki elektronów z obszaru czynnego bardzo ważne jest staranne wykonanie tego obszaru oraz warstw znajdujących się w jego sąsiedztwie. Elementem konstrukcji lasera, który ogranicza ucieczkę elektronów z obszaru czynnego do warstwy okładkowej typu *p*, jest warstwa EBL umieszczana pomiędzy tymi obszarami w celu zwiększenia bariery potencjału. EBL wykonywana jest w postaci pojedynczej warstwy (In)AlGaIn [22, 73, 87, 88, 95, 118] lub w postaci wielu warstw MQB z materiałów

AlGaIn/GaN [54]. Wielowarstwowe EBL MQB znacznie lepiej ograniczają ucieczkę nośników niż pojedyncza warstwa AlGaIn znacząco obniżając prąd progowy lasera [54]. Samsung uzyskał dla lasera emitującego promieniowanie o długości fali 405 nm spadek prądu progowego z 42 mA do 32 mA (spadek j_{th} z 3.6 kA/cm² do 2.7 kA/cm²) zamieniając w jego konstrukcji pojedynczą warstwę EBL wykonaną z materiału Al_{0.2}Ga_{0.8}N o grubości 20 nm (typowe wartości dla laserów azotkowych) na EBL typu MQB wykonany z naprzemiennie ułożonych 6 warstw Al_{0.2}GaN (o grubości 3 nm każda) i 5 warstw GaN (o grubościach 0.5–2 nm) [54].

Gęstość prądu progowego lasera rośnie wraz ze wzrostem strat optycznych modu wzbudzonego w jego rezonatorze (ang. *optical loss*), na które składają się wewnętrzne straty optyczne (ang. *internal optical loss*) oraz straty na zwierciadłach (ang. *mirror loss*). Te pierwsze zależą od absorpcji materiałowej, ograniczenia optycznego, długości wnęki rezonatora, a te drugie od współczynników odbijalności zwierciadeł wykorzystanych w konstrukcji lasera. Sharp dla lasera emitującego promieniowanie o długości fali ok. 400 nm otrzymał spadek prądu progowego z 80–100 mA (bez warstw dielektrycznych) do 38–50 mA pokrywając zwierciadła ćwierćfalowymi warstwami SiO₂/Si₃N₄ ($R_1 = 5\%$, $R_2 = 80\%$) [119].

Zwiększeniu rozmiarów poprzecznych i podłużnych rezonatora lasera towarzyszy wzrost gęstości jego prądu progowego [93, 120]. Gęstość prądu progowego rośnie nieliniowo wraz ze zmniejszaniem szerokości paska laserowego [22] oraz liniowo wraz ze wzrostem odwrotności długości wnęki rezonansowej [22, 120]. Unipress dla jednej z pierwszych konstrukcji laserów projektowanych na emisję światła o długości fali ok. 420 nm przedstawił w swojej pracy duży spadek wartości j_{th} dla pracy impulsowej z ok. 33 kA/cm² do 7 kA/cm² po zwiększeniu szerokości jego paskowego obszaru czynnego z 3 μm do 10 μm oraz znacznie mniejszy spadek j_{th} z ok. 7 kA/cm² do 3 kA/cm² po zwiększaniu szerokości paska do 20 μm [22]. Samsung dla lasera emitującego światło niebieskie uzyskał liniowy wzrost prądu progowego z ok. 32 mA do 52 mA zwiększając długość jego paskowego obszaru czynnego z 650 μm do 1450 μm [120].

Wewnętrzne straty optyczne zależą od wzbudzonego modu optycznego. Na ich wielkość wpływa jakość struktury krystalicznej [121] oraz przekrycie pola optycznego z warstwami o dużej absorpcji promieniowania [53]. Promieniowanie o długości fali ok. 400 nm jest bardzo silnie pochłaniane przez warstwy azotkowe typu *p* z wysoką koncentracją domieszki magnezowej (współczynnik absorpcji warstwy GaN domieszkowanej magnezem na

poziomie $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wynosi ok. 100 cm^{-1}) [15, 23]. Przekrycie modu optycznego z warstwami silnie domieszkowanymi magnezem może spowodować straty modowe sięgające nawet 65 cm^{-1} [3]. Z tego powodu projektowanie laserów azotkowych wymaga wybrania takiego położenia obszaru domieszkowanego magnezem względem studni kwantowych, aby zachować wysoką sprawność wstrzykiwania dziur przy jak najmniejszych stratach optycznych [3, 15, 54]. Sony przedstawiło wpływ grubości niedomieszkowanej warstwy AlGaIn (dystansującej) umiejscowionej pomiędzy obszarem czynnym a obszarem silnie domieszkowanym magnezem (EBL oraz warstwa okładkowa typu p) na wewnętrzną sprawność kwantową lasera, wielkość strat wewnętrznych i wartość prądu progowego [15]. Zwiększając grubość warstwy dystansującej z 50 nm do 100 nm zachowano wysoką wewnętrzną sprawność kwantową (0.94), zaś w wyniku zmniejszenia przekrycia pola optycznego z obszarem domieszkowanym magnezem uzyskano spadek strat związanych z absorpcją promieniowania z ok. 25 cm^{-1} do 14 cm^{-1} , któremu towarzyszył spadek prądu progowego lasera z ok. 35 mA do 28 mA (oraz jego gęstości z 4 kA/cm^2 do 3.2 kA/cm^2) [15]. Samsung uzyskał spadek prądu progowego z ok. 62 mA do 31 mA stosując asymetryczne warstwy okładkowe zwiększając zawartości glinu z 2% do 6% w warstwie okładkowej typu n wykonanej z supersieci AlGaIn/GaIn [54]. Zwiększenie koncentracji glinu w warstwie okładkowej typu n spowodowało wzrost jej współczynnika załamania, przesunięcie pola optycznego w kierunku podłoża i dzięki temu zmniejszenie jego przekrycia z warstwami domieszkowanymi magnezem [54].

Na gęstość prądu progowego lasera j_{th} ma również wpływ temperatura otoczenia [122]. Zmiany temperaturowe j_{th} określa parametr charakterystyczny T_0 . Zależności tej poświęcono następnym podrozdział w pracy.

4.3.3 Parametr charakterystyczny T_0

Parametr charakterystyczny T_0 (ang. *characteristic temperature*) opisuje stabilność temperaturową prądu progowego j_{th} diody laserowej bez rozróżniania mechanizmów takich, jak wzmocnienie optyczne, rekombinacja promienista i niepromienista, ucieczka nośników, które mają wpływ na jego wartość [35]. Parametr ten jest wyznaczany eksperymentalnie i określa zmianę wartości j_{th} wraz ze zmianą przyrostu temperatury ΔT_A w obszarze czynnym lasera zgodnie z równaniem fenomenologicznym [123]:

$$j_{th}(\Delta T_A) = j_{th,0}(\Delta T_{A,0}) \cdot \exp\left(\frac{\Delta T_{A,0} - \Delta T_A}{T_0}\right) \quad (4.1)$$

gdzie $\Delta T_{A,0}$ oznacza przyrost temperatury w obszarze czynnym lasera podczas przepływającego prądu o gęstości $j_{th,0}$.

Wysoka wartość T_0 oznacza małe zmiany j_{th} wraz ze zmianą wartości ΔT_A , a więc dużą stabilność temperaturową przyrządu. Wzrastająca wartość j_{th} z temperaturą złącza może być wytłumaczona spadkiem wzmocnienia studni kwantowych w wyższych temperaturach oraz wzrostem strat np. spowodowanych wzrostem rekombinacji Auger [67]. Niska wartość parametru T_0 może także wskazywać na problem ucieczki nośników z obszaru czynnego [47]. Problem ten został już wcześniej rozpoznany np. podczas badań nad przyrządami opartymi na systemie materiałowym AlGaInP zaprojektowanymi na emisję promieniowania 655 nm [15]. Odpowiedni dobór warstw ograniczających obszar czynny pozwala osiągnąć dużą stabilność temperaturową lasera [15].

Ucieczka elektronów z obszaru czynnego laserów opartych na materiałach grupy III-N stanowi poważny problem. Problem ten wynika zarówno z konieczności zapewnienia wysokiej koncentracji nośników dla progu laserowania oraz z niskiej efektywności wstrzykiwania dziur spowodowanego małą ruchliwością tych nośników w materiałach grupy III-N [93]. Ograniczenie ucieczki elektronów z obszaru czynnego zapewnia warstwa EBL. Grubość tej warstwy musi być na tyle duża, aby skutecznie blokować ucieczkę elektronów z obszaru czynnego i na tyle mała, aby nie zwiększała istotnie wewnętrznych strat optycznych [88, 15]. Dlatego też wybór grubości warstwy EBL jest kompromisem pomiędzy redukcją wewnętrznych strat optycznych a wysoką wartością wewnętrznej sprawności kwantowej [15].

Wartości T_0 odnalezione w literaturze dla laserów projektowanych na emisję promieniowania z zakresu 390–420 nm to zakres 54–302 K [21, 35]

(przy czym bardziej typowe wartości mieszczą się w przedziale 80–220 K [35, 36]). Wartość 54 K zanotowano dla pracy CW przy temperaturze otoczenia powyżej 60 °C [21]. Najwyższą wartość $T_0 = 302$ K zmierzono dla pracy impulsowej lasera z nietypowo szeroką (9.5 nm) pojedynczą studnią kwantową. Dodatkowo zauważono, że po procesie rekrytalizacji wywołanej przepływem dużego prądu (przy względnie niskiej temperaturze (ang. *thermal cycling*)) wartość T_0 zmalała do 220 K [35]. Typowe wartości parametru T_0 podane w literaturze dla laserów emitujących światło niebieskie (ok. 450 nm) to 140–170 K [20, 78], zaś laserów projektowanych na emisję promieniowania o większej długości fali tj. 488 nm i 518 nm to ok. 160 K [75]. Samsung dla laserów zaprojektowanych na emisję promieniowanie o długości fali 450 nm podał skrajne wartości T_0 (–500 K i >1000 K) znacznie odbiegające od wartości podawanych przez innych badaczy [124, 125].

Ujemna wartość T_0 charakterystyczna jest dla diod laserowych z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych QD (ang. *Quantum Dot*) lub w postaci wielokrotnych studni (MQW) znacznie różniących się między sobą, gdzie rozkład koncentracji nośników jest silnie zlokalizowany lub niejednorodny [125]. Badacze z Samsung uzyskane w pracy wartości T_0 przypisują niejednorodnemu rozkładowi dziur pomiędzy dwiema studniami kwantowymi w obszarze czynnym lasera spowodowane bardzo niską ruchliwością tych nośników w warstwach InGaN z dużą zawartością indu tj. 15% [124, 125]. Za wysokie wartości T_0 laserów azotkowych odpowiada również silny wzrost przewodności elektrycznej warstw typu *p* wraz ze wzrostem temperatury charakterystyczny dla materiałów grupy III-N. Konkretnie wartości zależą natomiast od zastosowanych w konstrukcji lasera modyfikacji obszaru czynnego (liczba i szerokość studni kwantowych) oraz warstw z nim sąsiadujących (różnie zaprojektowane warstwy EBL).

4.3.4 Sprawność różniczkowa

Moc wyjściową lasera P_{out} (ang. *output power*) dla zadanej wartości prądu zasilania można opisać za pomocą sprawności ekstrakcji promieniowania η_0 , która wyraża stosunek liczby fotonów wychodzących z lasera do ilości fotonów powstałych w jego obszarze czynnym w jednostce czasu Δt :

$$P_{\text{out}} = \eta_0 \frac{n_f \cdot h\nu}{\Delta t} \quad (4.2)$$

gdzie n_f oznacza liczbę fotonów o energii $h\nu$ powstałych z n_e elektronów przy charakterystycznej dla danego lasera wewnętrznej sprawności kwantowej η_i (ang. *internal quantum efficiency*). Liczbę powstałych fotonów w jednostce czasu można zapisać, jako:

$$n_f = \eta_i \cdot n_e \quad (4.3)$$

Dla prądu I zasilającego laser powyżej jego progowej wartości I_{th} (ang. *threshold current*) dla akcji laserowej liczbę elektronów n_e powstających w jednostce czasu Δt można zapisać:

$$n_e = \frac{(I - I_{th}) \cdot \Delta t}{e} \quad (4.4)$$

Po uwzględnieniu zależności (4.3) i (4.4) wzór (4.2) przyjmuje postać:

$$P_{out} = \eta_i \cdot \eta_0 \cdot \frac{h\nu}{e} \cdot (I - I_{th}) \quad (4.5)$$

Iloczyn sprawności ekstrakcji promieniowania η_0 i wewnętrznej sprawności kwantowej η_i określany jest jako zewnętrzna sprawność różniczkowa η_d (ang. *external differential efficiency*):

$$\eta_d = \eta_i \cdot \eta_0 \quad (4.6)$$

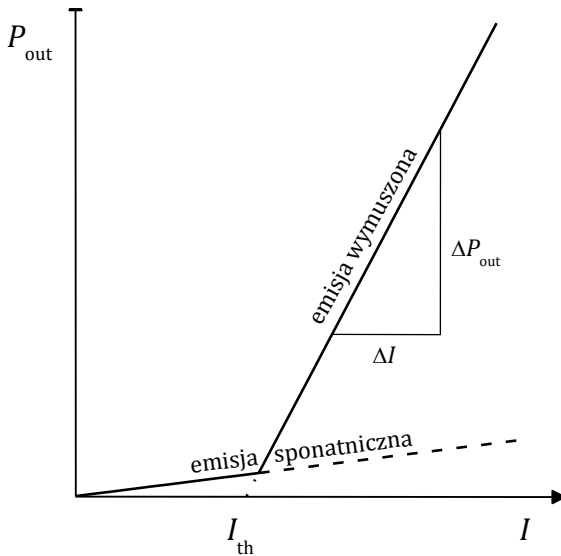
W literaturze najczęściej spotyka się przyrostową sprawność różniczkową η_{SE} (ang. *slope efficiency*), która odpowiada nachyleniu charakterystyki mocy wyjściowej P_{out} lasera w funkcji prądu zasilającego I powyżej progowej wartości I_{th} dla akcji laserowej (rysunek 4.4).

$$\eta_{SE} = \frac{dP_{out}}{dI} \quad (4.7)$$

Na podstawie wzorów (4.5)–(4.7) relację pomiędzy η_d i η_{SE} można zapisać:

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \cdot \eta_{SE} \quad (4.8)$$

Duża wartość η_{SE} oznacza, że laser będzie pracował z większą mocą wyjściową przy mniejszym prądzie zasilającym, co jest szczególnie pożądane dla konstrukcji projektowanych dla uzyskania dużej mocy optycznej.



Rysunek 4.4. Wyidealizowana charakterystyka dla mocy wyjściowej P_{out} w funkcji prądu I zasilającego laser poniżej (emisja spontaniczna) oraz powyżej wartości prądu progowego I_{th} dla akcji laserowej (emisja spontaniczna oraz dominująca emisja wymuszona). Na rysunku zaznaczono przyrost mocy ΔP_{out} dla wybranego przyrostu prądu ΔI powyżej I_{th} . Iloraz $\Delta P_{out}/\Delta I$ odpowiada sprawności różniczkowej lasera η_{SE}

Sprawność ekstrakcji promieniowania η_0 można powiązać z optycznymi stratami wewnętrznymi lasera α_i (ang. *internal optical loss*) oraz stratami krawędziowymi promieniowania α_m (ang. *mirror loss*):

$$\eta_0 \equiv \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (4.9)$$

Współczynnik α_m zależy od długości L wnęki rezonansowej lasera oraz od współczynników odbijalności zwierciadeł – niższego R_1 (ang. *anti-reflection*) dla zwierciadła przedniego, przez które wychodzi promieniowanie użyteczne, oraz wyższego R_2 (ang. *high-reflection*) dla zwierciadła tylnego:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (4.10)$$

Sprawność różniczkowa, podobnie jak gęstość prądu progowego krawędziowego lasera azotkowego, zależy m.in. od wykonania jego warstw epitaksjalnych [121], zjawiska ucieczki nośników z obszaru czynnego do

warstw go otaczających, strat optycznych [54] oraz od wielkości wnęki rezonansowej [120].

Duża liczba dyslokacji w warstwach epitaksjalnych, które tworzą obszar czynny lasera, prowadzi do spadku jego sprawności (oraz wzrostu gęstości prądu progowego dla akcji laserowej). Obecność dyslokacji w warstwach krystalicznych lasera związana jest m.in. ze wzrostem struktur laserów na obcych podłożach. W szczególności lasery azotkowe wykonywane na podłożu szafirowym to konstrukcje z kontaktem bocznym, które charakteryzują się gęstością dyslokacji 10^6 – 10^{10} cm^{-2} [17, 103] oraz ze względu na obecność szafiru trudnością wykonania dobrych zwierciadeł w płaszczyznach łupliwości kryształu GaN. Laser wytwarzany na podłożu macierzystym GaN cechuje się natomiast znacząco niższą gęstością dyslokacji oraz uproszczoną konstrukcją, która charakteryzuje się m.in. umiejscowieniem kontaktu od spodu struktury oraz znacząco lepszymi zwierciadłami [15, 84, 92]. Potwierdzają to badacze z Nichia, którzy zaprezentowali w swojej pracy [118] znaczącą poprawę sprawności η_{SE} (wzrost z 0.3 W/A do 0.6 W/A) dla lasera projektowanego na falę ok. 400 nm po zmianie podłoża z szafiru na podłoże FS-GaN (uzyskane po usunięciu szafiru).

Na sprawność różniczkową lasera ma również wpływ ucieczka nośników z jego obszaru czynnego w szczególności do warstw typu p [54]. Ograniczenie ucieczki nośników z obszaru czynnego zwiększa sprawność różniczkową lasera (oraz obniża gęstość prądu progowego). Można to osiągnąć poprzez odpowiedni dobór warstwy EBL. Przykładowo, Samsung dla lasera zaprojektowanego na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm uzyskał wzrost η_{SE} z 0.9 W/A do 1.12 W/A dzięki zastosowaniu w jego konstrukcji EBL w postaci wielu warstw (MQB) [54].

Wewnętrzne straty optyczne α_i zależą od struktury krystalicznej [121] oraz od przekrycia pola optycznego z warstwami o dużej absorpcji promieniowania, w szczególności warstwami typu p domieszkowanymi magnezem [53]. Zmniejszenie przekrycia pola optycznego z obszarem lasera domieszkowanym magnezem można uzyskać odsuwając ten obszar od obszaru czynnego poprzez wstawienie pomiędzy tym obszarem a obszarem czynnym warstw słabiej domieszkowanych [97] lub przesuując wzbudzony mod w kierunku warstw typu n stosując asymetryczne warstwy okładkowe [54, 91]. I tak Samsung uzyskał wzrost wartości η_{SE} z 1.1 W/A do 1.6 W/A stosując asymetryczne warstwy okładkowe poprzez zmniejszenie koncentracji glinu z 12% do 4% w warstwie okładkowej typu n wykonanej z supersieci

AlGaIn/GaN [54]. Uzyskanemu wzrostowi η_{SE} towarzyszył niewielki wzrost gęstości prądu progowego lasera.

Modyfikacja współczynników odbijalności zwierciadeł znacząco wpływa na wartość sprawności różniczkowej, również kosztem zmiany gęstości prądu progowego [3]. W celu znaczącego zwiększenia sprawności różniczkowej lasera jego zwierciadła pokrywane są warstwami dielektrycznymi, które modyfikują ich współczynniki odbijalności [54, 119]. Sharp dla lasera emitującego promieniowanie o długości fali ok. 400 nm otrzymał wzrost wartości η_{SE} z 0.42 W/A do 0.75 W/A pokrywając zwierciadła ćwierćfalowymi warstwami $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ ($R_1 = 5\%$, $R_2 = 80\%$) [119].

Wzrost długości paska laserowego powoduje spadek sprawności różniczkowej przyrządu oraz wzrost gęstości prądu progowego. Samsung zwiększając długość paska laserowego z 650 μm do 1450 μm w przyrządzie zaprojektowanym na emisję światła niebieskiego otrzymał spadek sprawności lasera z ok. 0.78 W/A do 0.44 W/A [120].

Pośredni wpływ na sprawność różniczkową lasera zgodnie z doniesieniami różnych grup badawczych może mieć również rozkład temperatury w jego wnętrzu. Samsung dla lasera zaprojektowanego na emisję światła o długości fali ok. 400 nm zamontowanego w konfiguracji *p-up* zanotował spadek wartości η_{SE} (z 1.3 W/A do prawie ok. 0 W/A) przy dużych prądach zasilających (60–140 mA), podczas gdy dla lasera o takiej samej konstrukcji, lecz w innej konfiguracji *p-down* wartość η_{SE} była w przybliżeniu stała (ok. 1.2 W/A) w zakresie zmiany prądu zasilającego 40–100 mA [52].

Wśród laserów azotkowych najwyższe wartości literaturowe η_{SE} można odnaleźć dla konstrukcji projektowanych na długość fali ok. 400 nm (Toshiba uzyskała $\eta_{SE} = 2.6$ W/A oraz $\eta_d = 0.7$ [68]), nieco niższe wartości η_{SE} dla konstrukcji emitujących światło niebieskie (Osram uzyskał $\eta_{SE} = 1.7$ W/A dla fali o długości 452 nm [18]) oraz znacząco niższe wartości η_{SE} uzyskano dla przyrządów emitujących światło zielone (Osram otrzymał $\eta_{SE} = 0.65$ W/A dla fali o długości 522 nm [18]).

4.3.5 Oporność cieplna

Diody laserowe o emisji krawędziowej wykonane z materiałów grupy III-N charakteryzują się 10-krotnie większą gęstością prądu oraz dwukrotnie większym napięciem progowym akcji laserowej niż podobne przyrządy wykonane w technologii arsenkowej [24]. Z tego wynika, że w proggu akcji laserowej do diody azotkowej dostarczana jest ponad 20-krotnie większa moc

[24]. Gęstości mocy elektrycznej dostarczanej do laserów azotkowych pracujących w warunkach progowych w trybie CW RT to 6–125 kW/cm² [78, 126]

Temperatura obszaru czynnego T_A ściśle zależy od właściwości termicznych lasera oraz jego układu montażowego [53] i decyduje m.in. o wartości prądu progowego, maksymalnej mocy wyjściowej i żywotności przyrządu [127]. Temperaturę złącza można określić m.in. mierząc zmiany długości emitowanej fali podczas wzrostu prądu zasilającego, za pomocą spektroskopii mikroramanowskiej lub metodą polegającą na porównaniu prądowo-napięciowych charakterystyk lasera otrzymanych w różnych temperaturach dla pracy CW i impulsowej (ang. *forward-voltage*, *forward operation voltage*) [128]. Ostatnia z wymienionych metod jest bardzo często stosowana dla laserów wykonanych z materiałów grupy III-N [53, 127, 128] i znacznie rzadziej w przypadku laserów wykonanych z materiałów grupy III-V (GaAs, InP) z uwagi na małe zmiany temperatury w ich wnętrzu związane ze zwiększaniem napięcia zasilającego [53]. Dla laserów opartych na materiale GaN temperaturowe zmiany parametrów (głównie związane z silnym wzrostem przewodności elektrycznej warstw typu *p*) odpowiadające zmianom napięcia zasilającego są znacząco większe, co pozwala na pomiar temperatury złącza z dużą precyzją. Metoda *forward-voltage* jest prosta i szybka w porównaniu z tradycyjną metodą opartą na zależności długości fali od temperatury, ponieważ nie wymaga jakichkolwiek pomiarów optycznych [53]. Zakłada ona, że ciepło generowane podczas pracy lasera w trybie impulsowym jest zaniedbywalne i nie wpływa na jego parametry, a różnice pomiędzy parametrami pracy dla trybów impulsowego i CW wynikają z różnicy w wartościach T_A [127]. Wzrost temperatury złącza lasera określony jest jako wzrost temperatury obudowy tego lasera podczas pracy w trybie impulsowym przy napięciu identycznym z tym zasilającym ten sam laser pracujący w trybie CW przy ustalonej temperaturze obudowy równej temperaturze pokojowej.

Uproszczony wzór na wartość T_A można zapisać w postaci równania [34]:

$$T_A = T_{HS} + R_{th} \cdot (P_{in} - P_{out}) \quad (4.11)$$

gdzie T_{HS} oznacza temperaturę obudowy, R_{th} to oporność cieplna przyrządu (ang. *thermal resistance*), P_{in} i P_{out} to odpowiednio moc elektryczna dostarczona do lasera i moc wyjściowa (optyczna). Oporność cieplna przyrządu R_{th} zależy od wielu czynników, m.in. materiału obudowy, konfiguracji montażu lasera (*p-up/p-down*, zastosowanie przekładki), rodzaju chłodzenia, rozmiarów chipu

[34], grubości podłoża (dla konfiguracji *p-up*) [47] i w przypadku matryc liczby oraz rozmieszczenia źródeł promieniowania w ich wnętrzu [31]. Pomiar R_{th} można zrealizować poprzez analizę długości emitowanej fali, napięcia zasilającego lub progowej wartości mocy dla efektu *thermal roll-over* w funkcji temperatury [34]. Oporność cieplna lasera R_{th} liczona jest jako iloraz przyrostu temperatury w jego obszarze czynnym i całkowitej mocy cieplnej wydzielonej we wnętrzu przyrządu:

$$R_{th} = \frac{T_A - T_{HS}}{P_{in} - P_{out}} \quad (4.12)$$

Wartości R_{th} dla diod laserowych zbudowanych na materiałach grupy III-N podane w literaturze pokrywają szeroki zakres wartości 3–60 K/W [118, 127]. Oporność cieplna R_{th} jednych z pierwszych laserów Nichia zaprojektowanych na emisję promieniowania o długości fali 393 nm, wykonanych na warstwie GaN otrzymanej techniką ELOG o grubości 80 μm z podłożem szafirowym o grubości 70 μm wynosiła 60 K/W, zaś bez szafiru 30 K/W [118]. Nowsze konstrukcje laserów tej grupy wykonane na udoskonalonych podłożach GaN charakteryzują się wartościami R_{th} w przedziale od 16 K/W do 27 K/W [69]. Dla jednych z pierwszych laserów Osram projektowanych na długość fali 407 nm, gdzie zastosowano podłoża SiC o lepszej przewodności cieplnej niż szafirowe, uzyskano wartość 19 K/W [104]. Jednakże brak rozwoju odpowiednich technik ograniczania gęstości dyslokacji w strukturach przyrządów krystalizujących na podłożach SiC spowodował, że ta technologia została całkowicie wyparta przez doskonałe latami podłoża macierzyste GaN [22, 79, 104]. Zmierzone wartości R_{th} przez zespół Osram dla nowszych konstrukcji laserów rosnących na GaN i projektowanych na długość fali z zakresu 409–511 nm to 26 K/W (409 nm), 21 K/W (457 nm) i 33 K/W (511 nm) [129]. Pomiary temperatury złączy laserów przeprowadzone przez Samsung pokazują, że konfiguracja montażu *p-down* jest korzystniejsza niż *p-up* dla konstrukcji rosnących na podłożu szafirowym oraz pozwala osiągnąć wyższe moce optyczne [53, 130]. Inne badania tej firmy pokazują znaczący spadek wartości R_{th} z 31 K/W do 17 K/W przy zmianie długości paska laserowego z 0.65 mm do 1.45 mm w przyrządzie montowanym w konfiguracji *p-down* na przekładce AlN [123]. Oporność cieplna diody laserowej R_{th} w układzie montażowym w konfiguracji *p-down* z metalizowaną przekładką diamentową zaprojektowanej przez Unipress na długość fali 405–420 nm to 21 K/W [8]. Ta względnie wysoka wartość spowodowana była dużym skokiem

temperatury na interfejsie diamentchłodnica, co wskazuje na słabe połączenie cieplne tych elementów. Dla diody laserowej zaprojektowanej na falę 405 nm Panasonic [42] opublikował niezwykle niską wartość oporności cieplnej $R_{th} = 10 \text{ K/W}$. Wśród ciekawych rozwiązań konstrukcyjnych, które można odnaleźć w literaturze, charakteryzujących się lepszym rozptywem ciepła w porównaniu do laserów z izolacją tlenkową są lasery z zagrzebaną warstwą AlN bez wytrawionej struktury *ridge*'a, nad którymi od niedawna zaczęła pracować NEC [50].

Obniżenie wartości R_{th} pozwala zwiększyć maksymalną moc optyczną diody laserowej z pojedynczym emiterem. Dla diod laserowych z wieloma emiterami (linijek laserowych) na maksymalną moc wyjściową, oprócz oporności cieplnej, ma również wpływ efekt *thermal crosstalk*. Efekt ten zależy przede wszystkim od współczynnika wypełnienia tj. od szerokości chipu, liczby emiterów oraz wzajemnej ich odległości w przyrządzie. Efekt *thermal crosstalk* powoduje dla wzrastającej gęstości prądu zasilającego znacząco szybszy przyrost temperatury w obszarze czynnym linijki laserowej zawierającej dużą liczbę blisko położonych względem siebie emiterów (duży współczynnik wypełnienia) niż w przypadku linijki z mniejszą liczbą emiterów (odpowiednio mniejszy współczynnik wypełnienia). Wynika stąd, że możliwa jest sytuacja, w której pomimo niskiej oporności cieplnej przyrządu nie będzie możliwe uzyskanie oczekiwanej większej mocy optycznej. Z tego powodu optymalizacja cieplna konstrukcji przyrządu z wieloma emiterami ma na celu taki dobór szerokości pasków laserowych, ich liczby i wzajemnej odległości, aby zminimalizować jednocześnie efekt *thermal crosstalk* oraz wartość R_{th} . Unipress także w swoich pracach porusza problem optymalizacji cieplnej, prowadząc badania nad matrycami diod laserowych wykonanych z materiałów grupy III-N [44]. Wartości R_{th} w przedziale od 3 K/W do 19 K/W dla matryc o różnej wielkości chipu umieszczonych w różnych układach montażowych zmierzone metodą *forward-voltage* przez grupę Unipress są znacząco niższe od tych zmierzonych dla zaprojektowanych przez tą grupę pojedynczych emiterów 30–33 K/W [127]. Jednakże, jak już wspomniano wcześniej, niskie wartości R_{th} uzyskiwane przez matryce laserowe nie są jednoznaczne z możliwością uzyskania z nich większej mocy optycznej.

4.3.6 Sprawność energetyczna

Sprawność energetyczna η_{WPE} (ang. *wall-plug efficiency, electrical-to-optical conversion efficiency*), tj. sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną, jest to stosunek wyjściowej mocy optycznej do mocy zasilającej dany przyrząd (iloczyn prądu i napięcia). Parametr η_{WPE} wyrażony jest w procentach i określa, jaka część mocy elektrycznej zasilającej przyrząd ulega zamianie na moc optyczną oraz jaka jej część zamieniana jest na ciepło. Można więc powiedzieć, że parametr η_{WPE} określa całościowo straty mocy, które można z kolei podzielić na straty optyczne oraz straty związane ze spadkami napięcia i przepływem prądu [39]. Sprawność η_{WPE} jest istotna przede wszystkim dla konstrukcji laserów dużej mocy [69]. Im mniejsza wartość η_{WPE} , tym trudniej osiągnąć większą moc wyjściową z lasera. Dzieje się tak dlatego, że moc niewypromieniowana zamieniona na moc cieplną wpływa niekorzystnie na jego pracę (m.in. prowadzi do zjawiska *thermal roll-over*). Odprowadzenie tej mocy wymaga zastosowania efektywnego układu chłodzenia, co wiąże się ze wzrostem wielkości całego przyrządu, wzrostem zapotrzebowania na energię elektryczną i ostatecznie ze wzrostem kosztów urządzenia [39].

Parametr η_{WPE} półprzewodnikowych laserów krawędziowych zależy przede wszystkim od wyboru materiałów wykorzystanych w ich konstrukcji [39]. Najwyższe wartości sprawności energetycznej ($\eta_{\text{WPE}} > 70\%$) zostały opublikowane dla przyrządów wykonanych na bazie materiałów arsenkowych AlGa(In)As/GaAs zaprojektowanych na emisję promieniowania o długości fali 915 nm z paskowym obszarem czynnym o szerokości 20 μm [39]. Dla laserów krawędziowych wykonanych z materiałów grupy III-N opublikowane wartości parametru η_{WPE} nie przekraczają 40%. Najwyższe wartości sprawności energetycznej $\eta_{\text{WPE}} = 35\text{--}37\%$ odnalezione w literaturze zostały zgłoszone m.in. przez zespoły Panasonic [31] i Toshiba [68] dla przyrządów zaprojektowanych na emisję promieniowania 405 nm z paskami laserowymi o szerokości w granicach 6–7 μm . Należy jednak dodać, że dla większości laserów azotkowych zmierzone wartości sprawności η_{WPE} nie przekraczają 15%.

Dla laserów azotkowych z wąskimi paskami laserowymi, tj. o szerokości do 2 μm , odnalezione w literaturze wartości η_{WPE} zawierają się w granicach od ok. 1% [47, 81] do 22%–25% [20, 53] i są znacząco niższe od wartości podawanych dla laserów z szerszymi paskami (ok. 6–10 μm), dla których η_{WPE} są w przedziale od 16% [27] do 37% [31]. Należy dodatkowo zauważyć, że wraz ze wzrostem długości fali, na którą projektowane są lasery azotkowe maleje sprawność η_{WPE} tych przyrządów. Dla laserów

zaprojektowanych na emisję światła 450 nm najwyższą wartość $\eta_{\text{WPE}} = 30\%$ opublikował Osram (szerokość paska lasera $15 \mu\text{m}$) [112]. Literaturowe wartości η_{WPE} dla laserów azotkowych emitujących promieniowanie o długości fali ok. 480 nm i powyżej 500 nm to odpowiednio 12% (szerokość paska lasera $2 \mu\text{m}$) [75] i 6% (szerokość paska lasera $15 \mu\text{m}$) [112].

Parametr η_{WPE} diod laserowych wykonanych na bazie materiałów III-N bardzo silnie zależy od emitowanej mocy [57]. Dla zadanej mocy wyjściowej wartość η_{WPE} diody laserowej związana jest z gęstością prądu progowego, sprawnością różniczkową η_{SE} oraz napięciem zasilającym [57]. Opór elektryczny azotkowych laserów krawędziowych pracujących w trybie CW maleje wraz ze wzrostem temperatury otoczenia wskutek znaczącego wzrostu przewodności elektrycznej warstw (Al)GaN typu p [67, 112]. Mechanizm ten wyjaśnia, dlaczego przy wzroście temperatury zmiany parametru η_{WPE} są niewielkie podczas pracy lasera w trybie CW, ponieważ kompensuje on spadek sprawności różniczkowej η_{SE} przyrządu spowodowany temperaturowym wzrostem jego gęstości prądu progowego. Z uwagi na efekt samonagrzewania się kontaktu omowego po stronie p (ang. *parasitic contact selfheating*) charakter zmian sprawności η_{WPE} (niewielki wzrost [125] lub spadek [112]) wraz ze zmianą temperatury otoczenia dla pracy CW laserów azotkowych zależy od szerokości paskowego obszaru czynnego [31].

4.3.7 Moc wyjściowa

Moc wyjściowa związana jest ze sprawnością energetyczną η_{WPE} . Najwyższe wartości sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną opublikowane dla laserów krawędziowych opartych na materiałach III-N nie przekraczają 40%, co oznacza, że ponad 60% (najczęściej 75%–95%) elektrycznej mocy wejściowej zamienia jest na ciepło (ang. *heat waste*). Dla porównania rekordowe wartości η_{WPE} analogicznych przyrządów zbudowanych na materiałach arsenkowych przekraczają 70% [39]. Zwiększenie mocy optycznej, jaką można uzyskać z lasera półprzewodnikowego wymaga zwiększenia gęstości prądu zasilającego, co zazwyczaj powoduje problemy związane ze wstrzykiwaniem nośników do jego obszaru czynnego oraz problemy związane z odprowadzaniem ciepła z tego obszaru [34]. Największą moc optyczną można uzyskać zapewniając specjalne warunki dla odprowadzania ciepła (ang. *overstress conditions*), których najczęściej nie da się przenieść do zastosowań komercyjnych. Spotykane w tych zastosowaniach możliwości zapewnienia odpowiedniego źródła zasilania oraz układu

odprowadzającego ciepło są ograniczone [34] i powodują, że od konstrukcji przyrządów wysokiej mocy (ang. *super high power, watt-class*) wymaga się przede wszystkim wysokiej sprawności różniczkowej η_{SE} [3, 97] oraz wysokiej sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną η_{WPE} [29, 31]. Dodatkowo z uwagi na obserwowaną w krawędziowych laserach azotkowych silną zależność żywotności (czasem również sprawności) tych przyrządów od prądu zasilającego punkt pracy (ang. *operation point*) na charakterystyce światło-prąd (ang. *light-current*) położony jest poniżej maksimum mocy optycznej tj. w miejscu, gdzie zaczyna się ona zaginać w wyniku silnych efektów związanych ze wzrostem temperatury oraz zaczyna maleć sprawność lasera [34].

Z punktu widzenia uzyskania w laserze progu akcji laserowej całkowitą moc promieniowania wychodzącego P_{opt} można uważać za straty optyczne na obu jego zwierciadłach. Straty te w pewnym zakresie mogą być kontrolowane poprzez pokrycie powierzchni zwierciadeł powłokami, które zapewniają niską odbijalność R_1 dla zwierciadła przedniego przepuszczającego promieniowanie oraz wysoką odbijalność R_2 dla zwierciadła tylnego [3, 38]. Użyteczna moc optyczna P_{out} to moc promieniowania wychodzącego przez przednie zwierciadło lasera i może być obliczona z wzoru [120]:

$$P_{out} = P_{opt} \cdot \frac{1 - R_1}{(1 - R_1) + \sqrt{R_1/R_2} \cdot (1 - R_2)} \quad (4.13)$$

Jedną z najważniejszych przeszkód dla osiągnięcia większej mocy optycznej w diodach laserowych pracujących w trybie CW oraz w trybie impulsowym jest degradacja związana z wystąpieniem efektu trwałego uszkodzenia zwierciadeł COD (ang. *Catastrophic Optical Damage, Catastrophic Optical Mirror Damage*) w wyniku kontaktu ich powierzchni z dużą gęstością mocy pola optycznego wzbudzonego w rezonatorze [28]. Z tego powodu w konstrukcjach projektowanych dla uzyskania dużych mocy wyjściowych współczynnik ograniczenia optycznego Γ nie powinien być zbyt duży, aby zmniejszyć gęstość mocy promieniowania w rezonatorze lasera oraz na jego zwierciadłach [3]. Wysoka jakość powłok zwierciadeł w pewnym stopniu również zabezpiecza je przed wystąpieniem efektu COD [3, 28, 32].

W przypadku diod laserowych wysokich mocy znaczna część dostarczonej energii elektrycznej zamieniana jest na energię cieplną, która poważnie wpływa na charakterystyki przyrządu [29]. Dla pracy lasera w trybie CW jego maksymalna moc optyczna ograniczona jest, oprócz efektu COD, również przez efekt *thermal roll-over*. Efekt ten spowodowany jest zbyt niską

wydajnością odprowadzania ciepła z obszaru czynnego przy wysokich gęstościach prądu zasilającego [112]. Wydajność odprowadzania ciepła z obszaru czynnego lasera określona jest przez jego oporność cieplną.

Diody laserowe wysokiej mocy rozwijane są w oparciu o dwa odmienne podejścia, które zapewniają zmniejszenie gęstości pola optycznego w rezonatorze przyrządu oraz pozwalają osiągnąć niższą oporność cieplną. W przypadku laserów z pojedynczym emiterym odpowiedni transport ciepła i niższą gęstość pola optycznego zapewniają konstrukcje przyrządów o dużej powierzchni wstrzykiwania nośników oraz rozpraszania ciepła tj. konstrukcje z szerokim obszarem czynnym BA. Drugie rozwiązanie wykorzystuje wiele pasków laserowych o niedużej szerokości zintegrowanych w jednym przyrządzie tj. jednowymiarowe matryce laserowe [40, 43, 84]. W przypadku tego rozwiązania na możliwość osiągnięcia dużej mocy optycznej obok oporności cieplnej przyrządu ma wpływ również efekt *thermal crosstalk* zależny od liczby i rozmieszczenia źródeł promieniowania oraz od układu montażowego [31, 43].

Dla krawędziowych laserów azotkowych spotykane w literaturze szerokości ich paskowych obszarów czynnych mieszczą się w przedziale od 1.3 μm do 100 μm [26, 27]. Krawędziowe lasery azotkowe, które umożliwiają pracę w trybie CW RT na pojedynczym modzie poprzecznym, wykorzystują w swoich konstrukcjach wąski rezonator o szerokości z zakresu od 1.3 μm do 2.6 μm (dla emisji promieniowania o długości fali ok. 400–450 nm) [26, 78]. Długości tych pasków laserowych zawierają się w przedziale od 0.3 mm do 1 mm [47, 48]. Odnalezione w literaturze najwyższe wartości maksymalnej mocy wyjściowej uzyskane z krawędziowych laserów azotkowych z pojedynczym wąskim paskiem dla ich pracy w trybie CW RT zależą od długości fali emitowanego promieniowania. Najwyższe odnalezione w literaturze wartości mocy wyjściowej dla laserów pracujących na podstawowym modzie poprzecznym (zasilanych prądem niższym od progowej wartości dla zjawiska *kink*) z falą o długości 405 nm to 0.65 W (pasek o rozmiarach 1.8·800 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 1.3 \text{ W/A}$) [28], 0.47 W (pasek o rozmiarach 1.8·650 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 1.5 \text{ W/A}$) [54], 0.4 W (pasek o rozmiarach 1.3·650 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 2 \text{ W/A}$) [26]. Najwyższe odnalezione w literaturze wartości mocy dla laserów pracujących na poprzecznym modzie podstawowym z falą o długości 450 nm (światło niebieskie) to 0.61 W (pasek o rozmiarach 2·600 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 1.6 \text{ W/A}$, $\eta_{\text{WPE}} = 21\%$) [18], zaś z falą o długości 520 nm (światło zielone) to 0.2 W ($\eta_{\text{SE}} = 0.7 \text{ W/A}$) [34].

Wiązka promieniowania uzyskiwana z krawędziowych laserów z wąskim paskiem charakteryzuje się znacznie lepszymi parametrami niż wiązka światła otrzymywana z laserów typu (BA). Przyrządy z pojedynczym szerokim paskiem laserowym BA dają możliwość uzyskania dużej mocy wiązki promieniowania wielomodowego (mody wyższego rzędu w kierunku poprzecznym oraz podłużnym) [123]. Powyżej progu laserowania, zmiany współczynnika załamania spowodowane lokalnymi zmianami gęstości nośników oraz efektami temperaturowymi prowadzą do samoogniskowania się modu tzw filamentacji modu. Filamentacja modu została zaobserwowana dużo wcześniej (przed wytworzeniem pierwszych laserów azotkowych) dla laserów typu BA oraz dla matryc laserowych opartych na systemie materiałowym InGaAsP [38].

Rozwój azotkowych diod laserowych typu BA jest ograniczony z powodu braku dostępnych podłoży z niską gęstością dyslokacji na dostatecznie dużej powierzchni pozwalającej na wykonanie szerokiego paska laserowego [40, 43, 84]. Podłoża GaN najczęściej stosowane dla wzrostu przyrządów opartych na systemie materiałowym III-N są wykonywane na szafirze techniką ELOG, która została stworzona w celu lokalnego obniżenia gęstości dyslokacji. Te obszary o niskiej gęstości dyslokacji mają kształt paska o szerokościach nieprzekraczających kilku mikronów i są zbyt wąskie by móc wykonać konstrukcje z szerokim paskiem laserowym [24]. Z tego powodu liczba defektów w obszarze czynnym laserów azotkowych typu BA rośnie szybciej niż proporcjonalnie do szerokości ich paskowych obszarów czynnych. Defekty te stanowią centra rekombinacji niepromienistej i pogarszają parametry przyrządów [31]. Alternatywą dla podłoży ELOG-GaN są podłoża wykonane techniką wysokociśnieniową, która zapewnia wyjątkowo niską gęstością dyslokacji (10^2 cm^{-2}) w kryształach GaN i umożliwia wykonanie przyrządu z bardzo szerokim paskiem laserowym [24].

Uzyskanie dużej mocy promieniowania z lasera azotkowego typu BA wymaga wyboru odpowiedniej szerokości paska [20, 34]. Lasery wysokiej mocy emitujące promieniowanie w zakresie światła czerwonego oraz podczerwieni to konstrukcje z bardzo szerokim (50–100 μm) paskiem laserowym [24, 38]. Dla lasera azotkowego z bardzo szerokim paskiem (100 μm) [27] Sony uzyskało laserowanie na długości fali ok. 400 nm dla pracy w temperaturze pokojowej tylko w trybie impulsowym. Brak akcji laserowej w trybie CW dla tego przyrządu spowodowany był zbyt dużym przyrostem temperatury w jego obszarze czynnym. Sony pokazało pracę w trybie CW RT przyrządów z paskami o szerokościach 50 μm i 10 μm z maksymalnymi

mocami promieniowania odpowiednio 0.55 W i 0.94 W [27]. Konstrukcje laserów azotkowych typu BA wykorzystują najczęściej pasek o szerokości ok. 5–20 μm [35, 37] oraz długości 0.5–2 mm [30, 36]. Przykładowe wartości literaturowe maksymalnej mocy wyjściowej uzyskane z krawędziowych laserów azotkowych z pojedynczym szerokim paskiem dla pracy na wielu modach poprzecznych z falą o długości 405 nm w trybie CW RT to 2.9 W (pasek o szerokości 10 μm , $\eta_{\text{SE}} = 2.1 \text{ W/A}$, $\eta_{\text{WPE}} = 36\%$) [31], 2.8 W (pasek o rozmiarach 7·600 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 2.2 \text{ W/A}$) [32], zaś w trybie impulsowym to 8.7 W (pasek o rozmiarach 20·600 μm^2) [33]. Przykładowe literaturowe wartości maksymalnej mocy uzyskanej z laserów azotkowych zaprojektowanych na emisję światła niebieskiego (o długość fali ok. 450 nm) dla pracy w trybie impulsowym to 8 W (pasek o rozmiarach 15·1200 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 2.1 \text{ W/A}$), zaś w trybie CW RT to nieco powyżej 4 W (pasek o szerokości 15 μm , $\eta_{\text{SE}} = 1.6 \text{ W/A}$) [34] i 2.4 W (pasek o rozmiarach 15·650 μm^2 , $\eta_{\text{SE}} = 1.45 \text{ W/A}$) [29].

Odnalezione w literaturze wartości maksymalnej mocy optycznej uzyskane z krawędziowych laserów azotkowych zawierających w swych konstrukcjach wiele paskowych obszarów czynnych są znacząco wyższe niż w przyrządach z pojedynczymi paskami laserowymi. Wszystkie matryce laserowe skonstruowane w oparciu o materiały azotkowe odnalezione w literaturze zostały zaprojektowane na emisję światła o długości fali ok. 400 nm. Maksymalną moc 12 W ($\eta_{\text{SE}} = 0.65 \text{ W/A}$, $\eta_{\text{WPE}} = 5.5\%$) dla pracy w trybie impulsowym w RT uzyskano z matrycy zbudowanej z 3 chipów, z której każdy zawierał 4 paski laserowe o rozmiarach 8·800 μm^2 każdy [40]. Całkowita liczba emiterów w tej matrycy wynosiła 12 i z każdego z nich uzyskano średnio ok. 1 W mocy optycznej. Dla matrycy z pojedynczym chipem (4 paski) ten sam zespół dla pracy w trybie impulsowym uzyskał maksymalną moc optyczną 7 W (ok. 1.75 W na każdy pasek). Wszystkie matryce zostały wykonane na szafirze i charakteryzowały się konstrukcją z kontaktem bocznym [40]. Paski laserowe w każdym z chipów były rozmieszczone parami w odległości 12 μm na obu brzegach chipu we wzajemnej odległości (par) ok. 150 μm .

Dla matrycy pracującej w trybie CW RT zawierającej 10 pasków laserowych rozmieszczonych w pojedynczym chipie we wzajemnej odległości ok. 200 μm zmierzona maksymalna moc optyczna to 10.6 W ($\eta_{\text{SE}} = 1.4 \text{ W/A}$, $\eta_{\text{WPE}} = 21\%$) tj. ok. 1.06 W na każdy pasek [43]. Matryca została wykonana na podłożu GaN, który od spodu miał zamocowany kontakt metaliczny typu *n*. W celu uzyskania tak wysokiej mocy optycznej w trybie CW RT wykorzystano specjalny układ montażowy z chłodzeniem aktywnym oraz dobrano wzajemną

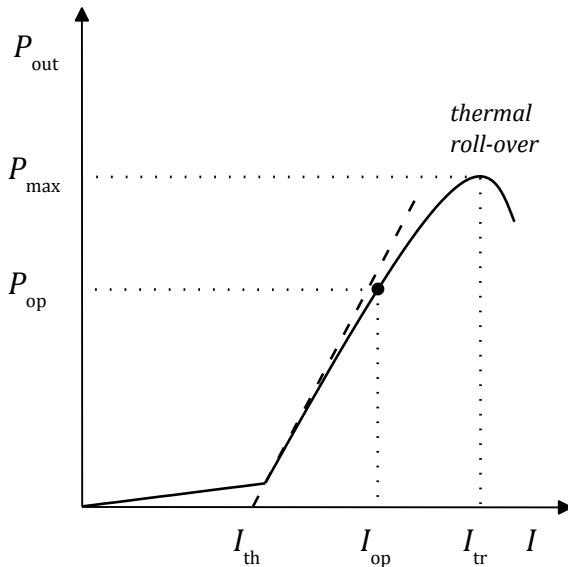
odległość emiterów w taki sposób, aby zapewnić niską oporność cieplną przyrządu i zminimalizować wpływ efektu *thermal crosstalk*. Dla standardowego układu montażowego (typu TO) bez chłodzenia aktywnego dobierając liczbę emiterów (szerokość chipu ograniczona do 1 mm) oraz ich wzajemną odległość w celu ograniczenia wpływu efektu *thermal crosstalk* uzyskano maksymalną moc optyczną 6.3 W ($\eta_{SE} = 1.5 \text{ W/A}$, $\eta_{WPE} = 24\%$) dla 5 pasków o rozmiarach $6 \cdot 800 \mu\text{m}^2$ każdy (ok. 1.26 W na każdy pasek) rozmieszczonych we wzajemnej odległości $200 \mu\text{m}$ [31, 42]. Podobny wynik, tj. maksymalną moc optyczną 6.1 W, uzyskano dla chłodzonej aktywnie matrycy ($\eta_{SE} = 1.2 \text{ W/A}$, $\eta_{WPE} = 17\%$) zawierającej 11 pasków o rozmiarach $10 \cdot 600 \mu\text{m}^2$ każdy (ok. 0.55 W na każdy pasek) [27]. Dla matrycy ($\eta_{SE} = 0.8 \text{ W/A}$) z 3 paskami o rozmiarach $10 \cdot 700 \mu\text{m}^2$ każdy, rozmieszczonymi we wzajemnej odległości $80 \mu\text{m}$, uzyskano maksymalną moc optyczną 2.5 W (ok. 0.83 W na każdy pasek), a więc porównywalną z maksymalną mocą uzyskiwaną z przyrządów z pojedynczymi paskami tj. 2.9 W [31], 2.8 W [32].

4.4 Efekt *thermal roll-over*

Praca lasera w trybie CW ograniczona jest zarówno przez efekt COD, jak również efekt *thermal roll-over*. Jest on obserwowany w postaci zagięcia charakterystyki *L-I* (światło-prąd) i występuje dla pewnej progowej wartości prądu zasilającego (mocy wyjściowej) zależnej od sprawności energetycznej η_{WPE} przyrządu ograniczając możliwość osiągnięcia większej mocy wyjściowej (rysunek 4.5). Punkt pracy lasera (wartość prądu zasilania najczęściej używana podczas komeryjnych jego zastosowań) zaznaczony na rysunku 4.5 położony jest w miejscu, gdzie charakterystyka zaczyna się zaginać w wyniku nasilania się efektów związanych ze wzrostem temperatury w przyrządzie (przed ewentualnym spadkiem jego sprawności) [34].

Efekt *thermal roll-over* występuje w wyniku samonagrzewania się przyrządu spowodowanego ograniczeniem możliwości odprowadzania ciepła przez zastosowany układ montażowy oraz wybrany rodzaj chłodzenia [18], a więc m.in. silnie zależy od oporności cieplnej przyrządu R_{th} . Bierze się to stąd, że oporność cieplna R_{th} zależy od rozmiarów paskowego obszaru czynnego lasera [123]. Rozmiary te (długość i szerokość) mają duży wpływ na progowe wartości prądu zasilającego i mocy wyjściowej lasera, a to z kolei istotnie wpływa na moment wystąpienia efektu *thermal roll-over* [39]. Diody laserowe z wąskim paskiem laserowym charakteryzują się wyższym napięciem

zasilającym, przez co niższą mocą wyjściową ograniczoną przez efekt *thermal roll-over* [50]. Zwiększenie długości paska laserowego powoduje spadek oporności cieplnej R_{th} przyrządu [123].



Rysunek 4.5. Efekt *thermal roll-over* przedstawiony na charakterystyce mocy wyjściowej P_{out} w funkcji prądu I zasilającego diodę laserową pracującą w trybie CW. Na rysunku zaznaczono prąd progowy dla akcji laserowej I_{th} , prąd I_{tr} , dla którego występuje zjawisko *thermal roll-over* oraz maksymalną moc wyjściową lasera P_{max} . Dodatkowo na rysunku zaznaczono punkt pracy lasera dla prądu I_{op} i mocy P_{op} .

Na charakterystykach $L-I$ dla pracy w trybie CW laserów krawędziowych projektowanych na bazie materiałów III-N długo przed wystąpieniem zagięcia charakterystycznego dla efektu *thermal roll-over* obserwuje się również efekt zakrzywienia charakterystyk spowodowany (wg badaczy z Osram) m.in. silnym samonagrzewaniem kontaktu omowego po stronie p (ang. *thermal bending from parasitic contact selfheating*) [34].

Praca w trybie impulsowym może eliminować efekt samonagrzewania umożliwiając osiągnięcie większej mocy optycznej. Wraz ze wzrostem temperatury otoczenia dla pracy CW wzrasta gęstość prądu progowego, maleje sprawność i maleje wartość prądu zasilającego, dla którego zaczyna być widoczne zakrzywienie charakterystyki $L-I$ prowadzące do zmniejszenia progu dla efektu *thermal roll-over*.

4.5 Efekt katastroficznego zniszczenia zwierciadeł

Dla laserów krawędziowych pracujących w trybie CW lub impulsowym czynnikiem ograniczającym moc optyczną jest także jej gęstość w falowodzie, która po przekroczeniu pewnego poziomu może doprowadzić do wystąpienia efektu katastroficznego zniszczenia optycznego zwierciadeł COD (ang. *Catastrophic Optical Damage, Catastrophic Optical Mirror Damage*) [93]. Wystąpienie efektu COD spowodowane jest rekombinacją niepromienistą oraz reabsorpcją promieniowania na stanach powierzchniowych zwierciadeł, co prowadzi do nagrzewania się ich powierzchni i ostatecznie do ich degradacji przy wyższych mocach optycznych [54]. Jest to błyskawicznie postępujący efekt sprzężenia zwrotnego pomiędzy absorpcją światła na zwierciadłach a temperaturą, a jego efekty w postaci nadtopienia powierzchni zwierciadeł są nieodwracalne.

Zwierciadła laserów krawędziowych zbudowanych na bazie materiałów III-N często w celu zwiększenia ich współczynnika odbicia, pokrywane są takimi materiałami jak SiO_2 , Si_3N_4 , TiO_2 , ZrO_2 . Pokrycia te pełniąc rolę warstw antyrefleksyjnych, wpływają też na progową wartość gęstości mocy dla zjawiska COD i dlatego bardzo trudno jest porównać te wartości dla różnych laserów [54]. Odnalezione w literaturze wartości gęstości mocy progowej dla zjawiska COD w krawędziowych laserach azotkowych wynoszą od 41 MW/cm^2 do 67 MW/cm^2 [79, 131] i są około 10-krotnie większe niż odpowiednie wartości dla laserów arsenkowych ($4\text{--}5 \text{ MW/cm}^2$) oraz fosforkowych (2 MW/cm^2) [1, 131]. Skrajne wartości progowej gęstości mocy dla COD odnaleziona w literaturze dla laserów wykonanych z materiałów grupy III-V to nawet kilkaset MW/cm^2 [26, 132]. Wysokie gęstości mocy dla COD tłumaczone są dużą odpornością i wysoką przewodnością cieplną materiałów grupy III-N [110] oraz dobrą jakością warstw pokrywających powierzchnie zwierciadeł lasera [78].

COD występuje na powierzchni zwierciadła przedniego tj. o wyższym współczynniku odbicia HR (ang. *High Reflectivity*). Najprostszym rozwiązaniem prowadzącym do podniesienia progowej mocy dla COD jest zmniejszenie gęstości optycznej promieniowania w rezonatorze lasera poprzez zmniejszenie współczynnika odbicia zwierciadła HR [28]. Jednakże, w przypadku laserów projektowanych do zastosowań w zapisie/odczytanie nośników optycznych współczynnik odbicia zwierciadła HR powinien pozostać na tyle wysoki, aby utrzymać stabilny poziom mocy wyjściowej, który może zostać zakłócony

w wyniku odbicia promieniowania od powierzchni dysku optycznego [28]. Przy pracy impulsowej lasera wartość progowa mocy dla wystąpienia COD zależy od filamentacji modu oraz od czasu impulsu (przykładowo dla impulsów trwających 200 ns COD wystąpił przy 67 MW/cm², zaś dla impulsów trwających 500 ns przy 44 MW/cm²) [79].

Próg dla efektu COD (jak również próg dla zjawiska *kink*) powiązany jest ze współczynnikiem ograniczenia optycznego Γ , przez co również z kątami rozbieżności wiązki optycznej [49]. Z uwagi na znacznie większe ograniczenie optyczne w laserze krawędziowym w kierunku prostopadłym do płaszczyzny złącza niż w kierunku lateralnym, Sony powiązał progowe wartości mocy dla COD dla swoich laserów z kątem θ_t rozbieżności wiązki w tym właśnie kierunku. Zmierzona eksperymentalnie progowa wartość mocy optycznej dla zjawiska COD malała od 250 mW do 150 mW wraz ze wzrostem kąta θ_t w granicach od 18° do 23° [110, 111].

Optyczna moc progowa dla zjawiska COD zależy także od przestrzennego rozkładu pola optycznego i jest niższa dla pracy na pojedynczym modzie poprzecznym niż dla pracy wielomodowej [20]. Dla przykładu laser emitujący promieniowanie 405 nm pracujący impulsowo na modzie podstawowym (poprzecznym) osiąga COD przy mocy wyjściowej 0.7 W, zaś dla pracy wielomodowej (mody poprzeczne) przy 1.5 W [20]. Z tego powodu zjawisko COD, występujące w laserach zbudowanych na bazie materiałów III-N, w istotnym stopniu ogranicza maksymalną moc wyjściową możliwą do uzyskania z konstrukcji wąskopaskowych pracujących na pojedynczym modzie poprzecznym [1]. Unipress oszacował, że maksymalna moc możliwa do uzyskania z lasera z wąskim paskiem (o szerokości 2 μm) zaprojektowanego na emisję promieniowania 390–420 nm to ok. 300 mW przy proggu dla COD na poziomie 40 MW/cm² [24].

Sony [133] w celu powstrzymania efektu COD zaproponował konstrukcję lasera CIF (ang. *Current Injection-Free*), w której prąd zasilający nie przepływa w pobliżu zwierciadeł w wyniku usunięcia elektrody typu *p* na odcinkach 15–45 μm od ich powierzchni. Wprowadzenie w pobliżu zwierciadeł lasera obszarów wolnych od wstrzykiwania nośników powoduje ograniczenie przyrostu centrów rekombinacji niepromienistej na ich powierzchni, przez co również ograniczenie wzrostu temperatury w tym obszarze oraz ograniczenie kurczenia się przerwy energetycznej materiałów prowadząc do stłumienia narastania procesów prowadzących do wystąpienia efektu COD [133].

Podobny efekt można uzyskać stosując konstrukcję lasera z oknem NAM (ang. *Non-absorbing Mirrors, window structure*) [76]. W takiej konstrukcji

obszar czynny charakteryzuje się większą przerwą energetyczną w pobliżu zwierciadeł niż w środku lasera, dzięki czemu możliwe jest ograniczenie absorpcji promieniowania w pobliżu zwierciadeł. Konstrukcja z oknem została już wcześniej zaprezentowana dla laserów wysokiej mocy projektowanych do emisji światła z zakresu światła czerwonego i podczerwieni opartych na systemach materiałowych AlGaAs i AlGaInP [76]. Diody laserowe z oknem NAM wykonane z materiałów grupy III-V wykorzystują względnie łatwą do wykonania selektywną dyfuzję domieszek (ang. *selective impurity diffusion*) różnicując parametry materiałowe studni kwantowych (ang. *intermixing of the quantum well*) w zależności od odległości od zwierciadeł. Ta technika nie jest możliwa do wykorzystania w przypadku laserów projektowanych w oparciu o system materiałowy III-N z uwagi na ich bardzo dużą stabilność chemiczną [76]. Panasonic [76] wykonał konstrukcję lasera z oknem na bazie materiałów III-N tworząc lukę w kryształce podłożowym (substracie) GaN przed wzrostem epitaksjalnym, która spowodowała niewielkie odstępstwo kierunku wzrostu warstw krystalizujących nad tą luką od pierwotnie założonego polarnego kierunku wzrostu. To niewielkie odstępstwo od polarnego kierunku wzrostu warstw znajdujących się nad luką powoduje, że studnie kwantowe rosnące w tym miejscu zawierają inną (mniejszą) koncentrację indu niż obszar krystalizujący w kierunku polarnym c . Różnice w składzie materiałowym studni kwantowych w obszarze nad luką i poza nią bezpośrednio przekładają się na wspomniane wcześniej różnice w wartości przerwy energetycznej zmieniając rozkład absorpcji promieniowania w rezonatorze [76].

Odmienne podejście do problemu ograniczenia mocy przez COD przedstawił w swoich pracach Samsung [117, 134]. Badacze przeanalizowali zastosowanie w konstrukcji lasera asymetrycznych warstw okładkowych (współczynnik załamania warstwy po stronie n był wyższy od tego po stronie p) w celu przesunięcia pola bliskiego w stronę warstw typu n , co spowodowało zmniejszenie intensywności pola optycznego w obszarze czynnym w pobliżu zwierciadeł i tym samym zwiększenie mocy progowej dla COD. Zmiana zawartości glinu z 12% do 8% w warstwie okładkowej typu n wykonanej z supersieci AlGaIn/GaN spowodowała wzrost prądu dla COD z 180 mA do 350 mA [117]. Dla lasera zaprojektowanego na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm z warstwą okładkową AlGaIn optymalna koncentracja glinu to 3% dla osiągnięcia COD na poziomie 360 mA [117]. Zbyt niska koncentracja glinu w warstwie okładkowej nie zapewniała jednak dostatecznie dobrego ograniczenia optycznego modu, który wnikał do podłoża zwiększając prąd progowy. Należy tutaj zaznaczyć, że wzrost prądu progowego to innymi

słowy wzrost koncentracji nośników, również tych biorących udział w rekombinacji niepromienistej na powierzchni zwierciadeł lasera, a w konsekwencji i zwiększona generacja ciepła w tych obszarach. Samsung przeprowadził również badania, które wskazały na to, że diody laserowe montowane w konfiguracji *p-up* statystycznie osiągają próg COD przy niższych mocach niż lasery montowane w konfiguracji *p-down* [52].

Badacze z Sharp w wąskopaskowym (1.5–2 μm) laserze azotkowym zaprojektowanym na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm zwiększyli moc progową dla COD z 200 mW do powyżej 600 mW modyfikując zwierciadła poprzez umieszczenie warstw epitaksjalnych AlON pomiędzy warstwami półprzewodnikowymi struktury lasera a warstwami dielektrycznymi [28]. Toshiba również przedstawiła swoją propozycję modyfikacji zwierciadeł lasera w celu zwiększenia mocy wyjściowej ograniczonej przez COD [32]. W konstrukcji lasera [32] zaprojektowanego na emisję światła o długości fali ok. 400 nm dla zwierciadła LR (ang. *Low Reflectivity*) zastosowano kombinację warstw azotkowych i dielektrycznych tj. AlN/SiN/SiO₂ oraz dla zwierciadła HR warstwę AlN i 8 par warstw SiN/SiO₂. Takie rozwiązanie pozwoliło zwiększyć moc optyczną z 1.2 W (brak pokrycia zwierciadeł) do 2.8 W. Badacze wyciągnęli stąd wniosek, że progowa wartość mocy wyjściowej dla COD została przesunięta wysoko ponad progową wartość dla zainicjowania efektu *thermal roll-over*, który ograniczył maksymalną moc wyjściową właśnie do wspomnianej wartości mocy [32].

Całkowicie odmiennym rozwiązaniem problemu COD jest konstrukcja matrycy laserowej. Unipress zaprezentował matrycę 3-elementową o maksymalnej mocy 2.5 W, dla której oszacowana gęstość mocy optycznej wynosiła tylko 25 MW/cm² [45].

4.6 Efekt *thermal crosstalk*

Najważniejszymi parametrami konstrukcji jednowymiarowych matryc (linijek) laserowych są wzajemna odległość emiterów oraz współczynnik wypełnienia, którego niskie wartości pozwalają osiągnąć większą moc z każdego z emiterów matrycy w wyniku zmniejszenia niekorzystnego efektu wzajemnego oddziaływania cieplnego pomiędzy nimi (ang. *thermal crosstalk*) [39].

Efekt *thermal crosstalk* jest źródłem dodatkowego wzrostu temperatury oraz nierównomiernego jej rozkładu w matrycy laserowej [31, 42]. Wyższa temperatura w obszarze czynnym przyrządu powoduje m.in.

zwiększenie gęstości prądu progowego dla akcji laserowej całego przyrządu oraz obniżenie maksymalnej mocy wyjściowej. W wyniku nierównomiernego rozkładu temperatury każdy emiter będzie charakteryzował się innym wzrostem temperatury w obszarze czynnym, przez co poszczególne emitery matrycy będą charakteryzowały się różnymi parametrami pracy. Te różnice najczęściej obserwowane są w postaci włączania/wyłączania lub całkowitego braku laserowania poszczególnych emiterów matrycy [44, 45], jak również w postaci różnych długości fal emitowanego promieniowania [135]. Włączenie (laserowanie) danego emitera matrycy uwarunkowane jest osiągnięciem przez ten emiter wymaganej gęstości prądu progowego, który silnie zależy od temperatury panującej w jego obszarze czynnym. W skrajnych przypadkach może dojść do sytuacji, gdy w wyniku zbyt dużego przyrostu temperatury w obszarze czynnym dany emiter nie osiągnie progu laserowania. Temperatura obszaru czynnego ma również wpływ na długość emitowanej fali głównie poprzez temperaturową zależność wartości przerwy energetycznej materiałów tworzących ten obszar. Zwiększenie prądu zasilającego matrycę może spowodować pogłębienie się różnic pomiędzy parametrami pracy emiterów, w tym większych różnic w długościach fal emitowanego promieniowania oraz w skrajnych przypadkach do wyłączania poszczególnych emiterów w wyniku wystąpienia zjawiska *thermal rollover* [42].

W literaturze wpływ efektu *thermal crosstalk* na parametry pracy matryc laserów półprzewodnikowych został opisany m.in. dla dwuwymiarowych matryc laserów VCSEL wykonanych z materiałów arsenkowych i zaprojektowanych na długość fali ok. 980 nm [106], dla jednowymiarowych matryc laserów krawędziowych typu DFB (ang. *Distributed Feedback*) zbudowanych na bazie materiałów fosforkowych i zaprojektowanych na długość fali ok. 1.55 μm [136] oraz dla linijek azotkowych laserów krawędziowych zaprojektowanych na emisję promieniowania o długości fali 405 nm [31, 42–45].

Dla dwuwymiarowych arsenkowych matryc laserów VCSEL w pracy Wipiejewski *et al.* [135] przedstawiono analizę wpływu wzajemnej odległości emiterów (30–130 μm w matrycy zawierającej 16-elementów) oraz liczby emiterów (1, 4, 9 i 16 elementów przy zachowaniu ich stałej odległości 30 μm między sobą) na opór cieplny przyrządów oraz na efekt *thermal crosstalk*. W wyniku oddziaływania cieplnego emiterów największy przyrost temperatury charakteryzował emitery położone bliżej środka. Różnica pomiędzy opornością cieplną emiterów środkowych i brzegowych rosła wraz ze wzrostem liczby emiterów w matrycy. Efekt *thermal crosstalk* powodował wzrost oporności

cieplnej przyrządów i zanikał dopiero dla wzajemnej odległości emiterów powyżej 100 μm .

W pracy Sato *et al.* [136] dla 4-elementowej fosforkowej linijki laserów krawędziowych typu DFB zaprezentowano wyniki badania wpływu wzajemnej odległości emiterów (100–400 μm) w układach montażowych z przekładką krzemową lub diamentową na efekt *thermal crosstalk*. Największy wpływ na efekt *thermal crosstalk* miało oddziaływanie cieplne emiterów w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza. To oddziaływanie cieplne było słabsze dla większych odległości pomiędzy emiterami (powyżej 300 μm) i słabło w wyniku zastosowania przekładki. Przekładka diamentowa w porównaniu do przekładki krzemowej z uwagi na znacznie większy kontrast przewodności cieplnej względem przewodności cieplnej podłoża matrycy InP znacznie lepiej usprawniała przepływ ciepła pomiędzy jej emiterami ograniczając efekt *thermal crosstalk*.

Dla matryc zbudowanych na bazie materiałów III-N Panasonic w swoich pracach [31, 42] przedstawił wyniki pomiarów maksymalnej temperatury w matrycy 2-elementowej dla kilku różnych wzajemnych odległości emiterów (ok. 100–300 μm) doprowadzając do przyrządu za każdym razem jednakową moc elektryczną 2 W. Z przeprowadzonego badania wynikało, że odległość emiterów w 2-elementowej matrycy powinna wynosić nie mniej niż 200 μm w celu znaczącego stłumienia efektu *thermal crosstalk* (dalsze rozsuwanie emiterów nie powodowało większych zmian wartości maksymalnej temperatury w matrycy).

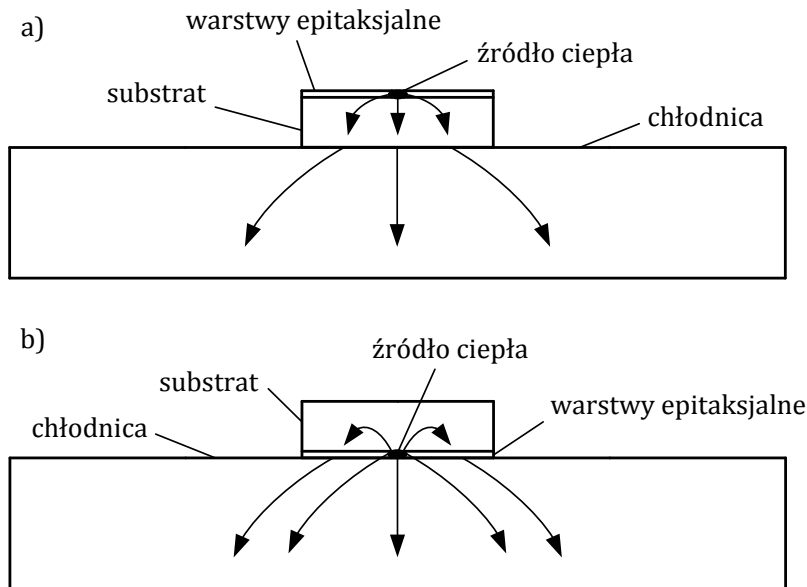
Unipress [44] dla swojej konstrukcji 3-emiterowej matrycy azotkowej zaobserwował świecenie tylko 2 emiterów, co wg badaczy było najprawdopodobniej spowodowane różnicami w rozkładzie współczynnika załamania wynikającymi z rozkładu temperatury.

Z uwagi na bardzo duże moce elektryczne zasilające matryce laserowe wykonane z materiałów grupy III-N projektowanie tych przyrządów wymaga przeprowadzenia optymalizacji cieplnej ze szczególnym uwzględnieniem efektu wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów. Z uwagi na pogarszanie się parametrów lasera w wyższych temperaturach należy jak najbardziej ograniczyć wzrost temperatury powstały w wyniku wystąpienia tego efektu, aby miał on jak najmniejszy wpływ na charakterystyki eksploatacyjne przyrządu. Wysoka jednorodność właściwości cieplnych struktury półprzewodnikowej obok zastosowania odpowiednio dobranego układu chłodzenia pomaga ograniczyć efekt *thermal crosstalk*. Ostatecznie dla optymalizacji cieplnej konstrukcji matrycy należy tak dobrać szerokość

matrycy, liczbę emiterów oraz ich wzajemną odległość, aby osiągnąć minimalny wzrost temperatury spowodowany oddziaływaniem cieplnym emiterów. Uwzględniając maksymalną szerokość chipu ograniczoną przez wybór standardowej obudowy TO, znajomość oporu cieplnego przyrządu z pojedynczym emiterem oraz odległości emiterów w 2-elementowej matrycy, która pozwala ograniczyć wpływ efektu *thermal crosstalk* Panasonic określił optymalną liczbę emiterów równo rozmieszczonych w swojej konstrukcji matrycy na 5 [31, 42]. W celu zwiększenia liczby emiterów (do 10) Panasonic zastosował układ montażowy z chłodzeniem mikrokanalikowym MCC (ang. *Micro-Channel Cooler*), który pozwolił zwiększyć szerokość matrycy oraz dodatkowo wytłumił lokalny przyrost temperatury w centralnie położonym emiterze spowodowany efektem *thermal crosstalk*.

4.7 Stosowane układy montażowe

Dwie podstawowe konfiguracje montażu przyrządów optoelektronicznych to *p-up* oraz *p-down* (rysunek 4.6). W konfiguracji *p-up* kontakt cieplny chipu z chłodnicą zrealizowany jest poprzez substrat, zaś w *p-down* poprzez warstwy epitaksjalne struktury laserowej typu *p*. Pomimo wyraźnych korzyści wynikających z montażu diod laserowych w konfiguracji *p-down* [53, 130] (rysunek 4.6b), w których ciepło nie musi przechodzić przez gruby substrat (dla substratu GaN: 60–420 μm [22, 83]), wielu badaczy (Unipress [22], Sharp [83], Nichia [132], Sony [55], Osram [67], Toshiba [90]) projektuje swoje przyrządy w konfiguracji *p-up* (rysunek 4.6a). Standardowe obudowy TO (ang. *package*) dostępne na rynku komercyjnym stosowane dla laserów azotkowych i ich matryc mają średnicę m.in. 3.8 mm [18], 5.6 mm [90], 9 mm [18]. Te obudowy mogą zostać umieszczone w dodatkowej zewnętrznej obudowie typu *C-Mount* [34] w celu zmniejszenia oporności cieplnej przyrządu. Układy montażowe spotykane w literaturze wykorzystują miedziane bloki (ang. *heat sink*) umieszone po jednej [55, 67] lub dwóch stronach lasera [45]. Zadaniem układu montażowego (chłodnicy) jest pochłanianie i rozpraszanie ciepła odprowadzanego z obszaru aktywnego diody laserowej. Najbardziej popularnym materiałem jest miedź (tabela 4.1), która charakteryzuje się bardzo dobrą przewodnością cieplną (ang. *thermal conductivity*) i wysoką pojemnością cieplną.



Rysunek 4.6. Schematy dwóch rodzajów (konfiguracji) montażu chipu laserowego na miedzianej chłodnicy: a) montaż w konfiguracji *p-up*, b) montaż w konfiguracji *p-down*. Na rysunku zaznaczono kierunku przepływu strumieni ciepła

Dodatkowymi elementami zwiększającymi efektywność transportu ciepła w układach montażowych laserów półprzewodnikowych są przekładki (ang. *heat spreaders*) umieszczone pomiędzy chipem w konfiguracjach *p-up* i *p-down* a chłodnicą (rysunki 4.7a–c) oraz nakładki umiejscowione na szczycie chipu laserowego w konfiguracji *p-up* (rysunek 4.7d). Przekładki są stosowane w układach montażowych przyrządów optoelektronicznych znacznie częściej niż nakładki. Przekładka oraz nakładka mają za zadanie zwiększyć szerokość strumienia ciepła (ang. *heat flux*) oraz zapewnić jego szybki transport z obszaru aktywnego diody laserowej do chłodnicy. Zadaniem przekładki jest zwiększenie szerokości strumienia ciepła transportowanego w chłodnicę, zaś nakładki w substracie lasera. Z tego powodu materiały, z których wykonane są przekładki oraz nakładki powinny charakteryzować się dobrą przewodnością cieplną oraz niską pojemnością cieplną.

Tabela 4.1. Literaturowe wartości modułu odkształcalności liniowej E (modułu Younga) oraz współczynnika rozszerzalności cieplnej α dla wybranych materiałów w temperaturze pokojowej

Materiał	κ [W/mK]	α [ppm/K]	E [GPa]	Literatura
GaN	50–386	5.6 / 3.2 ¹⁾	100–396	[141–143]
GaAs	46	5.8–6.4	86	[143, 144]
Au	317	14.2	79	[143, 144]
Ag ²⁾	80–240	19	10	[147, 148]
In	82	29–33	11	[143, 144]
PbSn (Pb: 37%)	43–50	25	38	[143, 144]
AuSn (Au: 80%)	57	16	68	[143–145]
AlN	170–250	4.3	320	[143, 144, 146]
BeO	200–250	6.5–8.5	375–385	[143, 144, 146]
CuW (Cu: 10%–25%)	200–230	6.2–8.1	310–330	[143, 144, 146]
MoCu (Cu: 15%–25%)	155–175	6.9–8.0	160–205	[143, 144, 146]
SiC ³⁾	250	2.4	430–445	[143, 144, 146]
Diament ⁴⁾	1000–2200	1.5–1.2	1000–1100	[144, 146, 149]
Diament-metal ⁵⁾	250–900	2–9	200–210	[144, 149, 150]
Cu	402	17.8	110–128	[143, 144]

1) wartości odpowiednio dla kierunków sieci krystalicznej a i c ; 2) pasta srebrna; 3) przekładka polikrystaliczna wykonana metodą chemicznego osadzania z fazy gazowej CVD (ang. *Chemical Vapor Deposition*); 4) kryształ naturalny – CVD (polikrystaliczny); 5) w kompozytach diament-metal diament najczęściej łączony jest z miedzią, srebrem (420 W/mK) lub aluminium (240 W/mK).

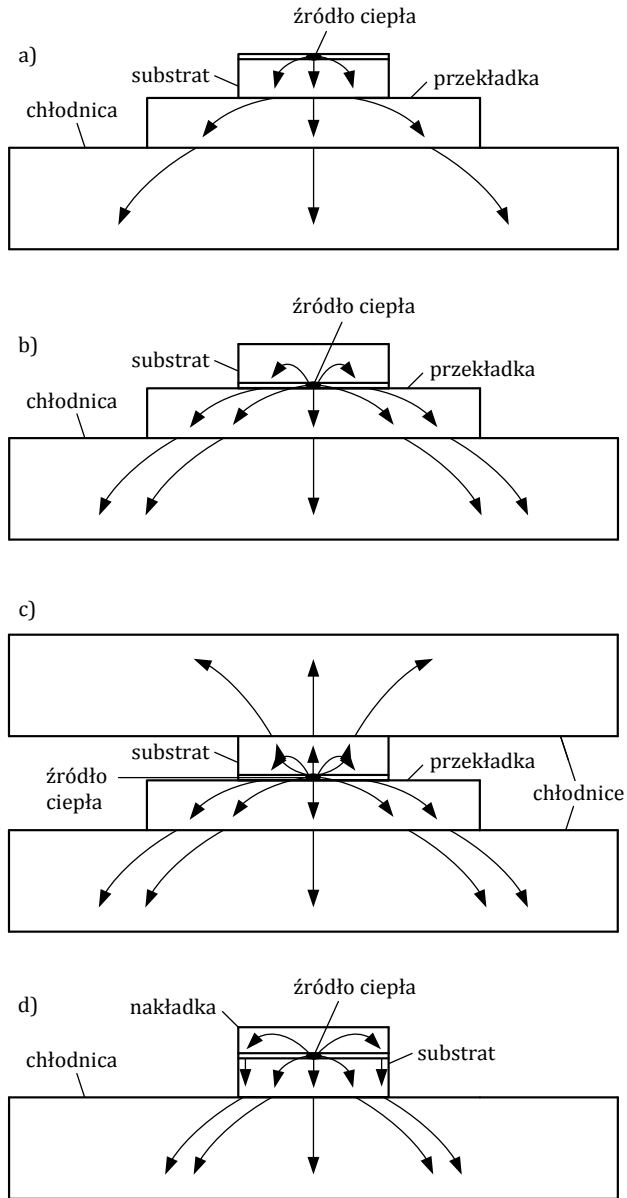
Nakładki (rysunek 4.7d) wykonane z diamentu można najczęściej spotkać w układach montażowych konstrukcji diod laserowych o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową VECSEL (ang. *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) [137]. W laserach krawędziowych typu RW wykonanych na bazie materiałów AlGaInP Martin *et al.* [138] przedstawili efekt zwiększenia efektywności transportu ciepła charakterystyczny dla zastosowania nakładki (rysunek 4.7d) wykorzystując grubą warstwę złota. Podobne wyniki przedstawiono w pracy Dąbrowska *et al.* [139] dla krawędziowych laserów arsenkowych z grubą warstwą złota po stronie

warstw epitaksjalnych. W pracy Fu *et al.* [140] przedstawiono zaprojektowane i wykonane konstrukcje imitujące lasery krawędziowe (również lasery kaskadowe QCL (ang. *Quantum Cascade Laser*)) w konfiguracji *p-up* z nakładkami miedzianymi.

Dla krawędziowych laserów azotkowych w konfiguracjach *p-up* (rysunek 4.7a) i *p-down* (rysunek 4.7b) przekładki w ich układach montażowych wykonane są zazwyczaj z azotku glinu [21, 41, 53] lub diamentu [35, 45]. Materiały, z których również wykonywane są przekładki w układach montażowych przyrządów półprzewodnikowych (głównie tych projektowanych na podczerwień) to m.in. kompozyty diamentu z metalami, BeO, CuW i CuMo oraz SiC [146] (Tab. 4.1). Z uwagi na wysoką przewodność cieplną przekładek wykonanych z diamentu oraz tych wykonanych na bazie stopów diamentu z metalami (miedzią, srebrem lub aluminium) pomimo wysokich kosztów ich wytwarzania są one często stosowane. Przykładowo, stosuje się je w układach montażowych diod laserowych z pojedynczym emiterem wysokiej mocy oraz matryc takich emiterów projektowanych na podczerwień, w celu zapewnienia wydajnego odprowadzania z nich ciepła [39, 151, 152].

Dla konstrukcji pojedynczych emiterów oraz matryc projektowanych na krótszą długość fali (ok. 400 nm) wykonanych z materiałów III-N Unipress w swoich pracach zastosował przekładki z metalizowanego diamentu (ang. *metelized diamond*) w układach montażowych w konfiguracji *p-down* z pojedynczą (rysunek 4.7b) oraz podwójną chłodnicą (rysunek 4.7c) [35, 45].

Metalizowana przekładka diamentowa dostępna komercyjnie pokryta jest ze wszystkich stron cienką warstwą stopu eutektycznego AuSn, który zapewnia jej dobrą przewodność elektryczną i odpowiednie mocowanie [146]. Samsung dla konstrukcji pojedynczych emiterów azotkowych stosował przekładki wykonane z azotku glinu AlN zarówno dla konfiguracji *p-up*, jak i *p-down* [130]. Takie przekładki były również wykorzystane w układach montażowych matryc laserowych w konfiguracji *p-up* przez firmę Toshiba [153].



Rysunek 4.7. Schematy czterech montażu chipu laserowego: a) montaż *p-up* z przekładką umieszczoną na chłodnicy, b) montaż *p-down* z przekładką umieszczoną na chłodnicy, c) montaż *p-down* do przekładki w podwójnej (obustronnej) chłodnicy, d) montaż *p-up* na chłodnicy z nakładką umieszczoną na szczycie chipu. Na rysunku zaznaczono kierunku przepływu strumieni ciepła

W układzie montażowym laserów z przekładką najczęściej stosuje się twarde lut eutektyczny AuSn (ang. *hard solder*) natomiast bez przekładki miękkie luty (ang. *soft solder*) ind, pastę srebrną lub eutektyczny PbSn. Miękki lut z uwagi na niską wartość modułu odkształcalności liniowej (ang. *elastic modulus*) niweluje naprężenia powstałe w wyniku różnicy wartości współczynników rozszerzalności termicznej (ang. *coefficient of thermal expansion*) chipu i układu montażowego. Naprężenia te mogą jednak powodować termiczne zmęczenie i pęcznienie lutu po ściankach chipu wpływając na niezawodność przyrządu [139]. Takie problemy nie są obserwowane w przypadku wykorzystania lutów twardych. Twardy lut (m.in. AuSn) cechuje duża wytrzymałość mechaniczna, odporność na korozję oraz dobre przewodnictwo elektryczne i termiczne. Wysokie wartości modułu Younga oraz współczynnika rozszerzalności cieplnej lutu eutektycznego AuSn pomagają zminimalizować przenoszenie naprężeń pomiędzy przekładką a chipem laserowym [139, 151].

W celu zapewnienia lepszej wydajności cieplnej układu montażowego bardzo ważny jest wybór chłodzenia. Najczęściej spotykanym elementem odbierającym ciepło z obudowy pojedynczych diod laserowych wykonanych na bazie materiałów III-N jest moduł Peltiera (ang. *thermoelectric cooling*), który zapewnia stałą temperaturę jej dolnej powierzchni [35, 45, 130]. W pracach opisujących działanie azotkowych matryc laserowych obok modułu Peltiera [45] można spotkać również chłodzenie cieczowe [27, 43], w tym układy chłodzenia mikrokanalikowego MCC [43]. Dodatkowym atutem układów MCC jest możliwość kontroli współczynnika rozszerzalności cieplnej. Co więcej, w przypadku matryc laserowych stosowanie chłodzenia MCC bezpośrednio skontaktowanego z chipem pozwala stłumić lokalny przyrost temperatury w centralnie położonym emiterze spowodowany efektem wzajemnego nagrzewania się emiterów (*thermal crosstalk*). Chłodzenie MCC jest powszechnie stosowane w układach montażowych matryc projektowanych na podczerwień [152]. Należy dodać, że w przypadku matryc diod laserowych montaż tych przyrządów musi zostać przeprowadzony bardzo starannie, gdyż nadmierny wzrost temperatury w wyniku przepływu prądu przez jeden wadliwy emiter może spowodować awarię całej matrycy [27].

4.8 Żywotność i degradacja

Od momentu pojawienia się na rynku pierwszych przyrządów optoelektronicznych wykonanych z materiałów grupy III-N problem identyfikacji mechanizmów powodujących ich degradację został podjęty przez wiele grup badawczych [154]. Znacznikami procesów degradacji są m.in. zmiany wartości prądu progowego, napięcia zasilania i rezystancji szeregowej przyrządu, a także zmiany powierzchni jego zwierciadeł [154]. Degradacja postępująca szybko to proces przebiegający w czasie odpowiadającym pracy lasera na poziomie godzin, zaś umiarkowana to zjawisko rozciągające się na setki godzin pracy urządzenia. Degradacja laserów azotkowych najczęściej obserwowana jest, jako wzrost ich prądu dla progu akcji laserowej (przy stałej sprawności różniczkowej) proporcjonalny do kwadratu czasu ich działania [154].

Degradacja przyrządu powoduje ograniczenie czasu jego stabilnej pracy (czasu życia) przy określonych parametrach eksploatacyjnych. Definicja czasu życia lasera jest często umowna. Najczęściej spotykane w literaturze definicje czasu życia laserów azotkowych to czas, po którym jego moc wyjściowa maleje do 50% mocy wyjściowej osiągniętej na początku testu [132] lub czas, po którym prąd zasilający wzrośnie 1.3-krotnie względem wartości początkowej [48]. Czas życia mierzony jest przy wybranym trybie pracy lasera (impulsowym lub CW), przy określonym poziomie mocy wyjściowej oraz zadanej temperaturze otoczenia. Z tego powodu bardzo trudno porównywać czasy życia przyrządów uzyskiwane przez różne grupy badawcze.

Mechanizmy degradacji obserwowane w diodach laserowych wykonanych z materiałów grupy III-V zależą od konstrukcji i wykonania ich warstw epitaksjalnych, przy czym dominuje tu aktywność defektów obecnych w tych warstwach tj. ich przemieszczanie i namnażanie prowadzące do powstawania ciemnych linii (ang. *dark lines*). Diody laserowe oparte na materiałach grupy III-N nie są podatne na takie mechanizmy degradacji ze względu na silne oddziaływania międzyatomowe charakterystyczne dla materiałów azotkowych i dlatego ewentualna aktywność dyslokacji nie prowadzi do ich namnażania [106, 154].

Czas niezawodnej pracy azotkowych diod laserowych silnie zależy od gęstości dyslokacji, przy czym bardzo ważna jest ich lokalizacja [1, 99]. Jeżeli znajdują się one bezpośrednio pod paskiem laserowym to w bardzo istotny sposób psują parametry przyrządu [6, 67, 82]. Gęstość dyslokacji w przyrządach arsenkowych jest zazwyczaj rzędu 10^4 cm^{-2} , zaś w przyrządach wykonanych z materiałów grupy III-N jest wyższa przynajmniej o jeden rząd

wielkości [8]. W przypadku azotkowych diod laserowych obecność pojedynczej dyslokacji w pasku laserowym powoduje szybką degradację przyrządu. Niezwykle długi czas życia przyrządów optoelektronicznych opartych na systemie materiałowym III-N pomimo dużej liczby dyslokacji w obszarze czynnym można przypisać bardzo dużej twardości i odporności tych materiałów [49].

Pierwsze azotkowe diody laserowe wytwarzane na podłożu szafirowym zawierały dyslokacje o gęstości powierzchniowej w przedziale 10^9 – 10^{10} cm^{-2} i charakteryzowały się bardzo krótkim czasem pracy. Rozwój technologii ELOG umożliwiający uzyskanie nowoczesnych substratów typu FS-GaN metodą HVPE doprowadził do obniżenia gęstości dyslokacji poniżej poziomu 10^6 cm^{-2} oraz zwiększenia żywotności laserów azotkowych do ponad 10000 h [154]. Aby uzyskać laser o czasie życia ok. 5000 h przy mocy wyjściowej 30 mW podczas pracy w trybie CW w temperaturze otoczenia 60 °C wymagana gęstość dyslokacji w obszarze paska laserowego nie powinna przekraczać $3 \cdot 10^6$ cm^{-2} [15]. Struktura lasera z całkowitą gęstością dyslokacji rzędu 10^6 cm^{-2} charakteryzuje się liczbą dyslokacji w paskowym obszarze czynnym równą ok. 10 [154]. Jednakże pomimo identycznych warunków oraz technik wzrostu skomplikowane procedury (w szczególności dla podłoża GaN typu ELOG) powodują różnice w liczbie dyslokacji w obszarze pasków laserowych. Z tego powodu jedne przyrządy mogą pracować znacznie dłużej niż inne [106]. Liczbę dyslokacji w przyrządach wykonanych z materiałów grupy III-N można teoretycznie zmniejszyć kładąc większą uwagę na obecność naprężeń oraz zwiększając kontrolę wzrostu epitaksjalnego przy uprzednim doborze podłoża z płaszczyzną odpowiednio odstrojoną od kierunku wzrostu polarnego (ang. *miscut*) [8].

Struktura lasera rosnąca na podłożu GaN z gęstością dyslokacji 10^2 cm^{-2} może charakteryzować się całkowitą gęstością dyslokacji na poziomie 10^5 cm^{-2} [24]. Za wzrost liczby dyslokacji powyżej wartości charakterystycznej dla podłoża odpowiadają naprężenia pomiędzy warstwami półprzewodnikowymi oraz domieszkowanie [155]. Zbyt silne domieszkowanie (ang. *overdoping*) magnezem warstw typu *p* może prowadzić do powstania w tych warstwach defektów (ang. *pyramidal defects*) [106, 107]. Dodatkowo degradacja azotkowych diod laserowych może być powodowana obecnością centrów rekombinacji niepromienistej w obszarze czynnym pochodzących z dyfuzji magnezu wzdłuż dyslokacji przechodzących TD z warstw typu *p* [106]. Na chwilę obecną brakuje jednak wystarczających dowodów na potwierdzenie problemu dyfuzji magnezu wzdłuż linii TD [154].

Czas życia azotkowych diod laserowych rośnie wraz ze spadkiem gęstości defektów dla porównywalnych mocy zasilających [104]. Wraz ze zwiększaniem dostarczonej mocy elektrycznej czas życia ulega skróceniu, a na jego wartość coraz mniejszy wpływ ma efekt związany z obecnością defektów [104]. Na żywotność diod laserowych o niskiej gęstości dyslokacji duży wpływ ma temperatura złącza, która wzrasta wraz z prądem zasilającym przyrząd [8, 69]. Obecność obszarów o bardzo wysokiej temperaturze w strukturach laserów azotkowych przyspiesza ich degradację, gdyż większość odpowiadających za nią procesów jest aktywowana termicznie z energią aktywacji 0.3–0.5 eV [8, 110, 156]. Energia ta jest znacząco niższa od analogicznej wartości dla podobnych laserów wykonanych w technologii arsenkowej (od 0.7 eV do 0.9 eV) i fosforkowej (0.8 eV). Niska wartość energii aktywacji charakterystyczna dla laserów azotkowych wskazuje na słabszą zależność temperaturową ich czasu życia niż ma to miejsce dla laserów opartych na typowych materiałach III-V [110]. Z tego powodu, aby zwiększyć czas życia przyrządu obok zmniejszenia gęstości dyslokacji bardzo ważne jest również zmniejszenie wejściowej mocy elektrycznej, a więc i mocy wydzielonej w postaci ciepła w jego obszarze czynnym [17, 34, 67, 84]. Dlatego też możliwość obniżenia oporności elektrycznej [21] i/lub obniżenia gęstości prądu progowego lasera [118], które prowadzą do obniżenia temperatury w jego obszarze czynnym odgrywają dużą rolę jeżeli chodzi o możliwość zwiększenia czasu życia przyrządu [154]. Samsung zaobserwował różne tempa starzenia się laserów azotkowych w konfiguracjach *p-up* i *p-down*. Dla konfiguracji *p-up* degradacja postępowała znacząco szybciej w wyniku mniej wydajnego odprowadzania ciepła [157]. Sharp szacuje, że wzrost czasu życia lasera azotkowego o ponad 100 h można uzyskać obniżając wydzielaną w nim moc cieplną o ok. 0.5 W [47]. Czas życia na poziomie ok. 1000 h może zostać osiągnięty, jeżeli wydzielana w laserze moc cieplna zostanie ograniczona do poziomu 15–20 kW/cm² [119].

Czas życia lasera półprzewodnikowego ograniczony jest również trwałością jego zwierciadeł. Przyczyny degradacji zwierciadeł lasera można rozdzielić na występowanie efektu COD, kontakt z wilgocią (w przypadku zwierciadeł niezabezpieczonych np. warstwami dielektrycznymi) oraz formowanie się osadu węglowego na powierzchni zwierciadła, przez które wychodzi promieniowanie [154]. Osadzanie węgla następuje w wyniku fotochemicznego rozpadu węglowodorów obecnych w środowisku diody laserowej. Proces ten jest podobny do mechanizmu degradacji PIF (ang. *Package Induced Failure*) obserwowanego dla laserów projektowanych na

długość fali 980 nm [154]. Źródłem osadu węglowego w laserach azotkowych najprawdopodobniej jest złoto elektrolityczne (ang. *electro-plated gold*) oraz warstwy złota w układach montażowych dostępnych komercyjnie [154]. Badania przeprowadzone przez Unipress wykazały najszybszą degradację zwierciadeł laserów azotkowych w atmosferze azotowej, którą spowalnia (ale nie eliminuje) dodanie do tej atmosfery tlenu. Eliminacja degradacji możliwa jest tylko po odpowiednim oczyszczeniu struktury (ang. *oxygen plasma asher and UV ozone cleaning*) [154].

4.9 Symulacje i obliczenia

Autorami jednych z pierwszych prac przedstawiających wyniki modelowania krawędziowych laserów konstruowanych na bazie materiałów III-N byli badacze z Kalifornijskiego Uniwersytetu Santa Barbara, w tym m.in. Joachim Piprek, współpracujący z jednym z najwybitniejszych uczonych w dziedzinie optoelektroniki azotkowej – Shuji Nakamura [88, 158, 159]. Przyrządy wybrane do modelowania były to konstrukcje z kontaktem bocznym projektowane na długość fali ok. 400 nm i wykonane w technologii ELOG na podłożach szafirowych (rysunek 4.1a). Obliczenia były prowadzone w dwuwymiarowym samouzgodnionym modelu dostępnym w komercyjnym oprogramowaniu LASTIP. Praca zespołu z Santa Barbara opublikowana w 2000 roku [158] zawierała wyniki symulacji dla pracy impulsowej lasera (bez modelowania rozptyłu ciepła), które obejmowały obliczone rozkłady gęstości prądu, koncentracji nośników, wzmocnienia i pola optycznego oraz wpływ ucieczki nośników z obszaru czynnego na pracę modelowanego przyrządu. W 2002 roku [159] zespół z Santa Barbara opublikował wyniki modelowania pracy lasera w trybie CW RT wskazując na główne mechanizmy ograniczające maksymalną moc przyrządu. Wśród tych mechanizmów badacze z Santa Barbara wymienili m.in. słaby transport nośników w warstwach typu p i związane z nim silne nagrzewanie się tego obszaru lasera oraz dodatkowo niską efektywność rozpraszania ciepła. W pracy przedstawiono obliczony rozkład temperatury w przekroju lasera przy emisji maksymalnej mocy wyjściowej tzn. ok. 400 mW. Maksymalny obliczony przyrost temperatury w jego obszarze czynnym wyniósł ponad 300 K, a obliczona oporność cieplna 75 K/W. Za najbardziej efektywną metodę prowadzącą do zwiększenia mocy wyjściowej (progowej dla zjawiska *thermal roll-over*) badacze z Santa Barbara uznali zwiększenie sprawności odprowadzania ciepła z przyrządu, co

prowadziło do obniżenia jego oporności cieplnej. Po obniżeniu oporności cieplnej modelowanego przyrządu do 45 K/W obliczona maksymalna moc wyjściowa wzrosła niemal dwukrotnie.

W latach 1999-2001 [160,161] Toshiba przedstawiła wyniki modelowania optycznego, elektrycznego i termicznego bez samouzgodnienia dla krawędziowego lasera azotkowego z kontaktem bocznym otrzymanego na szafirze. Obliczenia były prowadzone w autorskim oprogramowaniu Toshiba. Dla modeli optycznego i elektrycznego obliczono m.in. ograniczenie optyczne modu falowodowego, wpływ ucieczki nośników z obszaru czynnego do warstw typu p oraz wpływ liczby studni kwantowych w obszarze czynnym lasera na jego próg laserowania. Obliczenia cieplne były prowadzone w modelu trójwymiarowym i dotyczyły wpływu konfiguracji montażu (p -up, p -down), konstrukcji lasera (RW, IS (ang. *Inner Stripe*)) oraz szerokości paska laserowego na oporność cieplną modelowanych przyrządów. Wyniki obliczeń cieplnych wskazały na lepsze parametry cieplne konstrukcji IS niż konstrukcji RW, znaczącą przewagę właściwości cieplnych konstrukcji laserów RW i IS z wąskimi paskami laserowymi nad odpowiednimi konstrukcjami typu BA, lepsze właściwości cieplne lasera w konfiguracji p -down w porównaniu do p -up oraz znaczący korzystny wpływ grubej metalizacji po stronie p powodującej poprawę sprawności transportu ciepła z obszaru czynnego do chłodnicy dla przyrządu w konfiguracji p -up. W pracy [161] badacze z Toshiba, podobnie jak badacze z grupy z Santa Barbara, wskazali na znaczący niekorzystny wpływ szafirowego podłoża o słabych parametrach cieplnych na obliczone charakterystyki modelowanych przyrządów [159].

Modelowaniem krawędziowych laserów azotkowych zajmowały się również dwie współpracujące ze sobą grupy badawcze z Tajwanu, które prowadziły obliczenia w oprogramowaniu komercyjnym LASTIP. Odnalezione prace opublikowane w latach 2004–2006 [162–164] przedstawiają wyniki dwuwymiarowych samouzgodnionych obliczeń wpływu modyfikacji obszaru czynnego i warstw z nim sąsiadujących na rozkład nośników w studniach kwantowych, zjawisko ucieczki nośników, efekt piezoelektryczny oraz stabilność temperaturową prądu progowego (parametr T_0) w konstrukcjach laserów z kontaktem bocznym projektowanych na długość fali od 385 nm [164] do 480 nm [163] [162]. Podobną tematyką zajmował się także Samsung, który opublikował wiele prac w latach 2006–2009 z wynikami obliczeń przeprowadzonymi m.in. w oprogramowaniu LASTIP dotyczącymi wpływu szczegółów konstrukcji laserów na zjawisko ucieczki nośników [96], rozkład nośników w studniach kwantowych [122, 124, 125, 165], oraz na rozkład pola

optycznego (w szczególności przekrycie pola z obszarami typu p domieszkowanymi magnezem) [54, 97, 117, 120]. Obliczenia prowadzone przez Samsung dotyczyły wykonanych przez nich w technologii ELOG na szafirze konstrukcji krawędziowych laserów azotkowych projektowanych na emisję promieniowania o długości fali 405 nm [54, 96, 97] i ok. 450 nm [120, 122, 124, 125, 165]. Nie odnaleziono żadnych prac badaczy z Taiwanu ani z Korei przedstawiających wyniki obliczeń cieplnych dla laserów azotkowych.

Wyniki obliczeń optycznych o tematyce zbliżonej do tej przedstawionej przez Samsung [54, 97, 117, 120] można odnaleźć również m.in. w pracach różnych grup badawczych ze Stanów Zjednoczonych [166, 167] oraz w wielu pracach Osram publikowanych od 2004 roku [18, 33, 59, 60, 93, 104] i wielu pracach Unipress publikowanych od 2007 roku [1, 87, 91, 126, 168]. Obliczenia prowadzone przez Unipress dotyczyły wykonanych przez niego konstrukcji laserów azotkowych na podłożach macierzystych GaN typu *bulk* projektowanych na długość fali z zakresu od ok. 400 nm [1, 91, 168] do 450 nm [87, 126]. Większość wyników obliczeń dotyczy rozkładu pola optycznego oraz efektywności ograniczenia modu falowodowego [1, 91, 87, 168, 126]. W kilku wcześniejszych pracach Unipress można odnaleźć wyniki obliczeń określające m.in. progową gęstość mocy dla efektu COD w zależności od mocy wyjściowej i szerokości paska laserowego [24], wewnętrzną sprawność kwantową [35] oraz wpływ pola piezoelektrycznego [114]. Nie udało się odnaleźć żadnych prac Unipress przedstawiających wyniki obliczeń cieplnych dla laserów azotkowych.

Osram przeprowadził wiele różnych obliczeń dla wykonanych przez siebie konstrukcji laserów z kontaktem umieszczonym od spodu podłoży SiC [104] oraz GaN [18, 33, 34, 57, 59, 60, 93] projektowanych na długości fal z zakresu od 395 nm [93] do 530 nm [34]. Wyniki obliczeń prezentowane w pracach Osram dotyczą przede wszystkim obliczeń optycznych, w tym ograniczenia modu falowodowego [33, 60, 104] oraz rozkładu pola optycznego w polu bliskim i dalekim dla laserów z paskami laserowymi o różnej szerokości [60, 93]. Osram zaprezentował również w swoich pracach wyniki obliczeń dotyczących m.in.: zależności pomiędzy odbijalnością zwierciadeł lasera, a jego prądem progowym, sprawnością energetyczną η_{WPE} i mocą wyjściową [57], jak również zależności pomiędzy ucieczką nośników z obszaru czynnego [33] i sprawnością ich wstrzykiwania do tego obszaru, a charakterystyką światłoprąd dla pracy lasera z falą ciągłą (CW) [34]. W jednej z ostatnich prac z 2013 roku [34] Osram przedstawił wyniki obliczeń wpływu na charakterystyki lasera efektu samonagrzewania się jego kontaktu omowego, który obok efektu

spadku sprawności wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego wg badaczy ma znaczący wpływ na efekt zagięcia charakterystyk światło-prąd dla krawędziowych laserów azotkowych projektowanych na emisję światła niebieskiego i zielonego. Były to jedyne wyniki obliczeń cieplnych dla laserów azotkowych odnalezione w pracach Osram.

Wyniki obliczeń cieplnych dla krawędziowych laserów azotkowych z pojedynczym emiterem odnaleziono w pracach Ohya *et al.* [50] z NEC, Kudsieh *et al.* [169] z Uniwersytetu Karoliny Północnej oraz Feng *et al.* [170] z Chin. W pracy Ohya *et al.* [50] opublikowanej w 2007 roku porównano otrzymane wyniki dwuwymiarowych obliczeń rozkładów temperatury w przekrojach dwóch laserów typu RW i typu IS otrzymanych na podłożu GaN wskazując na znacznie lepsze właściwości cieplne konstrukcji IS. Na podstawie obliczeń rozkładów temperatur badacze z NEC wywnioskowali, że transport ciepła w konstrukcji lasera typu RW jest silnie ograniczony przez izolację tlenkową SiO₂, przez co w porównaniu z konstrukcją typu IS powinna ona osiągnąć niższą wyjściową moc progową dla efektu *thermal roll-over*. Jednakże przedstawione w pracy [50] rozkłady temperatury dla lasera typu RW mogą wskazywać na to, że w modelu lasera typu RW pominięto metalizację typu *p*, co oznacza, że wytrawiona mesa jest izolowana cieplnie od reszty przyrządu przez powietrze. Może to całkowicie zmienić właściwości cieplne przyrządu. Dodatkowo, obok oporności cieplnej przyrządu, na możliwą do osiągnięcia moc ma również wpływ ograniczenie optyczne w płaszczyźnie złącza, które w przypadku lasera typu IS może być mniej efektywne niż w przypadku lasera typu RW [171].

W pracy Kudsieh *et al.* [169] opublikowanej w 2010 roku przedstawiono wyniki dwuwymiarowych samouzgodnionych obliczeń elektryczno-optycznych oraz niezależnie cieplnych (w tym obliczeń czasowych) dla lasera azotkowego typu RW otrzymanego na podłożu GaN zaprojektowanego na emisję światła o długości fali 445 nm. Modelowany laser był umieszczony w konfiguracji *p-down* w różnych układach montażowych z przekładkami wykonanymi m.in. z szafiru, ceramicznego azotku glinu, węgliku krzemu. Chipy laserowe wraz z przekładkami zamocowano na aluminiowej chłodnicy za pomocą lutu AuSn w postaci jednorodnych warstw (ang. *planner*) oraz w postaci wysp (ang. *bumps*). W stanie ustalonym jedyną niejednorodność przedstawionych rozkładów temperatury wprowadzał lut w postaci wysp. Z tego powodu najprawdopodobniej modelowany chip laserowy był traktowany w obliczeniach, jako jednorodna warstwa bez wyróżniania paskowego obszaru czynnego. Na podstawie uzyskanych wyników

obliczeń wywnioskowano, że zmiany temperatury w czasie oraz sprawność odprowadzania ciepła silnie zależą od wykorzystanych materiałów w układzie montażowym oraz od projektu tego układu. Porównując wyniki obliczeń cieplnych przeprowadzonych dla lasera w układach montażowych z różnymi przekładkami wykonanymi z szafiru, ceramicznego azotku glinu, węgliku krzemu największą poprawę charakterystyk modelowanych przyrządów uzyskano dla układu montażowego z przekładką wykonaną z węgliku krzemu (z płaskim lutem). Dla takiej konstrukcji moc wyjściowa lasera wzrosła ponad 2-krotnie względem struktury referencyjnej (z ok. 230 mW do ponad 600 mW). W pracy nie podano założonych do obliczeń parametrów cieplnych i elektrycznych warstw modelowanego lasera, informacji na temat rozmiarów (szerokości, grubości) przekładek i lutów wykorzystanych w układach montażowych. Nie określono możliwej do uzyskania maksymalnej mocy wyjściowej z modelowanych przyrządów. Nie jest podane również źródło dla struktury referencyjnej, a założona do obliczeń grubość podłoża równa $2.5 \mu\text{m}$ jest typowa dla konstrukcji z kontaktem bocznym otrzymanywanych techniką ELOG na podłożu szafirowym.

W pracy Feng *et al.* [170] opublikowanej w 2012 roku przedstawiono wyniki modelowania cieplnego lasera typu RW na podłożu GaN (oraz na podłożu szafirowym) w konfiguracji *p-up* i *p-down* do przekładki AlN za pomocą lutu AuSn. Modelowane chipy laserowe w obu konfiguracjach wraz z przekładkami były zamocowane na chłodnicy wykonanej z kowaru w standardowej obudowie TO 5.6 mm. Obliczenia objęły wpływ grubości podłoża GaN oraz przekładki AlN na właściwości cieplne modelowanych przyrządów w obu konfiguracjach (*p-up*, *p-down*). Obliczona oporność cieplna przyrządu w konfiguracji *p-down* była ponad 3-krotnie niższa od tej obliczonej dla konfiguracji *p-up*. Obniżenie grubości podłoża powodowało spadek oporności cieplnej przyrządu. Wpływ grubości przekładki obliczony dla przyrządu w konfiguracji *p-up* był znacząco większy niż dla konfiguracji *p-down*. Zwiększenie grubości przekładki powodowało spadek oporności cieplnej modelowanych przyrządów, zaś sam efekt był większy dla konfiguracji *p-down*. Analiza wyników była oparta na porównaniu obliczonych wartości oporności cieplnych modelowanych przyrządów. W pracy nie podano wszystkich rozmiarów elementów układu montażowego wykorzystanych w obliczeniach, w szczególności szerokości chipu, przekładek i chłodnicy, które znacząco wpływają na szerokość strumienia ciepła odprowadzanego z chipu do chłodnicy. W pracy założono do obliczeń przewodność cieplną izolacji tlenkowej SiO_2 równą 27 W/mK , która jest wielokrotnie wyższa od wartości

literaturowych wynoszących 1–2 W/mK [143, 144]. W obliczeniach nie uwzględniono również zależności temperaturowych przewodności cieplnych materiałów azotkowych, z których został skonstruowany modelowany laser.

Wyniki obliczeń cieplnych przeprowadzonych dla linijek laserowych projektowanych na emisję światła o długości fali ok. 400 nm konstruowanych na bazie materiałów azotkowych można odnaleźć w pracach Panasonic opublikowanych w 2012 roku [42, 43]. W jednej z prac tego zespołu tj. w pracy Samonji *et al.* [42] linijki laserowe w konfiguracji *p-up* były w pierwszej kolejności projektowane cieplnie (ang. *thermal design*), a następnie wykonane na podstawie przygotowanego projektu i zmierzone eksperymentalnie. Linijki laserowe były konstruowane na bazie pojedynczego emitera typu RW o konstrukcji z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża wykonanego z materiału GaN. Wykonany laser z pojedynczym emiterem charakteryzował się wysoką sprawnością zamiany energii elektrycznej na optyczną dochodzącą do 36% oraz wyjątkowo niską opornością cieplną równą ok. 10 K/W. Dzięki temu osiągał on wysoką wyjściową moc progową dla zjawiska *thermal roll-over* przekraczającą 2.5 W przy wzroście temperatury w obszarze czynnym wynoszącym 145 K ponad temperaturę otoczenia równą 298 K [42]. Przy cieplnym projektowaniu linijek laserowych badacze nie korzystali z komputerowego modelowania, a jedynie z prostych obliczeń. Przeprowadzone obliczenia miały na celu oszacowanie zależności liczby emiterów umieszczonych w linijce na maksymalną ilość mocy cieplnej możliwą do odprowadzenia z przyrządu i dzięki temu na maksymalną możliwą do uzyskania moc wyjściową przy ustalonej szerokości chipu. W obliczeniach uwzględniono zmierzoną oporność cieplną przyrządu z pojedynczym emiterem oraz zależność przyrostu temperatury wywołanego efektem *thermal crosstalk* w matrycy 2-elementowej w funkcji wzajemnej odległości emiterów. Na podstawie przeprowadzonych uproszczonych obliczeń wywnioskowano, że przy ustalonej szerokości chipu równej 1 mm największą moc wyjściową (progową dla zjawiska *thermal roll-over*) przekraczającą 5.5 W można uzyskać dla matrycy 5-emiterowej przy jednakowej wzajemnej odległości emiterów równej 0.2 mm. Wykonana na podstawie tego projektu matryca osiągnęła maksymalną moc 4.8 W, niższą o ok. 0.7 W (o ponad 12%) od mocy otrzymanej z obliczeń. Różnice pomiędzy maksymalną mocą obliczoną podczas projektowania cieplnego a zmierzoną dla matrycy 5-emiterowej mogą wynikać m.in. z większego przyrostu temperatury spowodowanego większym oddziaływaniem cieplnym wszystkich 5 emiterów matrycy w porównaniu do tego, jaki

założono korzystając z wyników eksperymentalnych uzyskanych dla matrycy 2-emiterowej. W pracy nie podano szczegółów konstrukcji emitera bazowego.

W pracy Suzuki *et al.* [43] przedstawiono wyniki modelowania cieplnego dla różnych konstrukcji linijek laserowych montowanych w konfiguracji *p-up* w układzie z chłodzeniem mikrokanalikowym MCC z dodatkową opcjonalną przekładką wykonaną na bazie diamentu i miedzi o przewodności cieplnej równej 550 W/mK. Mocowanie chipów laserowych do elementów układów montażowych było wykonane za pomocą lutu AuSn. Przeprowadzone obliczenia cieplne miały na celu określenie wpływu efektu *thermal crosstalk* na rozkład temperatury w linijkach laserowych i ich układach montażowych z przekładką oraz bez niej. Modelowane linijki zawierały 5 lub 10 emiterów rozsuniętych względem siebie na odległość z zakresu od 50 μm do 240 μm . Linijki były konstruowane na bazie pojedynczego emitera krawędziowego typu RW z izolacją tlenkową o mocy wyjściowej 1.4 W (przy prądzie 1 A i napięciu 4.7 V), wysokiej przyrostowej sprawności różniczkowej 1.75 W/A oraz wysokiej sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną 29.8%. Wyniki modelowania wskazały na bardzo silny wpływ wzajemnej odległości emiterów we wszystkich modelowanych linijkach na efekt *thermal crosstalk*, który powodował w nich znaczący przyrost temperatury. Obliczony rozkład temperatury w przypadku bezpośredniego montowania linijek do układu odprowadzającego ciepło MCC był bardziej jednorodny niż w przypadku montażu, w którym dodatkowo wykorzystano przekładkę. Na podstawie wyników obliczeń cieplnych wybrano do realizacji projekt linijki zawierającej 10 emiterów rozmieszczonych we wzajemnej odległości 200 μm w bezpośrednim montażu do układu MCC bez przekładki. Zmierzona maksymalna moc wyjściowa wykonanej linijki wyniosła 10.6 W. W pracy nie podano żadnych informacji na temat szczegółów konstrukcji emitera bazowego.

Wyniki modelowania właściwości elektrycznych linijek laserowych zaprojektowanych na długość fali ok. 400 nm wykonanych na bazie materiałów grupy III-N można odnaleźć w pracy Ji *et al.* [40] z 2010 roku. Linijki były zaprojektowane na bazie emitera z kontaktem bocznym wykonanego na podłożu szafirowym. Przeprowadzone obliczenia miały na celu określenie optymalnego rozmieszczenia pasków laserowych względem kontaktu typu *n* z uwagi na trudności uzyskania w nich odpowiedniego rozkładu koncentracji nośników wymaganego dla osiągnięcia akcji laserowej. Na podstawie uzyskanych wyników obliczeń badacze z Chin zaprojektowali linijkę zawierającą 4 paski laserowe umieszczone parami blisko dwóch kontaktów typu *n* położonych symetrycznie względem środka linijki po bokach struktury

półprzewodnikowej. Wzajemna odległość pasków laserowych umieszczonych w parze wynosiła 12 μm , zaś odległość par od siebie ponad 150 μm . Dla zaprojektowanej linijki nie uzyskano pracy w trybie CW RT. Uzyskana moc wyjściowa dla pracy impulsowej linijki wynosiła 7 W. Przeprowadzone obliczenia elektryczne wskazały na brak możliwości dowolnego rozmieszczenia emiterów na całej szerokości chipu w przypadku konstrukcji z kontaktem bocznym i dzięki temu optymalizowania przyrządu dla uzyskania dużej mocy wyjściowej. Nie stanowi to problemu w przypadku projektowania linijek na bazie emitera o konstrukcji z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża [42, 43].

Znaczna część odnalezionych wyników obliczeń przeprowadzonych dla laserów azotkowych z pojedynczym emiterem dotyczy konstrukcji z kontaktem bocznym otrzymanych na podłożach szafirowych (m.in. prace grupy z Santa Barbara [158, 159, 88], Toshiba [160, 161], Samsung [54, 96, 97, 117, 122, 124, 165]), które znacząco różnią się przede wszystkim właściwościami elektrycznymi oraz cieplnymi w porównaniu do odpowiednich konstrukcji otrzymanych na podłożach macierzystych GaN z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża. Dodatkowo odnalezione w literaturze modele konstrukcji krawędziowych laserów azotkowych typu RW wydają się być niekompletne z uwagi na to, że brakuje w nich metalizacji po stronie *p* (praca Toshiba [161] i praca NEC [50]). Ta metalizacja (warstwa złota w kontakcie elektrycznym po stronie *p*) ma znaczący wpływ na właściwości cieplne takich przyrządów, co zostało pokazane m.in. w pracach Martin *et al.* [138] dla laserów typu RW konstruowanych na bazie materiałów AlGaInP/GaInP oraz w pracy Dąbrowska *et al.* [139] dla krawędziowych laserów arsenkowych.

Odnalezione w literaturze wyniki obliczeń przeprowadzonych dla laserów azotkowych z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża macierzystego GaN dotyczą w większości przypadków ich właściwości optycznych, w tym przede wszystkim wpływu zmian konstrukcyjnych na ograniczenie modu falowodowego, oraz wpływu szczegółów konstrukcji obszaru czynnego i warstw z nim sąsiadujących na rozkład wzmocnienia oraz na ucieczkę nośników (prace Osram [18, 33, 34, 57, 59, 60, 93], Unipress [1, 87, 91, 126, 168]). Wielu badaczy, w tym m.in. z Panasonic [42, 43], z NEC [50] i z Santa Barbara [159], zwróciło uwagę na duże znaczenie oporności cieplnej lasera z pojedynczym emiterem na jego maksymalną moc wyjściową (progową dla zjawiska *thermal roll-over*). Badacze z Panasonic w pracach opublikowanych w 2012 roku [42, 43] zwrócili uwagę na konieczność uwzględnienia efektu wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów

w liniijkach laserowych podczas projektowaniu tych przyrządów w celu uzyskania większej ich maksymalnej mocy wyjściowej.

Wyniki modelowania cieplnego krawędziowych laserów azotkowych z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża wykonanego z materiału GaN przedstawiono w pracach Kudsieh *et al.* [169] i Feng *et al.* [170]. Modelowane lasery w konfiguracjach *p-up* i *p-down* były umieszczane w układach montażowych z przekładkami wykonanymi z różnych materiałów. W żadnej z tych prac nie udało się jednak odnaleźć informacji (m.in. szerokości przekładek, przewodności cieplnej) potrzebnych do oceny wpływu zastosowanych w układach montażowych rozwiązań konstrukcyjnych na parametry modelowanych przyrządów, takich jak oporność cieplna oraz maksymalna moc wyjściowa. W żadnej z odnalezionych prac nie odnaleziono również wyników modelowania cieplnego azotkowych laserów w układzie montażowym z nakładką oraz w układzie montażowym w podwójnej chłodnicy. W literaturze nie udało się również odnaleźć żadnego porównania wyników obliczeń trójwymiarowych z wynikami uzyskanymi dla modelowania dwuwymiarowego.

W literaturze nie udało się odnaleźć żadnych wyników samouzgodnionych obliczeń cieplno-elektrycznych dla krawędziowych laserów azotkowych, które pozwoliłyby wyznaczyć rozkład źródeł ciepła w chipie laserowym oraz na podstawie takiego rozkładu również rozkład temperatury w całym przyrządzie. Dzięki przeprowadzeniu takich obliczeń można byłoby otrzymać m.in. obraz rozptyłu ciepła w laserze azotkowym podczas jego pracy w trybie CW RT, który byłby bliższy rzeczywistości niż w przypadku samych obliczeń cieplnych. Takie obliczenia mogłyby pozwolić wstępnie oszacować wpływ różnych zmian konstrukcyjnych dokonanych zarówno w chipie laserowym (m.in. zmiana grubości podłoża, szerokości chipu, grubości warstwy tlenkowej, grubości metalizacji po stronie *p*), jak również w jego układzie montażowym (m.in. zastosowanie przekładek, zmiana przewodności cieplnej lutu) na wzrost temperatury w obszarze czynnym, oporność cieplną oraz możliwość zwiększenia maksymalnej mocy wyjściowej modelowanych przyrządów.

Panasonic przedstawił wyniki projektowania cieplnego liniijek laserowych konstruowanych na bazie emitera z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża GaN [42, 43]. W pracach Panasonic można znaleźć zmierzony eksperymentalnie oraz obliczony wpływ efektu *thermal crosstalk* na właściwości cieplne liniijek laserowych w konfiguracji *p-up* w układach montażowych z przekładką wykonaną na bazie diamentu oraz bez niej oraz dodatkowo przy zastosowaniu chłodzenia MCC i przy zastosowaniu zwykłej

obudowy TO. W literaturze nie odnaleziono jednak żadnych wyników obliczeń, dzięki którym można byłoby określić wpływ liczby i rozmieszczenia emiterów w linijkach laserów azotkowych na możliwość osiągnięcia warunków progowych dla akcji laserowej w trybie CW RT przez poszczególne jej emitery oraz na kolejność ich włączania się. Nie odnaleziono również wyników samouzgodnionych obliczeń elektryczno-cieplnych, które pozwoliłyby uwzględnić zbliżony do rzeczywistego rozkład źródeł ciepła w modelowanych przyrządach. Takie obliczenia pozwoliłyby określić m.in. wpływ zmiany grubości podłoża i szerokości chipu oraz zastosowania nakładek w konfiguracji *p-up* na parametry cieplne linijek laserowych. Nie udało się również odnaleźć wpływu liczby i wzajemnej odległości emiterów w linijkach o różnej szerokości chipu na rozkład temperatury w przyrządzie oraz na jego maksymalną moc wyjściową.

4.10 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale rozprawy przedstawione zostały szczegółowe informacje na temat budowy, parametrów pracy oraz wybranych zagadnień fizycznych ważnych z punktu widzenia działania krawędziowych laserów azotkowych EEL typu RW i ich jednowymiarowych matryc. Dane zostały opracowane na podstawie literatury liczącej ponad 100 prac opublikowanych w latach 1996–2013. Autorami tych prac byli badacze z całego świata, którzy zajmują się laserami zbudowanymi na bazie materiałów azotkowych krystalizujących w kierunku polarnym *c* w tym m.in. z Japonii (NEC, Nichia, Panasonic (Sanyo Electric), Sharp, Sony, Toshiba), z USA (University of California), z Polski (Unipress), z Niemiec (Osram), z Korei Południowej (Samsung), z Wielkiej Brytanii (Sharp) i z Chin (Chinese Academy of Sciences).

W tabeli 4.2 zestawiono wybrane parametry pracy i parametry konstrukcyjne dla typowych laserów azotkowych pracujących w trybie CW RT o konstrukcji z kontaktem bocznym oraz z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża. Parametry te zostały szczegółowo opisane w kolejnych podrozdziałach niniejszej rozprawy. Dane w tabeli 4.2 zostały uporządkowane względem długości fali λ i dla podobnego λ względem maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} . Lasery zostały zestawione w grupy tzn. te emitujące falę o długości ok. 400 nm (ang. *blue-violet*), ok. 450 nm (lasery niebieskie) i ok. 515 nm (lasery zielone).

Tabela 4.2. Parametry dla wybranych z literatury azotkowych EEL pracujących w trybie CW RT (K – typ konstrukcji: 1 to konstrukcja z kontaktem bocznym otrzymana na podłożu szafirowym bez (a) i z zastosowaniem techniki ELOG (b), 2 to konstrukcja z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża GaN (a) typu FS lub (b) typu *bulk*, λ – długość emitowanej fali, $W \cdot L$ – powierzchnia paska laserowego (szerokość·długość), j_{th} – gęstość prądu progowego, T_0 – parametr charakterystyczny, I_{th} – prąd progowy przy napięciu U_{th} , η_{SE} – sprawność różniczkowa, η_{WPE} – sprawność energetyczna, P_{max} – maksymalna moc optyczna. Dane w tabeli uporządkowane są w pierwszej kolejności względem λ tj. kolejno lasery zaprojektowane na długość fali ok. 400 nm (ang. *blue-violet*), następnie ok. 450 nm (lasery niebieskie) i na końcu ok. 515 nm (lasery zielone) oraz względem ich mocy P_{max}

K	λ [nm]	$W \cdot L$ [μm^2]	j_{th} [kA/ cm^2]	T_0 [K]	I_{th} [A]	U_{th} [V]	η_{SE} [W/A]	η_{WPE} [%]	P_{max} [W]	Lit.	Rok
1a	408	2·700	9	–	0.13	8	0.14	0.4	0.005	[17]	1996
1a	413	2.5·800	5.5	–	0.11	10.5	0.25	0.6	0.01	[81]	2008
2a	405	2·1000	5.5	123	0.11	7	0.05	0.4	0.01	[47]	2007
2b	411	20·500	4.2	83	0.42	5.3	0.19	1	0.03	[36]	2006
2a	405	2.2·650	3.6	–	0.092	7.9	0.75	1.7	0.045	[119]	2008
2a	~400	1.4·600	3.2	180	0.027	3.5	1.4	17	0.1	[15]	2003
2a	~410	20·500	4	–	0.4	6.2	–	3.2	0.16	[24]	2006
1b	405	2·650	1.95	–	0.025	3.8	1.5	25	0.18	[53]	2005
2	405	1.4·650	3.6	180	0.033	4.5	1.6	–	0.2	[77]	2005
2b	~410	5·500	7.6	–	0.19	6.3	0.4	3.7	0.23	[8]	2008
2a	405	7·650	2.3	139	0.105	3.5	1.6	23	0.25	[20]	2006
2a	~400	1.4·600	3.5	188	0.031	4.1	1.5	22	0.25	[131]	2005
2	405	1.3·650	4.6	190	0.039	4.2	1.9	–	0.4	[26]	2006
1b	405	1.8·650	3.25	–	0.038	~4	1.1	20	0.47	[54]	2006
2	407	50·600	2	–	0.6	5	0.8	7	0.55	[27]	2003
2	407	10·600	2.3	–	0.14	4.4	1.1	16	0.94	[27]	2003
–	405	6·800	3.5	–	0.17	3.8	1.75	30	1.4	[43]	2011
2	405	7·600	2.6	–	0.11	~4	2.6	35	2	[68]	2008
2	405	6·(–)	–	–	–	–	–	37	2.65	[31]	2011
2	400	7·600	1.6	–	0.066	–	1.1	–	2.8	[32]	2012
2	405	10·(–)	–	–	–	–	–	36	2.9	[31]	2011
2	441	1.5·600	5.2	–	0.032	4.1	1.1	14	0.05	[57]	2008
1b	448	2.6·650	1.63	170	0.028	3.9	0.82	13	0.33	[78]	2007
2a	445	7·650	2.4	–	0.11	4.4	1.35	19	0.35	[20]	2006
2	452	2·600	3.33	115	0.04	4.5	1.7	22	0.8	[18]	2011
2a	440	12·2000	1.4	–	0.33	–	0.75	12	1	[30]	2007
2a	445	7·800	1.8	–	0.095	4	1.3	22	1.2	[69]	2007
–	445	15·650	1.95	–	0.19	3.8	1.4	24	2.4	[29]	2008
2	450	15·1200	–	–	–	–	–	29	2.5	[112]	2012
2a	450	15·(–)	–	–	0.25	–	1.6	30	4	[34]	2013
2a	515	2·600	4.4	–	0.053	5.2	0.13	1.3	0.008	[105]	2009
2	522	2·600	5	–	0.06	5.9	0.6	6.1	0.08	[18]	2011
2	519	15·1200	–	–	–	–	–	6	0.1	[112]	2012
2a	520	–	–	–	0.09	–	–	–	0.2	[34]	2013

Tabela 4.3. Parametry dla odnalezionych w literaturze azotkowych jednowymiarowych matryc EEL pracujących w trybie CW RT (K – typ konstrukcji: 1 to konstrukcja z kontaktem bocznym otrzymana na podłożu szafirowym bez (a) oraz z techniką ELOG (b), 2 to konstrukcja z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża GaN (a) typu FS lub (b) typu *bulk*, λ – długość emitowanej fali, n – liczba emiterów, d – wzajemna odległość emiterów, $W \cdot L$ – powierzchnia paska laserowego (szerokość·długość), I_{th} – prąd progowy przy napięciu zasilającym U_{th} , η_{SE} – sprawność różniczkowa, η_{WPE} – sprawność energetyczna, P_{max} – maksymalna moc optyczna. Dane w tabeli uporządkowane są względem mocy P_{max}

K	λ [nm]	n [-]	d [μm]	$W \cdot L$ [μm^2]	I_{th} [A]	U_{th} [V]	η_{SE} [W/A]	η_{WPE} [%]	P_{max} [W]	Lit.	Rok
2b	406	3	40	3·500	0.85	–	0.7	–	0.25	[44]	2009
2b	405	3	12	3·700	0.26	–	0.4	–	0.5	[46]	2011
2b	~410	5	80	10·700	1.9	–	0.47	–	0.55	[45]	2011
2b	~410	3	80	10·700	1.2	–	0.76	–	2.5	[45]	2011
1b	~400	44	–	1.5·600	1.7	5.2	1.0	9	4.2	[41]	2002
2	407	11	~900	10·600	1.2	4.1	1.2	17	6.1	[27]	2003
2	405	5	200	6·800	0.6	4	1.4	24	6.3	[31]	2011
–	405	10	200	6·800	1.1	4.1	1.5	21	10.6	[43]	2012

W tabeli 4.3 przedstawiono odnalezione w literaturze analogiczne parametry dla jednowymiarowych matryc (linijek) azotkowych EEL. Jak widać w tabeli 4.3 matryce w odróżnieniu od laserów z pojedynczym emiterem były wykonane tylko na długość fali ok. 400 nm. Z tego powodu dane w tabeli 4.3 zostały uporządkowane tylko względem maksymalnej mocy wyjściowej P_{max} .

W literaturze brakuje wyników systematycznych badań przebiegu zjawisk elektrycznych i cieplnych występujących podczas pracy w trybie CW RT azotkowych EEL i ich matryc, które pozwoliłyby zarówno jakościowo, jak i ilościowo określić wpływ poszczególnych elementów konstrukcyjnych (w tym ich układów montażowych) na wielkość emitowanej z nich mocy optycznej. W przypadku azotkowych matryc EEL bardzo niewiele informacji można odnaleźć na temat wzajemnego oddziaływania cieplnego jej emiterów (*thermal crosstalk*), które może w istotny sposób wpływać na możliwą do uzyskania maksymalną optyczną moc użyteczną.

Rozdział 5

Model numeryczny

W niniejszym rozdziale opisano najważniejsze aspekty zastosowanego do obliczeń modelu numerycznego, który w zasadniczej swojej części oparty jest na metodzie elementu skończonego FEM (ang. *Finite Element Method*). Metoda FEM umożliwia rozwiązywanie układów równań różniczkowych poprzez podział (dyskretyzację) rozpatrywanego obszaru na skończone elementy o prostych kształtach i charakterystycznych punktach węzłowych odpowiadających za interakcję pomiędzy elementami, stosunkowo łatwe rozwiązanie zagadnienia w tych podobszarach, a następnie zsumowanie tych rozwiązań i otrzymanie rozwiązania dla całego obszaru. Metoda ta pozwala na rozwiązywanie problemów znacznie przekraczających możliwości obliczeń analitycznych dając przy tym możliwość uwzględnienia różnorodnych warunków brzegowych oraz skomplikowanych kształtów geometrycznych charakterystycznych dla rzeczywistych przyrządów. Metoda FEM, podobnie jak inne metody numeryczne, jest czuła na różnice w rozmiarach sąsiednich elementów stąd wymaga zastosowania odpowiednio dobranych siatek. Dla różnych przyrządów elektronicznych oraz optoelektronicznych, w tym półprzewodnikowych diod laserowych wielkości (grubości) poszczególnych warstw mogą różnić się nawet o pięć rzędów wielkości (uwzględniając elementy układu montażowego), co stanowi bardzo duże wyzwanie przede wszystkim dla algorytmu tworzącego siatki elementów skończonych, z którym nierzadko nie radzą sobie programy dostępne komercyjnie.

Metoda FEM dobrze sprawdza się m.in. w modelowaniu zjawisk cieplnych oraz elektrycznych zachodzących w półprzewodnikowych diodach laserowych. Modelowanie zjawiska wzmocnienia oraz rozkładu pola optycznego, przeprowadzane najczęściej za pomocą innych metod numerycznych np. EIM (ang. *Effective Index Method*) wymaga z kolei bardzo dobrej znajomości fizyki laserów półprzewodnikowych, przez co dostępna

liczba programów właściwie rozwiązujących to zagadnienie jest ograniczona. Dodatkowo należy zauważyć, że obliczenia optyczne powinny być prowadzone w uzgodnieniu ze zjawiskami ciepło-elektrycznymi oraz wzmocnieniowymi.

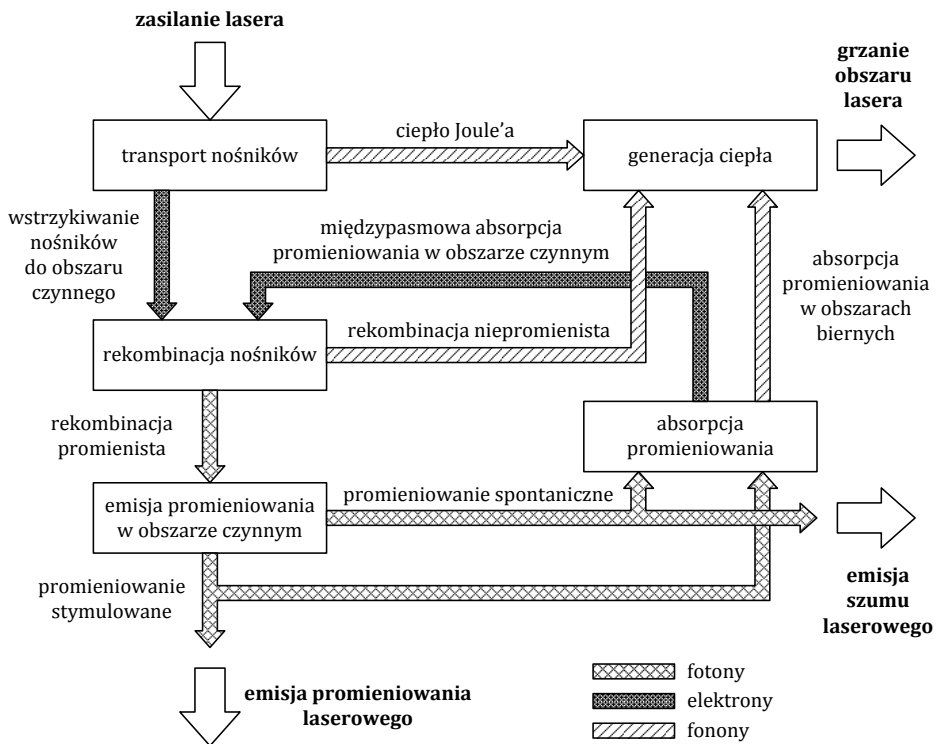
Opisany poniżej model numeryczny zaimplementowany w autorskim programie Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej obejmuje zjawiska cieplne, elektryczne, wzmocnieniowe, optyczne i ich wzajemne powiązania w laserze o emisji krawędziowej w stanie ustalonym. Model ten umożliwia wyznaczenie rozkładów temperatury, potencjału, gęstości prądu i pola optycznego w całej strukturze lasera oraz rozkładów koncentracji nośników i wzmocnienia w płaszczyźnie jego obszaru czynnego. Program umożliwia prowadzenie obliczeń zarówno w dwóch, jak i trzech wymiarach, przy czym należy zaznaczyć, że obliczenia trójwymiarowe są wielokrotnie bardziej czasochłonne od odpowiednich obliczeń dwuwymiarowych.

5.1 Zjawiska cieplne

Sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną η_{WPE} (ang. *wall-plug efficiency*) w diodach laserowych wynosi przeważnie poniżej 80% [39] i zależy przede wszystkim od wyboru materiałów wykorzystanych w konstrukcjach tych przyrządów. Opublikowane w literaturze sprawności zamiany energii elektrycznej na optyczną dla różnych konstrukcjach laserów krawędziowych wykonanych z materiałów grupy III-N nie przekraczają 40% [31]. Zgodnie z bilansem mocy przedstawionym na rysunku 5.1 energia dostarczona do lasera złączeniowego zostaje w nim przetworzona na energię użytecznego promieniowania laserowego, energię szumu laserowego oraz energię cieplną, która powoduje niekorzystne grzanie przyrządu.

W diodzie laserowej podczas przetwarzania energii uzyskanej ze źródła zasilania na energię promieniowania laserowego w wyniku generacji ciepła następuje wzrost temperatury w jej obszarze czynnym. Generacja ciepła spowodowana jest m.in. przez transport nośników w warstwach o wysokiej oporności elektrycznej (ciepło Joule'a). Dodatkowo podczas wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego lasera część nośników rekombinuje niepromieniście. Dzięki rekombinacji promienistej w obszarze czynnym lasera uzyskiwane jest promieniowanie użyteczne, którego pewna część przed wyjściem na zewnątrz jest reabsorbowana (bądź rozpraszana) zarówno w warstwach biernych (straty dyfrakcyjne), jak również w samym obszarze

czynnym w wyniku absorpcji na swobodnych nośnikach oraz niedoskonałościach sieci krystalicznej. Na koniec należy dodać, że podczas emisji światła z obszaru czynnego obok promieniowania użytecznego emitowane jest dodatkowo promieniowanie spontaniczne (szum laserowy), które jest również częściowo absorbowane. Podsumowując, do podstawowych źródeł ciepła można zaliczyć rekombinację niepromienistą, reabsorpcję promieniowania oraz ciepło Joule'a.



Rysunek 5.1. Bilans mocy w laserze złączonym łącznie z transportowanymi przez fotony, elektrony i fonony strumieniami energii. (na podstawie pracy Mroziewicz *et al.* [172])

W większości przypadków głównym źródłem ciepła powodującym przyrost temperatury w obszarze czynnym lasera złączowego jest rekombinacja niepromienista. Jest to proces konkurencyjny do rekombinacji promienistej i prowadzi do przekazania fononom energii rekombinującej pary elektron-dziura. Dlatego też proces ten rośnie liniowo wraz ze spadkiem

wewnętrznej sprawności kwantowej lasera η_i (ang. *internal quantum efficiency*). Gęstość mocy ciepła g_n , którego źródłem jest rekombinacja niepromienista można opisać zależnością:

$$g_n = \frac{U \cdot j \cdot (1 - \eta_i)}{d_A} \quad (5.1)$$

gdzie j to gęstość prądu zasilającego, U to spadek napięcia w obszarze czynnym oraz d_A to grubość tego obszaru.

Reabsorpcja promieniowania generowanego w obszarze czynnym lasera rośnie wraz ze wzrostem jego wewnętrznej sprawności kwantowej η_i (inaczej niż rekombinacja niepromienista (wzór 5.1)) i jednocześnie maleje wraz ze wzrostem sprawności ekstrakcji promieniowania η_0 . Gęstość mocy ciepła g_r generowanego w wyniku wystąpienia reabsorpcji promieniowania w rezonatorze lasera można opisać wzorem:

$$g_r = \frac{j \cdot (h\nu)_{sr} \cdot \eta_i \cdot (1 - \eta_0)}{d_R \cdot e} \quad (5.2)$$

gdzie e to ładunek elementarny, $(h\nu)_{sr}$ to średnia energia absorbowanych fotonów, zaś d_R to grubość rezonatora.

Promieniowanie spontaniczne emitowane izotropowo w obszarze czynnym może ulegać absorpcji poza tym obszarem w warstwach o wysokim współczynniku absorpcji w wyniku transferu promienistego przez obszary bierne o niskim współczynniku absorpcji. W warstwach, w których promieniowanie spontaniczne jest pochłaniane wydziela się ciepło.

Niska rezystywność elektryczna ρ warstw wykonanych z materiałów grupy III-V typu p powoduje silną generację ciepła Joule'a w krawędziowych laserach azotkowych, która w znaczącym stopniu wpływa na charakterystyki tych przyrządów pracujących w trybie CW RT. Gęstość mocy ciepła Joule'a g_j opisuje wzór:

$$g_j = j^2 \cdot \rho \quad (5.3)$$

Barierowe ciepło Joule'a powstające w okolicach kontaktów elektrycznych (istotne w szczególności dla kontaktu typu p) zostało uwzględnione w obliczeniach poprzez wprowadzenie dodatkowych cienkich warstw pod kontaktami obu typów.

W celu wyznaczenia rozkładu temperatury T w modelowanym laserze oraz jego układzie montażowym należy określić przewodności cieplne κ

wszystkich wykorzystanych do konstrukcji lasera materiałów, wyznaczyć przestrzenny rozkład gęstości mocy źródeł ciepła g oraz rozwiązać (przy zadanych warunkach brzegowych) równanie przewodnictwa cieplnego, które dla stanu ustalonego ma postać:

$$\nabla \kappa (\nabla T) = -g \quad (5.4)$$

Warunki brzegowe wykorzystane w obliczeniach zakładają m.in. pomijalne znaczenie promieniowania cieplnego oraz naturalnej konwekcji, co pozwala dla wybranych do modelowania przyrządów przyjąć ich ścianki, które mają kontakt jedynie z powietrzem za termicznie izolowane. Jednocześnie zakładamy stałą temperaturę równą temperaturze otoczenia T_{amb} (ang. *ambient temperature*) na dolnej powierzchni chłodnicy w montażach z pojedynczą chłodnicą oraz w przypadku montażu w podwójnej chłodnicy również dodatkowo na górnej powierzchni chłodnicy umieszczonej nad chipem laserowym. Założona stała temperatura zewnętrznej, prostopadłej do powierzchni chipu laserowego, powierzchni chłodnicy odpowiada sytuacji, w której ma ona kontakt z elementem termoelektrycznym Peltier'a.

5.2 Zjawiska elektryczne

Model elektryczny opiera się na rozwiązaniu równania Laplace'a (5.5) dla wszystkich obszarów przyrządu poza obszarem czynnym. Równanie pozwala wyznaczyć rozkład potencjału elektrycznego na podstawie znajomości przewodności elektrycznych poszczególnych warstw lasera przy zadanych warunków brzegowych. W omawianym modelu warunki brzegowe narzucone są przez różnicę potencjałów występującą pomiędzy elektrodami, czyli przez wartość przyłożonego napięcia.

$$\nabla \sigma (\nabla V) = 0 \quad (5.5)$$

Dla obszaru czynnego, korzystając z różniczkowego prawa Ohma i równania diodowego zakładana jest zastępcza przewodność elektryczna wyrażająca się równaniem:

$$\sigma = \frac{\beta_{\text{pn}} \cdot j \cdot d_A}{\ln(j/j_s + 1)} \quad (5.6)$$

w którym j oznacza gęstość prądu, j_s oznacza gęstość wstecznego prądu nasycenia, d_A to grubość obszaru czynnego, β_{pn} zdefiniowany jest zależnością:

$$\beta_{pn} = \frac{e}{n_{pn} \cdot k_B \cdot T} \quad (5.7)$$

gdzie e oznacza elementarny ładunek elektronu, n_{pn} współczynnik kształtu charakterystyki złącza, k_B stałą Boltzmanna oraz T temperaturę.

Koncentracja nośników w obszarze czynnym wyznaczana jest z równania dyfuzji:

$$D \cdot \frac{dn}{dx} - (A \cdot n + B \cdot n^2 + C \cdot n^3) + \frac{j}{e \cdot d_A} = 0 \quad (5.8)$$

gdzie D oznacza współczynnik dyfuzji ambipolarnej, A oznacza współczynnik rekombinacji monomolekularnej, B oznacza współczynnik rekombinacji bimolekularnej, C oznacza współczynnik rekombinacji Augera.

5.3 Zjawisko wzmocnienia

Dla studni kwantowych spektralne rozkłady wzmocnienia optycznego wyznaczone są przy zastosowaniu Złotej Reguły Fermiego w przybliżeniu parabolicznych pasm, która dla pojedynczej studni kwantowej prowadzi do następującej zależności:

$$g(\hbar \cdot \omega) = \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} g_m(\varepsilon) \Lambda(\hbar \cdot \omega - \varepsilon) d\varepsilon \quad (5.9)$$

gdzie $\hbar \cdot \omega$ to energia fotonu. Sumowanie odbywa się po wszystkich dostępnych parach stanów m , a całkowanie po całym zakresie energii ε . Występujący w powyższym wzorze parametr g_m jest opisany następującą zależnością:

$$g_m(\hbar \cdot \omega) = \frac{\pi \cdot \rho^{2D}(\hbar \cdot \omega) |M|^2 e^2}{c \cdot n_R \cdot m_0^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \omega} \cdot \{f_c[E_e(m, \hbar \cdot \omega)] - f_v[E_h(m, \hbar \cdot \omega)]\} \quad (5.10)$$

gdzie e to ładunek elementarny, m_0 to spoczynkowa masa elektronu, ρ_{2D} to dwuwymiarowa zredukowana gęstość stanów, c to prędkość światła w próżni, ε_0 to przenikalność elektryczna próżni, M to element macierzowy

przejścia, f_c, f_v to funkcje rozkładu Fermiego-Diraca dla pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego, E_e, E_h to energie rekombinującego elektronu i rekombinującej dziury, Λ to funkcja opisująca poszerzenie.

5.4 Zjawiska optyczne

Do opisu propagacji fal elektromagnetycznych wewnątrz rezonatora lasera o emisji krawędziowej można użyć stosunkowo prostej metody efektywnego współczynnika załamania EIM bazującej na przybliżeniu dwuwymiarowego falowodu lasera dwoma falowodami jednowymiarowymi. Podstawowym równaniem jest tu dwuwymiarowe równanie falowe:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + [n_R^2(x, y) \cdot k^2 - \beta^2] \cdot \Phi = 0 \quad (5.11)$$

gdzie Φ oznacza pole optyczne, n_R oznacza fazowy współczynnik załamania, k oznacza wektor falowy, β oznacza stałą propagacji. Aby je rozwiązać zakłada się, że pole optyczne ma postać:

$$\Phi(x, y) = \Phi_x(x) \cdot \Phi_{xy}(x, y) \quad (5.12)$$

Definiując profil efektywnego współczynnika załamania, jako:

$$\frac{\partial^2 \Phi_{xy}}{\partial y^2} + [n_R^2(x, y) \cdot k^2 - n_{\text{eff}}^2(x) \cdot k^2] \cdot \Phi_{xy} = 0 \quad (5.13)$$

otrzymujemy skalarne równanie Helmholtza dla falowodu paskowego:

$$\frac{\partial^2 \Phi_x}{\partial x^2} + [n_{\text{eff}}^2(x) \cdot k^2 - \beta^2] \cdot \Phi_x = 0 \quad (5.14)$$

Analogiczne rozumowanie przeprowadza się dla:

$$\Phi(x, y) = \Phi_y(y) \cdot \Phi_{xy}(x, y) \quad (5.15)$$

Połączenie obydwu wyników da przybliżone wyrażenie na rozkład pola w falowodzie dwuwymiarowym:

$$\Phi(x, y) = \Phi_x(x) \cdot \Phi_y(y) \quad (5.16)$$

Próg akcji laserowej wyznaczany jest z warunku rzeczywistej stałej propagacji, który opisuje zerowanie się części urojonej propagacji rozpatrywanego modu w przypadku osiągnięcia proggu akcji laserowej.

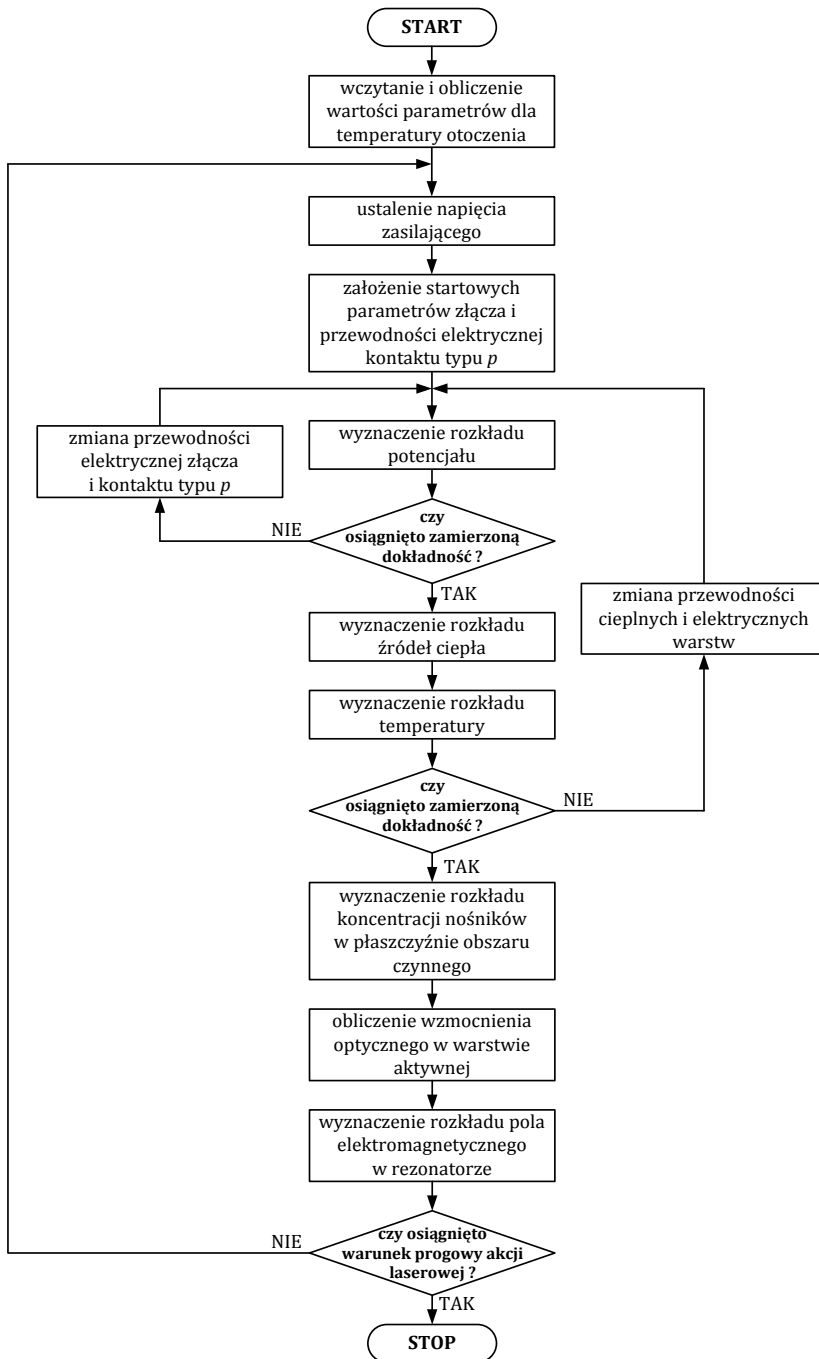
5.5 Algorytm obliczeń

Przedstawione modele opisujące zjawiska elektryczne, termiczne, optyczne oraz wzmocnieniowe zachodzące podczas pracy półprzewodnikowych laserów o emisji krawędziowej są ze sobą wzajemnie powiązane. Z tego powodu powinny być one rozpatrywane całościowo we wzajemnym uzgodnieniu. Co więcej, na dokładność uzyskanych wyników bardzo duży wpływ ma również powiązanie zależności pomiędzy parametrami całego modelu.

Zgodnie z algorytmem przedstawionym na rysunku 5.2 obliczenia rozpoczynają się od wczytania i wyznaczenia dla zadanej temperatury otoczenia wartości parametrów dla powiązanych ze sobą modeli cieplnego i elektrycznego, w tym przewodności odpowiednio cieplnych i elektrycznych wszystkich materiałów wykorzystanych do konstrukcji chipu lasera i jego układu montażowego. Następnie dla założonego napięcia zasilającego wyznaczone są startowe parametry elektryczne dla obszaru czynnego. W dalszej kolejności obliczony zostaje rozkład potencjału w chipie laserowym. W przypadku, gdy obliczony rozkład potencjału nie spełnia zamierzonej dokładności zmieniona zostaje przewodność elektryczna złącza oraz powierzchniowa oporność elektryczna kontaktu typu p (ρ_c). Obliczenia w pętli samouzgodnionej trwają aż do osiągnięcia zamierzonej dokładności obliczonego rozkładu potencjału w laserze. Jeżeli dokładność zostanie osiągnięta wyznaczany jest rozkład źródeł ciepła i następnie rozkład temperatury w całym przyrządzie, po czym sprawdzany jest warunek, czy obliczony rozkład temperatury odpowiada założonej dokładności.

W przypadku niespełnienia tego warunku następuje zmiana przewodności cieplnych i elektrycznych dla wszystkich warstw lasera, a następnie powrót do wyznaczenia rozkładu potencjału. Ta pętla

samouzgodniona zostaje zakończona, gdy dokładność obliczonego rozkładu temperatury spełnia założony warunek, po czym następuje wyznaczenie kolejno: rozkładu koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego, obliczenie wzmocnienia optycznego w warstwie aktywnej (model wzmocnieniowy) oraz wyznaczenie rozkładu pola optycznego w rezonatorze (model optyczny). Jeżeli warunek progowy akcji laserowej zostanie spełniony następuje zakończenie obliczeń, a jeżeli nie, to następuje powrót do ustalenia napięcia zasilającego.



Rysunek 5.2. Uproszczony algorytm obliczeń numerycznych

Rozdział 6

Parametry materiałowe

Niniejszy rozdział zawiera opis parametrów fizycznych różnych materiałów wykorzystanych w konstrukcjach modelowanych przyrządów oraz ich układach montażowych potrzebnych do przeprowadzenia obliczeń numerycznych zgodnie z równaniami przedstawionymi w poprzednim rozdziale *Model numeryczny*. Modelowane w niniejszej pracy diody laserowe oparte są na półprzewodnikowych materiałach grupy III-N, dla których często brakuje aktualnych i pewnych danych literaturowych. Odnalezione w różnych pracach dane materiałowe półprzewodników azotkowych bardzo różnią się między sobą, jak również bardzo często są one niekompletne.

Parametry materiałowe dla materiałów grupy III-N krystalizujących w kierunku polarnym c zostały w niniejszej pracy opracowane przy wykorzystaniu dużej liczby źródeł literaturowych (ponad 120 prac) i zawierają m.in. szczegółowy opis ich przewodności cieplnych w zależności od temperatury, grubości warstwy (tylko dla GaN), składu molowego, domieszki (Si, Mg) i poziomu domieszkowania; przewodności elektrycznych, ruchliwości, koncentracji nośników w zależności od składu molowego, temperatury, rodzaju domieszki (Si, Mg i O (tylko dla GaN)) i poziomu domieszkowania; współczynników załamania i absorpcji w zależności od energii fotonu, składu molowego, temperatury oraz rodzaju i poziomu domieszkowania na typ n (tylko dla GaN); wartości przerwy energetycznej w zależności od składu molowego i temperatury oraz masy elektronów i dziur.

6.1 Parametry dla modelu cieplnego

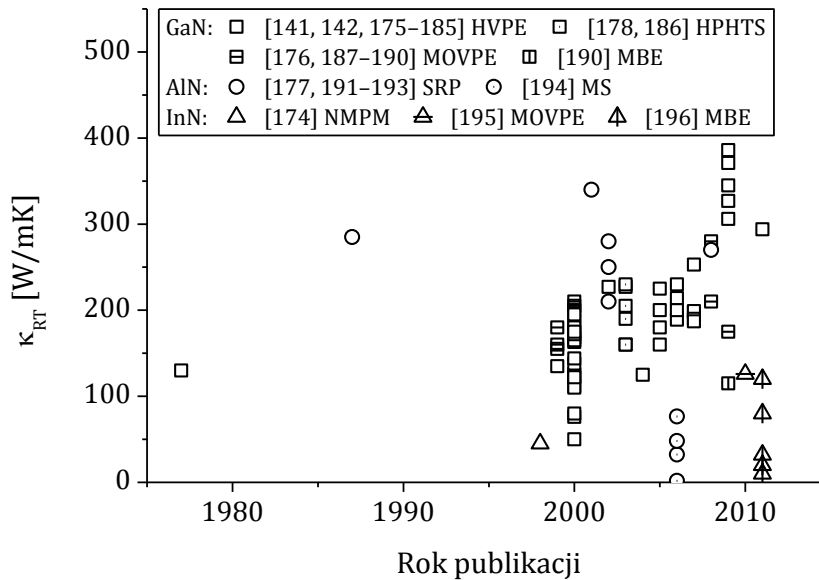
Większość dostępnych prac poświęconych zagadnieniu przewodnictwa cieplnego materiałów azotkowych dotyczy kryształów GaN i AlN. Tylko pojedyncze prace opisują właściwości cieplne warstw InN oraz materiałów potrójnych AlGaN i InGaN. Brakuje prac poświęconych zagadnieniom przewodnictwa cieplnego supersieci wykonanych z materiałów potrójnych AlGaN, InGaN oraz poczwórnych AlInGaN. Przedstawione w tym rozdziale zależności na przewodności cieplne materiałów III-N zostały oszacowane za pomocą metody najmniejszych kwadratów w oparciu o odnalezione w literaturze dane eksperymentalne. W szczególności:

- dla materiałów podwójnych GaN, AlN i InN otrzymanych różnymi metodami przeanalizowano zmierzone w temperaturze pokojowej wartości przewodności cieplnych κ_{RT} ;
- dla materiału GaN na wartość κ_{RT} określony został wpływ grubości warstwy t , domieszkowania krzemem N_{Si} (dla GaN: Si) oraz domieszkowania magnezem P_{Mg} (dla GaN: Mg);
- dla kryształów trójskładnikowych AlGaN i InGaN zostały wyznaczone zależności ich przewodności cieplnych od składów molowych. Dla materiałów GaN i AlN, AlGaN i InGaN przedstawione zostały zależności przewodności cieplnej od temperatury $\kappa(T)$.

Materiały dwuskładnikowe GaN, AlN, InN

Wartość przewodności cieplnej w temperaturze pokojowej κ_{RT} wyznaczona na drodze rozważań teoretycznych zakłada idealny kryształ bez defektów. Oszacowane w taki sposób wartości κ_{RT} dla materiałów podwójnych GaN, AlN i InN, wynoszą odpowiednio 410 W/mK, 590 W/mK i 176 W/mK [173, 174]. Dla idealnego kryształu GaN wartość κ_{RT} przewidywana teoretycznie jest niemal taka sama, jak przewodność cieplna miedzi (ok. 400 W/mK) tj. materiału, z którego standardowo wykonuje się układy odprowadzające ciepło z przyrządów optoelektronicznych. Rysunek 1.1 przedstawia wartości κ_{RT} kryształów GaN otrzymanych metodami HVPE (ang. *Hydride Vapor Phase Epitaxy*) [141, 142, 175–185], HPHTS (ang. *High-Pressure High-Temperature Synthesis*) [178, 186], MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) [176, 187–190], MBE (ang. *Molecular Beam Epitaxy*) [190], kryształów AlN otrzymanych metodami SRP (ang. *Sublimation-Recondensation Process*) [177, 191–193], MS (ang. *Magnetron Sputtering*) [194] oraz kryształów

InN otrzymanych metodami NMPM (ang. *Nitrogen Microwave Plasma Method*) [174], MOVPE [195] i metodą MBE [196].



Rysunek 6.1. Literaturowe wartości przewodności cieplnej zmierzone eksperymentalnie w temperaturze pokojowej κ_{RT} dla dwuskładnikowych materiałów GaN, AlN i InN otrzymanych różnymi metodami na przestrzeni ostatnich 35 lat

Przewodność cieplna dwuskładnikowych materiałów grupy III-N tj. GaN, AlN i InN jest zazwyczaj znacząco wyższa od przewodności cieplnej odpowiednich materiałów arsenkowych, gdzie dla GaAs, AlAs i InAs wartości κ_{RT} wynoszą odpowiednio ok. 45 W/mK, 91 W/mK i 30 W/mK [197]. Wartości κ_{RT} dla kryształów GaN spotykane w literaturze fachowej pokrywają szeroki zakres 50–386 W/mK [141, 142, 175–185, 186, 187–190]. Podobnie przedstawia się sytuacja dla kryształów AlN i InN, dla których zakresy zmierzonych wartości κ_{RT} to odpowiednio 1–340 W/mK [177, 191–194] oraz 10–126 W/mK [174, 195, 196]. Metody wzrostu kryształów, które pozwalają otrzymać najlepszy materiał pod względem przewodności cieplnej to HVPE i HPHTS dla GaN, SRP dla AlN oraz MOVPE i MBE dla InN. Warstwy krystaliczne AlN otrzymane metodą MS charakteryzują się znacząco niższą wartością κ_{RT} od kryształów otrzymanych metodą SRP. Wartości κ_{RT} dla kryształów GaN, AlN i InN przyjęte w niniejszej pracy na potrzeby przeprowadzenia obliczeń, jako

najbardziej prawdopodobne to odpowiednio 230 W/mK, 270 W/mK i 120 W/mK.

Głównym mechanizmem ograniczającym transport ciepła w kryształach azotkowych jest rozpraszanie fononów na wszelkiego rodzaju niedoskonałościach tj. defektach punktowych, domieszkach, dyslokacjach przechodzących (niciowych) TD (ang. *Threading Dislocation*) oraz na interfejsach. Wzrostowi kryształów GaN zawsze towarzyszy obecność pewnej liczby dyslokacji przechodzących TD. W wielu pracach [182, 185, 198–200] można odnaleźć zależności pomiędzy gęstością ρ_{TD} dyslokacji niciowych TD a grubością $t \sim \log(\rho_{TD})$ warstwy GaN, gdzie w przedziale 10^5 – 10^{10} cm⁻² wartość ρ_{TD} maleje liniowo wraz ze wzrostem $\log(t)$. Zależności $\kappa_{RT}(\rho_{TD})$ i $\kappa_{RT}(t)$ podane w pracy Mion *et al.* [182] zostały opracowane w oparciu o zgromadzone dane eksperymentalne dla warstw wykonanych z materiału GaN. Przekształcając te zależności można otrzymać wzór (κ_{RT} [W/mK], t [μ m]):

$$\kappa_{RT}(t) = 230 \cdot \tanh^{0.12}(1.529 \cdot 10^{-3} \cdot t^{0.984}) \quad (6.1)$$

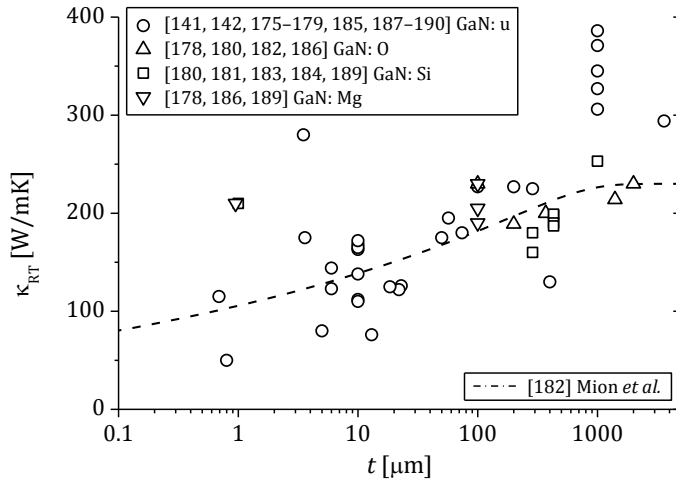
Zgodnie z zależnością (6.1) $\kappa_{RT} = 230$ W/mK jest górną granicą dla warstw wykonanych z materiału GaN wykorzystywanych w konstrukcjach przyrządów modelowanych w niniejszej rozprawie. Dla warstwy GaN o grubości $t = 100$ μ m obliczona wartość $\kappa_{RT} = 180$ W/mK, dla $t = 1$ μ m wartość $\kappa_{RT} = 105$ W/mK, zaś dla $t = 0.1$ μ m wartość $\kappa_{RT} = 80$ W/mK (rysunek 6.2). W literaturze można spotkać prace obrazujące wpływ grubości warstw krystalicznych AlN otrzymanych metodą MS na wartość κ_{RT} [192, 194]. Podobnie, jak dla kryształów GaN, również dla materiału AlN większe wartości κ_{RT} zmierzone zostały dla grubszych warstw krystalicznych oraz większych kryształów. Pomimo silnego wpływu grubości t warstw kryształów GaN i AlN na ich wartości przewodności cieplnej κ_{RT} , jej anizotropia w tych materiałach jest niewielka i procentowo wynosi 5% lub mniej [177, 181, 191].

Przewodność cieplna warstw GaN maleje nie tylko z grubością warstwy t , ale również ze wzrostem koncentracji domieszki donorowej N_{Si} dla GaN: Si [184] lub akceptorowej P_{Mg} dla GaN: Mg [205] przy silnym domieszkowaniu powyżej $1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ (rysunek 6.3).

W literaturze bardzo często można spotkać zależność temperaturową przewodności cieplnej dla materiałów półprzewodnikowych $\kappa(T)$ wyrażoną za pomocą współczynnika temperaturowego δ (6.2). Dla kryształu GaN dla zakresu temperatury T od 300 K do 450 K współczynnik temperaturowy wynosi $\delta = -1.4$ [182]. Uwzględniając grubość warstwy t (6.1) wzór na

przewodność cieplną niedomieszkowanego kryształu GaN: u przyjmuje postać równania (κ_{RT} [W/mK], t [μm], T [K]):

$$\kappa(t, T) = \kappa_{RT}(t) \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.4} \quad (6.2)$$



Rysunek 6.2. Zależność przewodności cieplnej określonej w temperaturze pokojowej κ_{RT} od grubości t warstw GaN niedomieszkowanych (GaN: u) oraz domieszkowanych tlenem (GaN: O), krzemem (GaN: Si) lub magnezem (GaN: Mg). Na rysunku przedstawiono również zależność $\kappa_{RT}(t)$ otrzymaną z przekształceń wzorów podanych w pracy Mion *et al.* [182] (wzór 6.1)

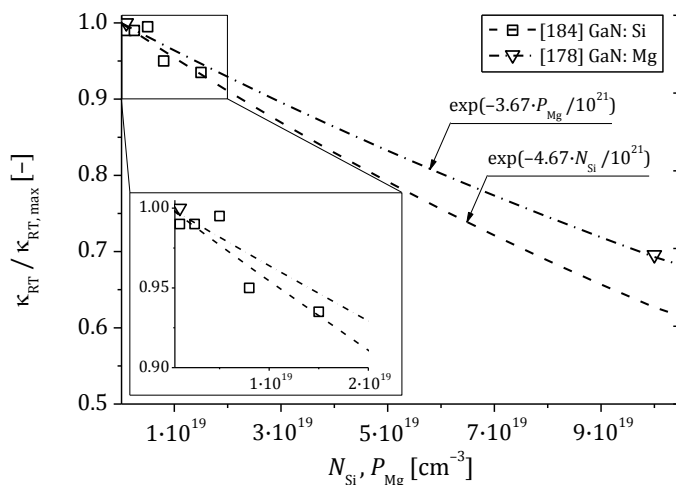
Dla warstw GaN: Si silnie domieszkowanych krzemem N_{Si} wzór na przewodność cieplną przyjmuje postać (κ [W/mK], κ_{RT} [W/mK], t [μm], N_{Si} [cm^{-3}], T [K]):

$$\kappa(t, N_{Si}, T) = \kappa_{RT}(t) \cdot \exp\left(\frac{-4.67 N_{Si}}{10^{21}}\right) \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.4} \quad (6.3)$$

gdzie $\kappa_{RT}(t)$ opisane jest wzorem (6.1). Podobnie dla GaN: Mg z koncentracją magnezu P_{Mg} analogiczna do (6.3) zależność ma postać (κ [W/mK], κ_{RT} [W/mK], t [μm], P_{Mg} [cm^{-3}], T [K]):

$$\kappa(t, P_{Mg}, T) = \kappa_{RT}(t) \cdot \exp\left(\frac{-3.67 P_{Mg}}{10^{21}}\right) \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.4} \quad (6.4)$$

Rysunek 6.4 przedstawia obliczone na podstawie opracowanych wzorów (6.1–4) zmiany przewodności cieplnych z temperaturą dla przykładowych warstw o różnej grubości wykonanych z materiału GaN niedomieszkowanego oraz domieszkowanego tj. GaN: Si i GaN: Mg. Grube warstwy ($t = 120 \mu\text{m}$) GaN: u oraz GaN: Si reprezentują przykładowe warstwy podłożowe, zaś cieńsze warstwy ($t = 0.1 \mu\text{m}$) GaN: Si i GaN: Mg to reprezentują przykładowe warstwy falowodowe. Najcieńsza warstwa ($t = 0.03 \mu\text{m}$) silnie domieszkowana magnezem GaN: Mg to typowa warstwa podkontaktowa.

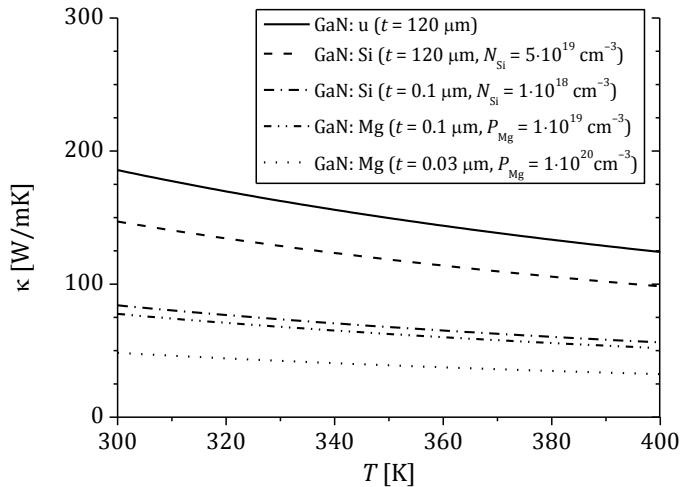


Rysunek 6.3. Wpływ domieszkowania krzemem N_{Si} oraz magnezem P_{Mg} odpowiednio warstw GaN: Si i GaN: Mg na ich przewodność cieplną w temperaturze pokojowej κ_{RT} . $\kappa_{\text{RT,max}}$ oznacza maksymalne wartości zmierzone w temperaturze pokojowej odpowiednio dla GaN: Si (200 W/mK [184]) oraz dla GaN: Mg (230 W/mK [178])

Dla kryształu AlN odczytana z pracy Bondokov *et al.* [193] wartość współczynnika temperaturowego dla zakresu temperatury T : 300–600 K wynosi $\delta = -1.25$. Zmierzona w tej pracy przewodność cieplna AlN w temperaturze pokojowej κ_{RT} wynosi 270 W/mK [193]. Zależność $\kappa(T)$ dla kryształu AlN przyjęta w niniejszej pracy ma postać (κ [W/mK], T [K]):

$$\kappa(T) = 270 \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.25} \quad (6.5)$$

Dla materiału InN nie udało się odnaleźć w literaturze zależności temperaturowej dla przewodności cieplnej. Uwzględniając wartość opracowaną na podstawie rozważań teoretycznych 176 W/mK [102] oraz wartości zmierzone eksperymentalnie 10–126 W/mK [174, 195, 196], przyjęta w niniejszej pracy wartość κ_{RT} dla kryształu InN wynosi 120 W/mK [195].



Rysunek 6.4. Obliczona na podstawie wzorów (6.1)–(6.4) zmiana przewodności cieplnej κ z temperaturą T dla materiału GaN niedomieszkowanego (GaN: u), domieszkowanego krzemem (GaN: Si) lub magnezem (GaN: Mg) przy różnych koncentracjach domieszki krzemowej N_{Si} lub magnezowej P_{Mg} i różnych grubościach warstw

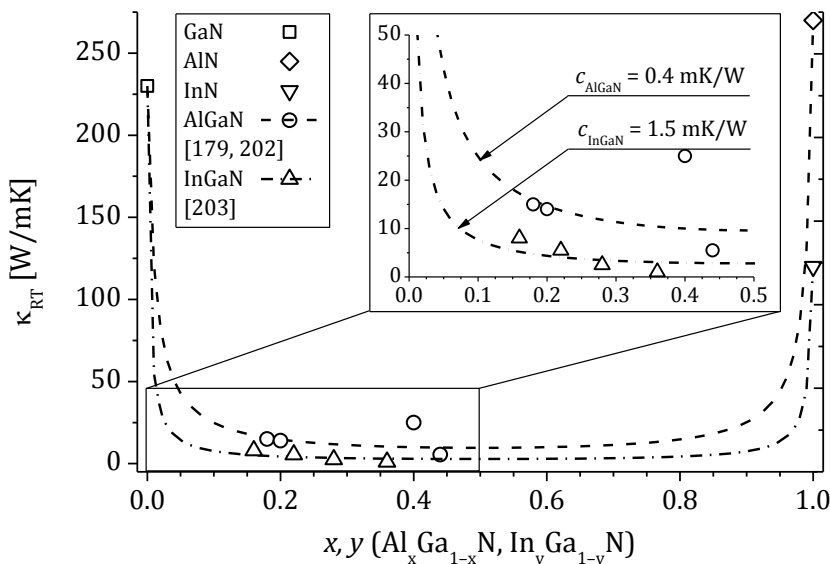
Materiały trójskładnikowe AlGaN, InGaN

Wartości przewodności cieplnej w temperaturze pokojowej dla materiałów trójskładnikowych $Al_xGa_{1-x}N$ $\kappa_{RT}(x)$ i $In_yGa_{1-y}N$ $\kappa_{RT}(y)$ można obliczyć na podstawie znajomości wartości κ_{RT} dla odpowiednich materiałów podwójnych (AlN i GaN dla $Al_xGa_{1-x}N$ (wzór 6.6) oraz InN i GaN dla $In_yGa_{1-y}N$ (wzór 6.7)) stosując interpolację liniową ze współczynnikiem zakrzywienia c , który pokazuje, jakie są odchylenia od tej liniowości [201]:

$$\kappa_{RT}(x) = \left[\frac{x}{\kappa_{RT, AlN}} + \frac{1-x}{\kappa_{RT, GaN}} + c_{AlGaN} \cdot x \cdot (1-x) \right]^{-1} \quad (6.6)$$

$$\kappa_{RT}(y) = \left[\frac{y}{\kappa_{RT, InN}} + \frac{1-y}{\kappa_{RT, GaN}} + c_{InGaN} \cdot y \cdot (1-y) \right]^{-1} \quad (6.7)$$

Wartości κ_{RT} materiałów podwójnych GaN, AlN i InN wybrane z literatury do obliczeń przewodności cieplnej materiałów potrójnych AlGaN i InGaN to odpowiednio 230 W/mK, 270 W/mK oraz 120 W/mK (rysunek 6.5). Parametry zakrzywienia c zostały wyznaczone na podstawie danych literaturowych κ_{RT} dla $Al_xGa_{1-x}N$ [179, 202] i $In_yGa_{1-y}N$ [203] z różną zawartością odpowiednio glinu $\kappa_{RT}(x)$ i indu $\kappa_{RT}(y)$. Dla kryształu AlGaN parametr zakrzywienia oszacowany w niniejszej pracy wynosi $c_{AlGaN} = 0.4$ mK/W zaś dla InGaN $c_{InGaN} = 1.5$ mK/W (rysunek 6.5). Parametry zakrzywienia c dla materiałów AlGaN i InGaN zostały również podane w pracach Adachi [204] oraz Piprek [205].



Rysunek 6.5. Przewodność cieplna w temperaturze pokojowej κ_{RT} materiałów trójskładnikowych $Al_xGa_{1-x}N$ (wzór 6.7 dla $T = 300$ K) i $In_yGa_{1-y}N$ (wzór 6.8 dla $T = 300$ K) w funkcji składu molowego ($\kappa_{RT}(x)$ dla $Al_xGa_{1-x}N$ oraz $\kappa_{RT}(y)$ dla $In_yGa_{1-y}N$). Na rysunku zaznaczono również wyznaczone parametry zakrzywienia odpowiednio c_{AlGaN} dla AlGaN oraz c_{InGaN} InGaN

W pracy Adachi [204] wartość parametru zakrzywienia $c_{\text{Al-Ga}} = 0.32 \text{ mK/W}$ dla materiału AlGaN jest zbliżona do wartości opracowanej w niniejszej pracy $c_{\text{AlGaN}} = 0.4 \text{ mK/W}$. Różnica pomiędzy wartościami c_{AlGaN} oraz $c_{\text{Al-Ga}}$ może być spowodowana tym, że Adachi w swojej pracy opracował wartość $c_{\text{Al-Ga}}$ wspólną dla materiałów AlGaN i AlGaAs oraz wykorzystał inne wartości κ_{RT} dla materiałów binarnych GaN (195 W/mK) i AlN (319 W/mK). Parametr $c_{\text{Ga-In}} = 0.72 \text{ mK/W}$ opracowany przez Adachi dla danych eksperymentalnych dla materiału InGaAs (wspólny dla materiałów InGaAs, InGaP i InGaN) znacząco różni się od wartości $c_{\text{InGaN}} = 1.5 \text{ mK/W}$, która została oszacowana w niniejszej pracy dla InGaN na podstawie danych eksperymentalnych dla tego materiału z pracy Pantha *et al.* [203] Różnice pomiędzy wartościami c_{InGaN} i $c_{\text{Ga-In}}$ dodatkowo mogą wynikać z dużej różnicy w wartościach κ_{RT} przyjętych dla materiału InN tj. 45 W/mK w pracy [204] oraz 120 W/mK w niniejszej pracy.

W pracy Piprek [205] dla materiałów binarnych GaN, AlN oraz InN wartości κ_{RT} przyjęto równe odpowiednio 160 W/mK , 210 W/mK i 45 W/mK . Dla materiału AlGaN podano dwie wartości parametru c_{AlGaN} (0.1 mK/W i 0.6 mK/W) opracowane na podstawie danych eksperymentalnych i dodatkowo jedną wartość (1.2 mK/W) określoną na podstawie danych teoretycznych. Wartość $c_{\text{AlGaN}} = 0.4 \text{ mK/W}$ opracowana w niniejszej pracy jest równa średniej arytmetycznej wartości w pracy Piprek określonych dla danych eksperymentalnych. Parametr zakrzywienia c_{InGaN} dla InGaN opracowany na podstawie danych teoretycznych to 0.8 mK/W i jest różny od tego podanego w niniejszej pracy ($c_{\text{InGaN}} = 1.5 \text{ mK/W}$).

Współczynnik temperaturowy δ ($\kappa \sim T^\delta$) dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ w jednej pracy ma wartość ujemną a w innej pracy dodatnią. W niniejszej pracy parametr ten został obliczony, jako liniowa interpolacja pomiędzy współczynnikami temperaturowymi kryształów GaN ($\delta = -1.4$) i AlN ($\delta = -1.25$):

$$\delta = 0.15 \cdot x - 1.4 \quad (6.8)$$

Ostatecznie, zależność na przewodność cieplną $\kappa(x, T)$ dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ po uwzględnieniu wzorów (6.6) i (6.8) przyjmuje postać (κ [W/mK], T [K]):

$$\kappa(x, T) = \frac{(T/300 \text{ K})^{0.15 \cdot x - 1.4}}{x/270 + (1-x)/230 + 0.4 \cdot x \cdot (1-x)} \quad (6.9)$$

Z uwagi na brak danych literaturowych dotyczących wpływu temperatury na przewodność cieplną zarówno dla materiału InN, jak również

dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ w pracy przyjęto zależność temperaturową wyznaczoną dla materiału AlGaN . Ostatecznie dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ zależność na przewodność cieplną $\kappa(y, T)$ po uwzględnieniu wzorów (6.7) i (6.8) przyjmuje postać (κ [W/mK], T [K]):

$$\kappa(y, T) = \frac{(T/300 \text{ K})^{0.15 \cdot y - 1.4}}{y/120 + (1 - y)/230 + 1.5 \cdot y \cdot (1 - y)} \quad (6.10)$$

Supersieci i studnie kwantowe na bazie materiałów III-N

W rzeczywistych konstrukcjach przyrządów optoelektronicznych zbudowanych na bazie materiałów III-N występują elementy cienkowarstwowe (m.in. warstwy podkon-taktowe, warstwy OCL (ang. *Optical Confinement Layer*), EBL (ang. *Electron Blocking Layer*), supersieci o krótkim okresie SPSL (ang. *Short-Period Superlattice*) i wielokrotne studnie kwantowe MQW (ang. *Multi-Quantum Well*) tworzące obszar czynny lasera). W literaturze można odnaleźć bardzo niewiele informacji na temat przewodności cieplnej cienkich warstw materiałów III-N. Przewodność cieplna SPSL wykonanej metodą MBE z materiałów azotkowych GaN/AlN (o grubościach 4 nm dla GaN i 2–58 nm dla AlN) jest znacząco niższa (tj. od 6 W/mK do 30 W/mK) od przewodności cieplnej grubych warstw materiałów GaN oraz AlN i maleje wraz ze spadkiem grubości warstwy AlN w SPSL [190]. Podane w pracy Su *et al.* [206] wartości przewodności cieplnych κ_{RT} dla 6 studni kwantowych $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ (3 nm/8 nm), jak również dla warstwy $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ o grubości 90 nm z gradientową zmianą składu $x: 0-0.1$ są bardzo niskie i zawierają się w granicach od 4 W/mK do 5 W/mK. W literaturze brakuje danych na temat przewodności cieplnej materiałów czteroskładnikowych AlInGaN oraz SPSL wykonanych z materiałów trój- oraz czteroskładnikowych.

W niniejszej pracy dla materiałów AlInGaN, supersieci Al(In)GaN/(In)GaN oraz obszarów czynnych wykonanych z materiałów InGaN/(In)GaN modelowanych przyrządów wartości przewodności cieplnych κ_{RT} przyjęto równe od ok. 1 W/mK do 20 W/mK w zależności od ich grubości i składu molowego.

Diament

Diament charakteryzuje się wysoką przewodnością ciepną w temperaturze pokojowej $\kappa_{RT} = 800\text{--}2200$ W/mK oraz nieco słabszą zależnością temperaturową $\kappa \sim T^{-\delta}$, gdzie $\delta = 0.2\text{--}1.0$ [207, 208], niż materiały azotkowe. Przyjęta w niniejszej pracy zależność temperaturowa przewodności cieplnej diamentu ma postać równania (κ [W/mK], T [K]):

$$\kappa(T) = \kappa_{RT} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1} \quad (6.11)$$

gdzie wartość κ_{RT} zależy od rodzaju warstwy diamentowej. Dla diamentu naturalnego $\kappa_{RT} = 1800\text{--}2200$ W/mK [143, 144, 150, 207, 208], dla diamentu wykonanego metodą CVD (ang. *Chemical Vapor Deposition*) $\kappa_{RT} = 1000\text{--}1600$ W/mK [139, 150, 207, 208] oraz dla stopów diamentu z metalami (miedzią, srebrem lub aluminium) $\kappa_{RT} = 250\text{--}900$ W/mK [149, 150].

Inne materiały

Tabela 6.1. Przewodności cieplne κ_{RT} (300 K) wybranych materiałów

Materiał	κ_{RT} [W/mK]	Literatura
Ag (lut – pasta srebrna)	220	[147, 148]
AuSn (lut)	57	[145]
PbSn (lut)	50	[143, 144]
In	82	[143, 144]
Al (elektroda)	180	[143, 144]
Au (elektroda)	317	[143, 144]
Ni (elektroda)	79	[143, 144]
Ti (elektroda)	22	[143, 144]
SiO ₂ (oksydacja)	1.4	[143, 144]
ZrO ₂ (oksydacja)	2	[143, 144]
BeO (przekładka)	200–250	[143, 144, 146]
CuW(przekładka)	200–230	[143, 144, 146]
MoCu (przekładka)	155–175	[143, 144, 146]
SiC-CVD (przekładka)	250	[143, 144, 146]
Cu (chłodnica)	402	[143, 144]

Wybrane do obliczeń wartości przewodności cieplnych w temperaturze pokojowej κ_{RT} pozostałych materiałów zestawiono w tabeli 6.1. W obliczeniach nie zostały uwzględnione dla tych materiałów zmiany temperaturowe z uwagi na to, że są one bardzo małe i nie mają istotnego wpływu na otrzymane wyniki. Podano tam wartości κ_{RT} dla materiałów, z których wykonane są: luty, w tym pasta srebrna (Ag), ind (In) oraz eutektyki AuSn i PbSn; warstwy tlenkowe in. oksydacje ditlenek krzemu (SiO_2) i tlenek cyrkonu (ZrO_2); metale glin (Al), złoto (Au), nikiel (Ni), tytan (Ti) tworzące elektrody Al/Au, Ni/Au, Ti/Au; przekładki (ang. *heat spreaders*) oprócz diamentu i kompozytów diament-metal stosuje się również m.in. tlenek berylu (BeO), stopy miedzi i wolframu (CuW), miedzi i molibdenu (MoCu) oraz polikrystaliczny węgiel krzemu (SiC) otrzymywany metodą chemicznego osadzania z fazy gazowej CVD; miedziana (Cu) chłodnica.

6.2 Parametry dla modelu elektrycznego

Zależności na parametry elektryczne (koncentracje swobodnych nośników, ruchliwości i przewodności elektryczne) materiałów azotkowych GaN, AlN, InN, AlGa_xN, InGa_yN niedomieszkowanych oraz domieszkowanych krzemem (N_{Si}), magnezem (P_{Mg}) (oraz tylko dla GaN tlenem (N_{O})) zostały oszacowane metodą najmniejszych kwadratów w oparciu o dane eksperymentalne zgromadzone z ponad 80 pozycji literaturowych opublikowanych w ciągu ostatnich 20 lat. Wzory opracowane dla dwuskładnikowych materiałów GaN, AlN i InN zostały wykorzystane do ustalenia odpowiednich zależności parametrów elektrycznych dla materiałów potrójnych AlGa_xN i InGa_yN przy uwzględnieniu odnalezionych w literaturze danych eksperymentalnych dla tych materiałów.

Dla każdego z materiałów dwuskładnikowych na podstawie odnalezionych danych literaturowych zostały opracowane zależności koncentracji swobodnych nośników w temperaturze pokojowej (elektronów n_{RT} dla materiałów typu *n*, dziur p_{RT} dla materiałów typu *p*) w funkcji koncentracji zastosowanych domieszek, tj. $n_{RT}(N_{\text{Si}})$, $p_{RT}(P_{\text{Mg}})$ oraz $n_{RT}(N_{\text{O}})$ (tylko dla GaN: O). Zależności $n_{RT}(N_{\text{Si}}, x)$ i $p_{RT}(P_{\text{Mg}}, y)$ dla materiałów trójskładnikowych Al_xGa_{1-x}N oraz In_yGa_{1-y}N zostały zapisane w postaci liniowych interpolacji pomiędzy wartościami $n_{RT}(N_{\text{Si}})$, $p_{RT}(P_{\text{Mg}})$ określonymi dla odpowiednich materiałów podwójnych tj. AlN i GaN dla Al_xGa_{1-x}N oraz InN i GaN dla In_yGa_{1-y}N.

Zależności na przewodności elektryczne materiałów podwójnych (GaN, AlN, InN) typu n (6.12) i typu p (6.13) w temperaturze pokojowej przyjmują postać:

$$\sigma_{n, RT}(n_{RT}) = e \cdot n_{RT} \cdot \mu_{n, RT}(n_{RT}) \quad (6.12)$$

$$\sigma_{p, RT}(p_{RT}) = e \cdot p_{RT} \cdot \mu_{p, RT}(p_{RT}) \quad (6.13)$$

gdzie e oznacza ładunek elementarny, zaś μ_n i μ_p oznaczają ruchliwości odpowiednio elektronów i dziur. Wzory na przewodności elektryczne w temperaturze pokojowej materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ typu n (6.14) i typu p (6.15) przyjmują postać:

$$\sigma_{n, RT}(n_{RT}, x) = e \cdot n_{RT}(x) \cdot \mu_{n, RT}(n_{RT}, x) \quad (6.14)$$

$$\sigma_{p, RT}(p_{RT}, x) = e \cdot p_{RT}(x) \cdot \mu_{p, RT}(p_{RT}, x) \quad (6.15)$$

Analogiczne do (6.14) i (6.15) wzory dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ typu n (6.16) i typu p (6.17) mają postać:

$$\sigma_{n, RT}(n_{RT}, y) = e \cdot n_{RT}(y) \cdot \mu_{n, RT}(n_{RT}, y) \quad (6.16)$$

$$\sigma_{p, RT}(p_{RT}, y) = e \cdot p_{RT}(y) \cdot \mu_{p, RT}(p_{RT}, y) \quad (6.17)$$

Zależności temperaturowe przewodności elektrycznych materiałów GaN, AlN i InN typu n (6.18) i typu p (6.19) można zapisać w postaci:

$$\sigma_n(T) = e \cdot n(T) \cdot \mu_n(n, T) \quad (6.18)$$

$$\sigma_p(T) = e \cdot p(T) \cdot \mu_p(p, T) \quad (6.19)$$

Podobnie dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ typu n (6.20) i typu p (6.21):

$$\sigma_n(x, T) = e \cdot n(x, T) \cdot \mu_n(x, n, T) \quad (6.20)$$

$$\sigma_p(x, T) = e \cdot p(x, T) \cdot \mu_p(x, p, T) \quad (6.21)$$

oraz dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ typu n (6.22) i typu p (6.23):

$$\sigma_n(y, T) = e \cdot n(y, T) \cdot \mu_n(y, n, T) \quad (6.22)$$

$$\sigma_p(y, T) = e \cdot p(y, T) \cdot \mu_p(y, p, T) \quad (6.23)$$

Dla wąskiego zakresu temperatury, tj. od 300K do 400 K, w niniejszej pracy opracowane zostały alternatywne zależności temperaturowe do wzorów (6.18–6.23) wykorzystujące wartości współczynników temperaturowych δ (6.24), wyznaczone na podstawie dostępnych danych literaturowych dla każdego z rozważanych materiałów.

$$\sigma(T) = \sigma_{RT} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^\delta \quad (6.24)$$

Dla materiałów trójskładnikowych współczynniki temperaturowe zostały opracowane w postaci funkcji, w których zmiennymi są odpowiednio koncentracja glinu tzn. $\delta = \delta(x)$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ oraz indu $\delta = \delta(y)$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$.

GaN

Koncentracja swobodnych nośników w niedomieszkowanym kryształach azotku galu (GaN: u) wynosi ok. $n_{RT} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ruchliwość $\mu_{n,RT} = 800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ oraz przewodność elektryczna $\sigma_{n,RT} = 255 \text{ S/m}$ [209–211]. W celu zwiększenia przewodności elektrycznej warstwy GaN domieszkuje się krzemem (GaN: Si) lub tlenem (GaN: O).

Energia aktywacji krzemu w GaN: Si jest niska ok. 13–15 meV [212], dzięki czemu w temperaturze pokojowej prawie wszystkie atomy domieszki krzemowej są zjonizowane. Zależność $n_{RT}(N_{\text{Si}})$ dla GaN: Si została opracowana na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Oshima *et al.* [184] (rysunek 6.6) i opisana wzorem ($n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $N_{\text{Si}} [\text{cm}^{-3}]$):

$$n_{RT}(N_{\text{Si}}) = 0.55 \cdot N_{\text{Si}}^{1.01} \quad (6.25)$$

Na rysunku 6.7 przedstawiono ruchliwość $\mu_{n,RT}$ (300 K) w funkcji koncentracji swobodnych nośników n_{RT} dla GaN: Si opracowaną na podstawie danych eksperymentalnych z prac [184, 209–211, 213] ($\mu_{n,RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$):

$$\mu_{n,RT}(n_{RT}) = 4.164 \cdot 10^6 \cdot n_{RT}^{-0.228} \quad (6.26)$$

Przewodność elektryczną w temperaturze pokojowej $\sigma_{n,RT}$ dla GaN: Si dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.12) uwzględniając w nim zależność (6.26). ($\sigma_{n,RT} [\text{S/m}]$, $n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$):

$$\sigma_{n, RT}(n_{RT}) = 6.671 \cdot 10^{-11} \cdot n^{0.772} \quad (6.27)$$

Zależności temperaturowe (6.28) i (6.29) zostały opracowane na podstawie danych zamieszczonych w pracy Kusakabe *et al.* [214] dla materiału GaN:Si z koncentracją nośników $n_{RT} = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ o ruchliwości $\mu_{n, RT} = 220 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. ($n [\text{cm}^{-3}]$, $n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $\mu_{n, RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $T [\text{K}]$):

$$n(T) = n_{RT} \cdot (1.217 \cdot 10^{-3} \cdot T + 0.638) \quad (6.28)$$

$$\mu_n(T) = \mu_{n, RT} \cdot (-1.619 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1.486) \quad (6.29)$$

Zależności (6.28) i (6.29) pozwalają obliczyć przewodność elektryczną materiału GaN:Si dla zadanej temperatury T w oparciu o równanie (6.16). Na rysunku 6.6 przedstawiono zmianę przewodności elektrycznej σ_n wraz ze zmianą koncentracji swobodnych nośników w GaN:Si dla temperatury pokojowej 300 K ($\sigma_{n, RT}$) oraz w temperaturze 400 K ($\sigma_{n, 400K}$). Wzrost temperatury w materiale GaN:Si w zakresie od 300 K do 400 K prowadzi do wzrostu koncentracji swobodnych nośników o 12% oraz spadku ich ruchliwości o 16%, przez co obliczony współczynnik temperaturowy ma wartość ujemną i jest równy $\delta = -0.18$ [214]. Zależność (6.18) na przewodność elektryczną w funkcji temperatury dla GaN:Si przyjmuje ostatecznie postać ($\sigma_n [\text{S/m}]$, $n [\text{cm}^{-3}]$, $T [\text{K}]$):

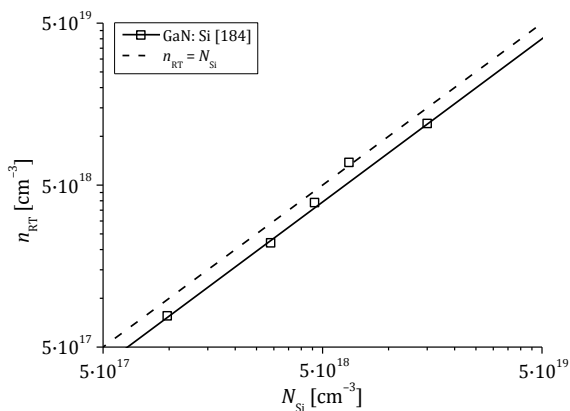
$$\sigma_n(T) = 6.671 \cdot 10^{-11} \cdot n^{0.772} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-0.18} \quad (6.30)$$

Tlen o koncentracji N_O w kryształach azotku galu GaN:O stanowi domieszkę donorową o energii aktywacji ok. 30 meV [215]. Zależność $n_{RT}(N_O)$ dla GaN:O została opracowana na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Ptak *et al.* [215] (rysunek 6.8) i przyjmuje postać ($n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $N_{Si} [\text{cm}^{-3}]$):

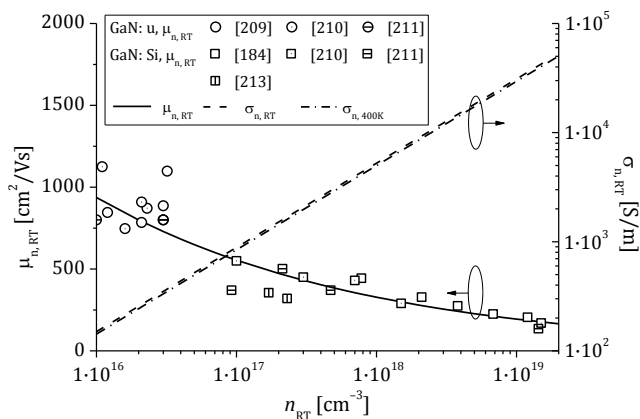
$$n_{RT}(N_O) = 4.328 \cdot 10^6 \cdot N_O^{0.609} \quad (6.31)$$

Rysunek 6.9 dla materiału GaN:O przedstawia opracowaną na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Ptak *et al.* [215] zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej μ_{RT} w funkcji koncentracji n_{RT} ($\mu_{n, RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$):

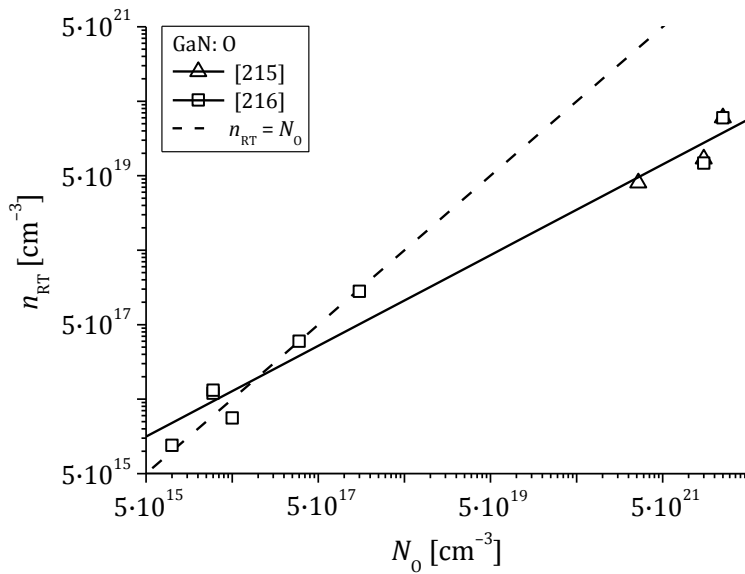
$$\mu_{n,RT}(n_{RT}) = 3.066 \cdot 10^9 \cdot n_{RT}^{-0.398} \quad (6.32)$$



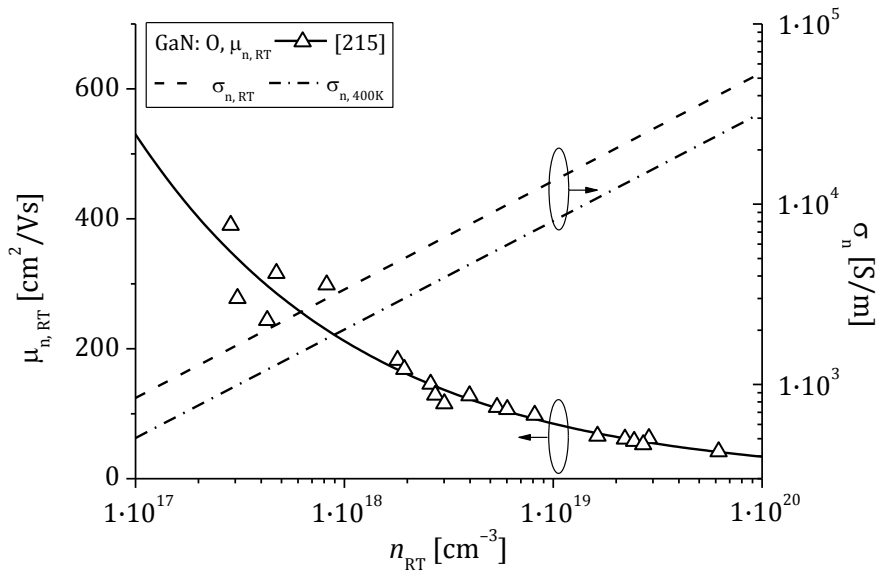
Rysunek 6.6. Zależność koncentracji nośników w temperaturze pokojowej (300 K) n_{RT} od koncentracji domieszki krzemowej N_{Si} w materiale GaN: Si (wzór 6.25) [184]



Rysunek 6.7. Zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej (300 K) $\mu_{n,RT}$ (wzór 6.26) oraz przewodności elektrycznej (wzory 6.27–6.30) $\sigma_{n,RT}$ (300 K), $\sigma_{n,400K}$ (400 K) w funkcji koncentracji nośników n_{RT} dla materiału GaN: Si [184, 210, 211, 213]. Na rysunku zaznaczono również dane literaturowe dla materiału GaN: u [209–211]



Rysunek 6.8. Zależność koncentracji nośników w temperaturze pokojowej (300 K) n_{RT} od koncentracji domieszki tlenowej N_0 w materiale GaN: O (wzór 6.31) [215, 216]



Rysunek 6.9. Ruchliwość nośników $\mu_{n,RT}$ (wzór 6.32) [215] oraz przewodność elektryczna (wzory 6.33–6.36) dla materiału GaN: O w temperaturze 300 K ($\sigma_{n,RT}$) i w temperaturze 400 K ($\sigma_{n,400K}$) w funkcji koncentracji nośników n_{RT}

Przewodność elektryczną $\sigma_{n,RT}$ w temperaturze pokojowej dla materiału GaN: O przy zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.12) uwzględniając zależność (6.32). ($\sigma_{n,RT}$ [S/m], n_{RT} [cm^{-3}]):

$$\sigma_{n,RT}(n_{RT}) = 4.912 \cdot 10^{-8} \cdot n^{0.602} \quad (6.33)$$

Na podstawie danych z pracy Ptak *et al.* [215] dla GaN: O ($\mu_{n,RT} = 564 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ przy $n_{RT} = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) zostały opracowane również zależności temperaturowe $n(T)$ (6.34) i $\mu_n(T)$ (6.35) (n [cm^{-3}], n_{RT} [cm^{-3}], $\mu_{n,RT}$ [cm^2/Vs], T [K]):

$$n(T) = n_{RT} \cdot (6.411 \cdot 10^{-4} \cdot T + 0.808) \quad (6.34)$$

$$\mu_n(T) = \mu_{n,RT} \cdot (2.030 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 1.850 \cdot 10^{-2} \cdot T + 4.722) \quad (6.35)$$

Dla zadanej temperatury T przewodność elektryczną $\sigma_{n,RT}$ materiału GaN: O można zatem obliczyć na podstawie zależności (6.18), (6.34) oraz (6.35). Zwiększenie temperatury w GaN: O w zakresie od 300 K do 400 K prowadzi do wzrostu koncentracji swobodnych nośników o 6% oraz spadku ich ruchliwości o 43%, przez co obliczony współczynnik temperaturowy jest znacząco niższy od zera tj. $\delta = -1.78$. Na rysunku 6.8 dla materiału GaN: O przedstawiono również zmianę przewodności elektrycznej σ_n wraz ze zmianą koncentracji swobodnych nośników n_{RT} w temperaturze pokojowej 300 K ($\sigma_{n,RT}$) oraz w temperaturze 400 K ($\sigma_{n,400K}$). Zależność na przewodność elektryczną w funkcji temperatury (6.16) dla GaN: O przyjmuje ostatecznie postać (σ_n [S/m], n [cm^{-3}], T [K]):

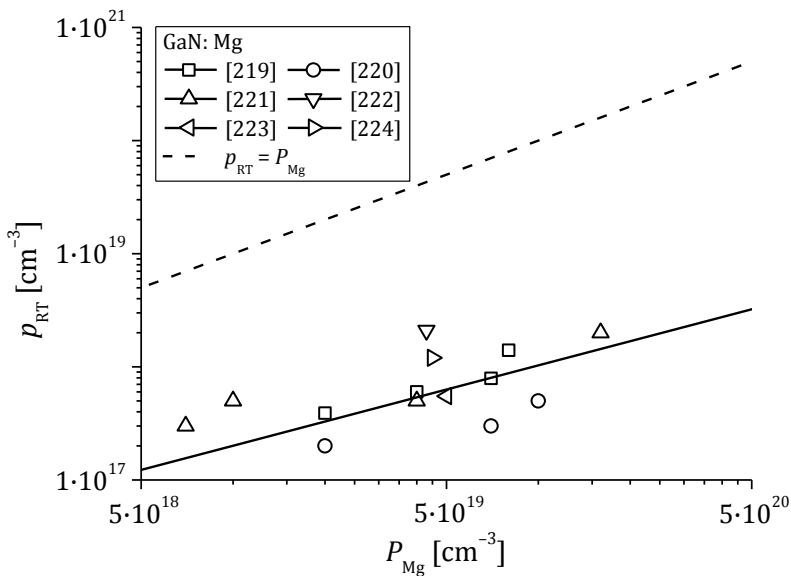
$$\sigma_n(n, T) = 4.912 \cdot 10^{-8} \cdot n^{0.602} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.78} \quad (6.36)$$

Magnez (P_{Mg}) stanowi domieszkę akceptorową w azotku galu (GaN: Mg). Warstwy materiału GaN: Mg otrzymywane są m.in. metodami MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) i MBE (ang. *Molecular Beam Epitaxy*) z plazmowym źródłem azotu (ang. *plasma assisted*) lub z prekursorem w postaci amoniaku (ang. *ammonia*). W niniejszej pracy wzory na parametry elektryczne materiału GaN: Mg opracowano na podstawie danych eksperymentalnych opublikowanych dla warstw otrzymanych metodą MBE z plazmowym źródłem azotu oraz ze źródłem azotu w postaci amoniaku. Obecne w sieci krystalicznej GaN atomy krzemu, tlenu oraz wakanse atomów

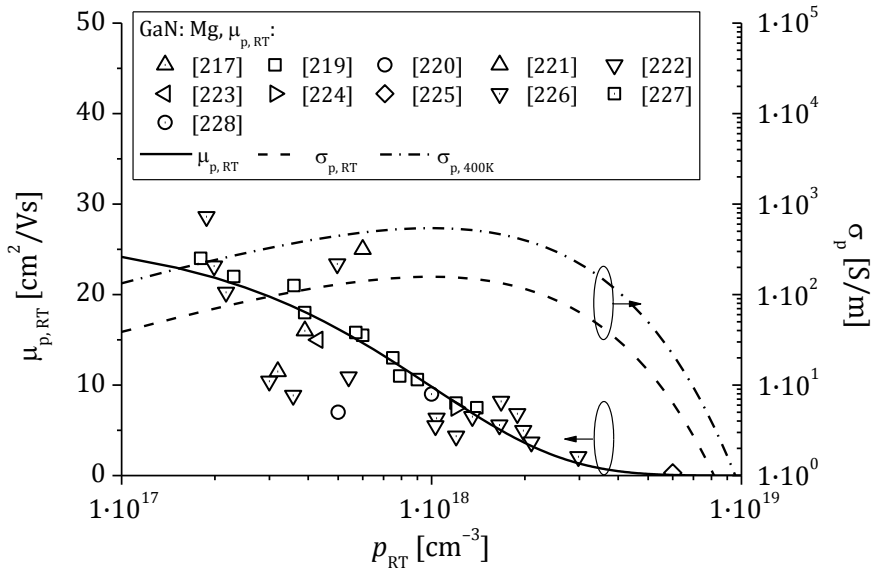
azotu kompensują dziury i nawet przy bardzo silnym domieszkowaniu magnezem znacząco obniżają ich koncentrację w tym materiale prowadząc do jego dużej rezystywności [108]. Energia aktywacji magnezu w GaN:Mg odszukana w literaturze zawiera się w szerokim przedziale wartości od ok. 110 meV do 190 meV [217, 218]. W celu aktywowania warstw typu p wykorzystuje się m.in. metodę rekrytalizacji cieplnej (ang. *annealing*) oraz metodę UV (ang. *UV activation method*) [103].

Koncentracja swobodnych nośników w temperaturze pokojowej p_{RT} w kryształach GaN:Mg jest o ponad jeden rząd niższa od koncentracji domieszki magnezowej P_{Mg} . Zależność $p_{RT}(P_{Mg})$ dla materiału GaN:Mg otrzymanego metodą MBE została opracowana na podstawie danych eksperymentalnych z prac [219–224], przedstawiona na rysunku 6.10 oraz opisana wzorem (p_{RT} [cm^{-3}], P_{Mg} [cm^{-3}]):

$$p_{RT}(P_{Mg}) = 0.65 \cdot 10^4 \cdot P_{Mg}^{0.71} \quad (6.37)$$



Rysunek 6.10. Zależność koncentracji nośników w temperaturze pokojowej p_{RT} w funkcji koncentracji domieszki magnezowej P_{Mg} w materiale GaN:Mg (wzór 6.37) [219–224]



Rysunek 6.11. Ruchliwość nośników $\mu_{p,RT}$ (wzór 6.38) w materiale GaN:Mg otrzymanym metodą MBE [217, 219–228] w temperaturze pokojowej oraz przewodność elektryczna (wzory 6.39, 6.42) tego materiału w temperaturze 300 K ($\sigma_{p,RT}$) oraz 400 K ($\sigma_{p,400K}$) w funkcji koncentracji nośników p_{RT}

Rysunek 6.11 przedstawia zmianę ruchliwości swobodnych nośników w GaN:Mg w temperaturze pokojowej $\mu_{p,RT}$ wraz ze zmianą ich koncentracji p_{RT} [217, 219–228] (p_{RT} [cm^{-3}], P_{Mg} [cm^{-3}]):

$$\mu_{p,RT}(p_{RT}) = 26.7 \cdot \exp(-p_{RT}/10^{18}) \quad (6.38)$$

Przewodność elektryczną w temperaturze pokojowej $\sigma_{p,RT}$ dla GaN:Mg dla zadanej koncentracji nośników p_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.13) uwzględniając zależność (6.38). ($\sigma_{p,RT}$ [S/m], p_{RT} [cm^{-3}]):

$$\sigma_{p,RT}(p_{RT}) = 4.277 \cdot 10^{-16} \cdot p_{RT} \cdot \exp\left(\frac{-p_{RT}}{10^{18}}\right) \quad (6.39)$$

Na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Komissarova *et al.* [221] dla GaN:Mg ($P_{Mg} = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) otrzymanego metodą MBE opracowany został współczynnik temperaturowy $\delta = 4.2$, który w oparciu o równanie (6.19) pozwala określić zmianę przewodności elektrycznej określonej dla temperatury pokojowej $\sigma_{p,RT}$ z temperaturą. W pracy [221] brakuje danych,

które pozwoliłyby określić zmiany temperaturowe koncentracji swobodnych nośników $p(T)$ i ich ruchliwości $\mu_p(T)$. Temperaturowa zmiana przewodności elektrycznej $\sigma_p(T)$ opracowana na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Kozodoy *et al.* [218] dla GaN: Mg ($p_{RT} = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{p,RT} = 22 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) otrzymanego metodą MOCVD jest niemal identyczna ($\delta = 4.24$) z tą opracowaną dla materiału GaN: Mg rosnącego metodą MBE ($\delta = 4.2$) wyznaczoną na podstawie danych z pracy [221]. Wyznaczone na podstawie pracy [218] zależności temperaturowe dla koncentracji nośników $p(T)$ (6.40) i ich ruchliwości $\mu_p(T)$ (6.41) przyjmują postać równań ($p [\text{cm}^{-3}]$, $p_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $\mu_{p,RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $T [\text{K}]$):

$$p(T) = p_{RT} \cdot (2.884 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 0.147 \cdot T + 19.080) \quad (6.40)$$

$$\mu_p(T) = \mu_{p,RT} \cdot (2.495 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 2.268 \cdot 10^{-2} \cdot T + 5.557) \quad (6.41)$$

Wzrostowi temperatury w zakresie od 300 K do 400 K w GaN: Mg towarzyszy 6.5-krotny wzrost koncentracji swobodnych nośników i zarazem spadek ich ruchliwości o połowę [218]. Na rysunku 6.11 przedstawiono zmianę przewodności elektrycznej materiału GaN: Mg w temperaturze pokojowej 300 K ($\sigma_{p,RT}$) oraz w temperaturze 400 K ($\sigma_{p,400K}$) wraz ze zmianą koncentracji swobodnych nośników. Zależność (6.19) dla GaN: Mg ma ostatecznie postać ($\sigma_p [\text{S/m}]$, $p [\text{cm}^{-3}]$, $T [\text{K}]$):

$$\sigma_p(T) = 4.277 \cdot 10^{-16} \cdot p \cdot \exp\left(\frac{-p}{10^{18}}\right) \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}}\right]^{4.2} \quad (6.42)$$

AlN

Przewodność elektryczna materiału AlN domieszkowanego krzemem (AlN: Si) jest o kilka rzędów niższa od przewodności elektrycznej GaN: Si i zawiera się w przedziale od ok 0.2 S/m do 12 S/m [229–232]. Energia aktywacji dla krzemu w AlN: Si opisywana w literaturze zawiera się w szerokim przedziale 120–200 meV [229–231] (podobnym do tego dla energii aktywacji magnezu w GaN: Mg tj. 110–190 meV [217, 218]). W oparciu o dane eksperymentalne z pracy Lebedev *et al.* [231] dla w AlN: Si została opracowana zależność koncentracji swobodnych nośników w temperaturze pokojowej n_{RT} od koncentracji domieszki krzemowej N_{Si} ($n_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $N_{Si} [\text{cm}^{-3}]$):

$$n_{RT}(N_{Si}) = 1.6 \cdot \left(\frac{N_{Si}}{10^{20}} \right)^{1.81} \quad (6.43)$$

W oparciu o dane literaturowe [229–232] wyznaczona została zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{n,RT}$ w funkcji n_{RT} w zakresie od $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ do $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($\mu_{n,RT}$ [cm^2/Vs]):

$$\mu_{n,RT}(n_{RT}) = 29.4 \cdot \exp\left(\frac{-1.84 \cdot n_{RT}}{10^{17}}\right) \quad (6.44)$$

Przewodność elektryczną w temperaturze pokojowej $\sigma_{n,RT}$ dla AlN: Si dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.12) uwzględniając w nim zależność (6.44) ($\sigma_{n,RT}$ [S/m], n_{RT} [cm^{-3}]):

$$\sigma_{n,RT}(n_{RT}) = 4.71 \cdot 10^{-16} \cdot n_{RT} \cdot \exp\left(\frac{-1.84 \cdot n_{RT}}{10^{17}}\right) \quad (6.45)$$

Na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Taniyasu *et al.* [233] dla AlN: Si z koncentracją nośników w temperaturze pokojowej $n_{RT} = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ o ruchliwości $\mu_{n,RT} = 422 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ wyznaczone zostały zależności temperaturowe $n(T)$ (6.46) oraz $\mu_n(T)$ (6.47) (n [cm^{-3}], n_{RT} [cm^{-3}], $\mu_{n,RT}$ [cm^2/Vs], T [K]):

$$n(T) = n_{RT} \cdot (1.931 \cdot 10^{-5} \cdot T^3 - 1.784 \cdot 10^{-2} \cdot T^2 + 5.545 \cdot T - 5) \quad (6.46)$$

$$\mu_n(T) = \mu_{n,RT} \cdot (6.781 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 9.467 \cdot 10^{-3} \cdot T + 3.229) \quad (6.47)$$

Wzrost temperatury w przedziale od 300 K do 400 K w materiale AlN: Si powoduje duży tj. 21.6-krotny wzrost koncentracji swobodnych nośników oraz jednocześnie spadek ich ruchliwości o połowę, przez co obliczony współczynnik temperaturowy jest dość duży i wynosi $\delta = 8.46$. Ta wartość jest 2-krotnie większa niż odpowiednia wartość $\delta = 4.2$ wyznaczona dla GaN: Mg. Zależność $\sigma_n(n, T)$ dla materiału AlN: Si ma ostatecznie postać (σ_n [S/m], n [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_n(n, T) = 4.71 \cdot 10^{-16} \cdot n \cdot \exp\left(\frac{-1.84 \cdot n}{10^{17}}\right) \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}}\right]^{8.46} \quad (6.48)$$

W temperaturze pokojowej materiał AlN domieszkowany magnezem (AlN: Mg) jest izolatorem elektrycznym ($\sigma_{p,RT} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ S/m}$ [234]), co związane

jest bardzo dużą wartością energii aktywacji (ok. 0.5 eV [235]) tej domieszki w kryształach AlN:Mg. Silne domieszkowanie AlN:Mg na poziomie 10^{20} cm^{-3} pozwala osiągnąć w temperaturze pokojowej bardzo niską koncentrację nośników $p_{RT} = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ o ruchliwości $\mu_{p,RT} = 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [234]. Przewodność elektryczna AlN:Mg bardzo szybko rośnie z temperaturą T . Obliczony na podstawie danych z prac [234, 235] współczynnik temperaturowy dla materiału AlN:Mg wynosi $\delta = 9.75$, a zależność $\sigma_p(T)$ przyjmuje postać (σ_p [S/m], p [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_p(T) = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{9.75} \quad (6.49)$$

InN

Kryształ azotku indu InN typu n , zarówno niedomieszkowany (InN: u), jak i domieszkowany krzemem (InN: Si) o koncentracji N_{Si} , charakteryzuje się bardzo dużą przewodnością elektryczną w porównaniu do innych opisanych w niniejszej pracy materiałów grupy III-N [236–241]. Jest to spowodowane bardzo wysoką ruchliwością swobodnych nośników nawet przy znacznych ich koncentracjach (np. $\mu_{n,RT} = 1850 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ przy $n_{RT} = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [241]), a także znikomą energią aktywacji domieszki krzemowej N_{Si} w InN: Si. Koncentracja swobodnych nośników w temperaturze pokojowej n_{RT} w InN: Si jest w przybliżeniu równa wartości N_{Si} ($n_{RT} = N_{Si}$) [236, 241]. Zależność $\mu_{n,RT}(n_{RT})$ opracowana na podstawie danych literaturowych z prac [236–241] ma postać równania (n_{RT} [cm^{-3}], N_{Si} [cm^{-3}]):

$$\mu_{n,RT}(n_{RT}) = 2.753 \cdot 10^{13} \cdot n_{RT}^{-0.559} \quad (6.50)$$

Przewodność elektryczną w temperaturze pokojowej $\sigma_{n,RT}$ dla InN: Si dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.12) uwzględniając w nim zależność (6.50) ($\sigma_{n,RT}$ [S/m], n_{RT} [cm^{-3}]):

$$\sigma_{n,RT}(n_{RT}) = 4.41 \cdot 10^{-4} \cdot n_{RT}^{0.441} \quad (6.51)$$

Na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Hwang *et al.* [238] dla InN: Si z koncentracją nośników w temperaturze pokojowej $n_{RT} = 1.77 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ o ruchliwości $\mu_{n,RT} = 1550 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zostały opracowane zależności temperaturowe $n(T)$ (6.52) i $\mu_n(T)$ (6.53) (n [cm^{-3}], n_{RT} [cm^{-3}], $\mu_{n,RT}$ [cm^2/Vs], T [K]):

$$n(T) = n_{RT} \cdot (-3.802 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 + 3.819 \cdot 10^{-3} \cdot T + 0.197) \quad (6.52)$$

$$\mu_n(T) = \mu_{n,RT} \cdot (5.174 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 5.241 \cdot 10^{-3} \cdot T + 2.107) \quad (6.53)$$

W pracy [238] dla zmiany temperatury w zakresie od 300 K do 400 K koncentracja swobodnych nośników w materiale InN: Si wzrosła o 4% zaś ich ruchliwość zmalała o 12%. Obliczony współczynnik temperaturowy ma wartość $\delta = -0.22$ tj. zbliżoną do odpowiedniej wartości współczynnika temperaturowego GaN: Si ($\delta = -0.18$). Zależność $\sigma_n(n, T)$ dla InN: Si ma ostatecznie postać (σ_n [S/m], n [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_n(n, T) = 4.41 \cdot 10^{-4} \cdot n^{0.441} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-0.22} \quad (6.54)$$

Kryształ InN domieszkowany magnezem (InN: Mg) w temperaturze pokojowej charakteryzuje się przewodnością elektryczną o rząd wyższą od przewodności elektrycznej materiału GaN: Mg. Energia aktywacji domieszki magnezowej P_{Mg} w InN: Mg wynosi ok. 60 meV [242]. Zależność koncentracji swobodnych nośników w temperaturze pokojowej p_{RT} w funkcji P_{Mg} opracowana w oparciu o dane literaturowe z prac [242, 243] ma postać (p_{RT} [cm^{-3}], P_{Mg} [cm^{-3}]):

$$p_{RT}(P_{Mg}) = 7.392 \cdot 10^9 \cdot P_{Mg}^{0.439} \quad (6.55)$$

Na podstawie danych literaturowych z prac [242, 244–246] opisujących ruchliwość swobodnych nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{p,RT}$ w materiale InN: Mg przy zadanej ich koncentracji p_{RT} opracowana została zależność ($\mu_{p,RT}$ [cm^2/Vs], p_{RT} [cm^{-3}]):

$$\mu_{p,RT}(p_{RT}) = 5.739 \cdot 10^{13} \cdot p_{RT}^{-0.663} \quad (6.56)$$

W literaturze nie znaleziono danych eksperymentalnych pozwalających opracować zależność temperaturową przewodności elektrycznej $\sigma_p(T)$ dla kryształu InN: Mg. W pracy Kumakura *et al.* [247] przedstawiono zmiany temperaturowe oporności elektrycznej warstw InGa_{0.98}N: Mg (In: 2%–13%). Wyznaczone współczynniki temperaturowe dla warstw InGa_{0.98}N: Mg [247] malały wraz ze wzrostem zawartości indu tj. $\delta = 4.65$ dla In_{0.02}Ga_{0.98}N: Mg, $\delta = 1.5$ dla In_{0.13}Ga_{0.13}N: Mg. Spadek wartości δ wraz ze wzrostem koncentracji indu w materiale InGa_{0.98}N: Mg może wskazywać na niewielki wpływ temperatury na przewodność elektryczną materiału InN: Mg.

Przewodność elektryczną dla InN:Mg zarówno w temperaturze pokojowej $\sigma_{p,RT}$, jak i w temperaturze wyższej dla zadanej koncentracji nośników p_{RT} można obliczyć na podstawie wzorów (6.13) i (6.56), które po przekształceniu przyjmują postać ($\sigma_{p,RT}$ [S/m], p_{RT} [cm^{-3}]):

$$\sigma_p(p, T) = \sigma_{p,RT}(p_{RT}) = 9.194 \cdot 10^{-4} \cdot p_{RT}^{0.337} \quad (6.57)$$

AlGaN

Dla azotku glinowo-galowego domieszkowanego krzemem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: Si zależności na parametry elektryczne (6.14) oraz (6.20) (w uproszczonej formule (6.24) z $\delta = \delta(x)$) zostały opracowane na podstawie danych eksperymentalnych odnalezionych w literaturze dla tych materiałów [230, 248–255] i w oparciu o równania wyznaczone dla materiałów binarnych GaN: Si (6.25–6.30) oraz AlN: Si (6.43–6.48).

Koncentracja nośników $n_{RT}(N_{\text{Si}}, x)$ w materiale $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: Si w zależności od koncentracji domieszki krzemowej N_{Si} i zawartości glinu x w temperaturze pokojowej została obliczona, jako interpolacja liniowa pomiędzy wartościami obliczonymi z wzorów $n_{RT}(N_{\text{Si}})$ dla materiałów GaN: Si (wzór 6.25) i AlN: Si (wzór 6.43) (n_{RT} [cm^{-3}], N_{Si} [cm^{-3}]):

$$n_{RT}(N_{\text{Si}}, x) = x \cdot 1.6 \cdot \left[\frac{N_{\text{Si}}}{10^{20}} \right]^{1.81} + [1 - x] \cdot 0.55 \cdot N_{\text{Si}}^{1.01} \quad (6.58)$$

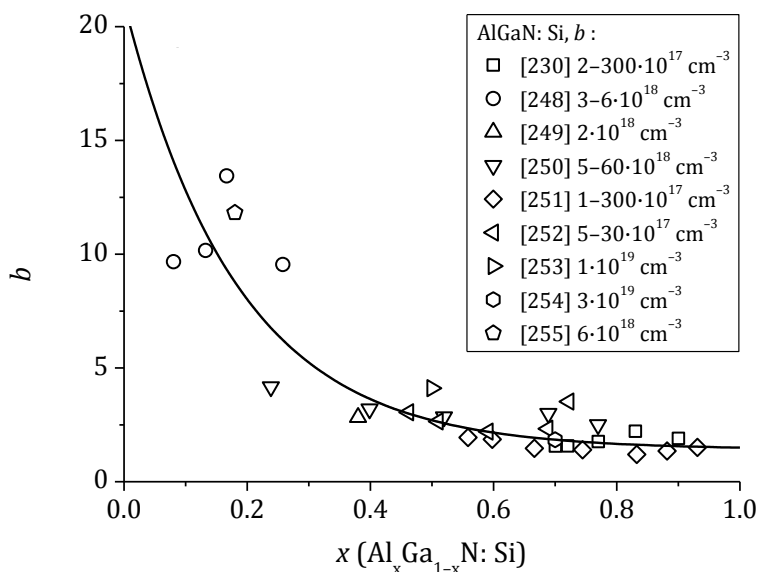
Dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: Si proponowana w niniejszej pracy zależność na ruchliwość nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{n,RT}$ w funkcji ich koncentracji n_{RT} oraz zawartości glinu x ma postać ($\mu_{n,RT}$ [cm^2/Vs], n_{RT} [cm^{-3}]):

$$\mu_{n,RT}(n_{RT}, x) = [1 - x]^{b(x)} \cdot \mu_{n,RT}(n_{RT})_{\text{GaN:Si}} + x \cdot \mu_{n,RT}(n_{RT}), \quad (6.59)$$

gdzie $\mu_{n,RT}(n_{RT})_{\text{GaN:Si}}$ i $\mu_{n,RT}(n_{RT})_{\text{AlN:Si}}$ to równania na ruchliwości nośników w funkcji ich koncentracji dla temperatury pokojowej odpowiednio dla materiałów GaN: Si (wzór 6.26) i AlN: Si (wzór 6.44), zaś $b(x)$ jest parametrem dopasowania opisanym zależnością:

$$b(x) = 1.415 + 19.6 \cdot \exp(-5.455 \cdot x) \quad (6.60)$$

Wzór (6.60) dla $b(x)$ został opracowany na podstawie danych eksperymentalnych $\mu_{n,RT}(x, n_{RT})$ odnalezionych dla materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: Si w pracach [230, 248–255], przy wykorzystaniu równań (6.26), (6.44) i (6.59) (rysunek 6.12).

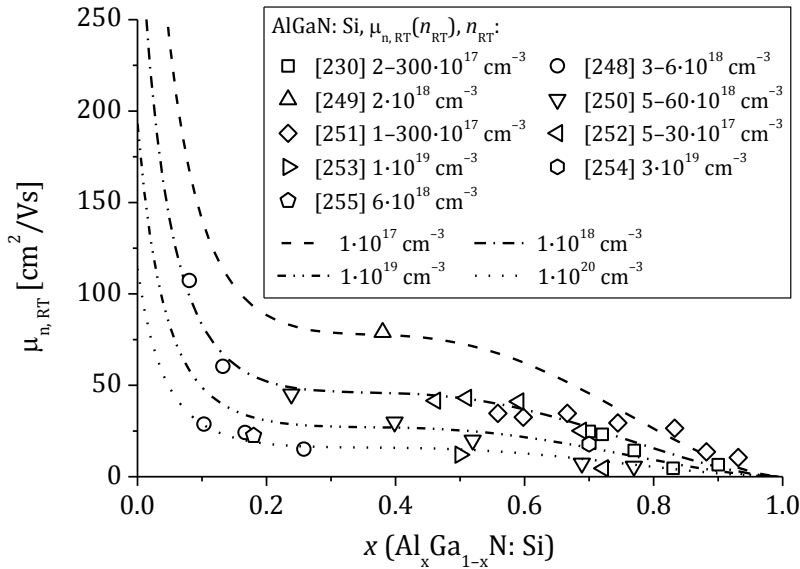


Rysunek 6.12. Obliczone wartości parametru dopasowania b (punkty) dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ na podstawie danych [230, 248–255] i wzorów (6.26), (6.44), (6.59) w funkcji koncentracji glinu x oraz opracowana na ich podstawie zależność 6.60 (linia ciągła) dla równania 6.59.

Punkty zaznaczone na rysunku 6.12 to dokładne wartości parametru dopasowania b , które zostały obliczone niezależnie dla każdej odnalezionej wartości $\mu_{n,RT}(x, n_{RT})$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ w pracach [230, 248–255]. Z uwagi na bardzo małą ilość odnalezionych danych literaturowych dla materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ z niską zawartością glinu $x < 0.3$, które są wykorzystywane w konstrukcjach azotkowych diod laserowych, w celu określenia zależności $b(x)$ opisanej wzorem (6.60) wykorzystano wszystkie dane odnalezione w literaturze, również te dla materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ $x > 0.3$ (rysunek 6.12). Parametry dopasowania b zostały aproksymowane zależnością $b(x)$ opisaną wzorem (6.60). Na rysunku 6.13 linie przedstawiające ruchliwość nośników $\mu_{n,RT}(x)$ w materiale $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ dla różnych ich koncentracji n_{RT} w temperaturze pokojowej zostały obliczone na podstawie wzoru (6.59) ze współczynnikiem dopasowania określonym wzorem (6.60).

Przewodność elektryczną $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ w temperaturze pokojowej $\sigma_{n,RT}$ (rysunek 6.14) dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.14) uwzględniając zależności (6.59) i (6.60). Na rysunku 6.14 zestawiono odnalezione w literaturze dane eksperymentalne wraz z wynikami

obliczeń dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ w zależności od składu molowego x oraz od koncentracji nośników n_{RT} .



Rysunek 6.13. Zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{n,\text{RT}}$ (wzór 6.59) dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ w funkcji składu molowego x oraz koncentracji nośników n_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [230, 248–255] zmierzone eksperymentalnie wartości $\mu_{n,\text{RT}}(x, n_{\text{RT}})$ dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$

Zależność temperaturowa przewodności elektrycznej $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$, którą można opisać równaniem (6.24) ze współczynnikiem temperaturowym zależnym od składu molowego $\delta = \delta(x)$, została opracowana na podstawie danych literaturowych z prac [225, 230, 233]. Współczynnik temperaturowy $\delta(x)$ zmienia się liniowo od -0.18 do 0.11 w granicach $0 \leq x \leq 0.72$:

$$\delta(x) = 0.414 \cdot x - 0.180 \quad (6.61)$$

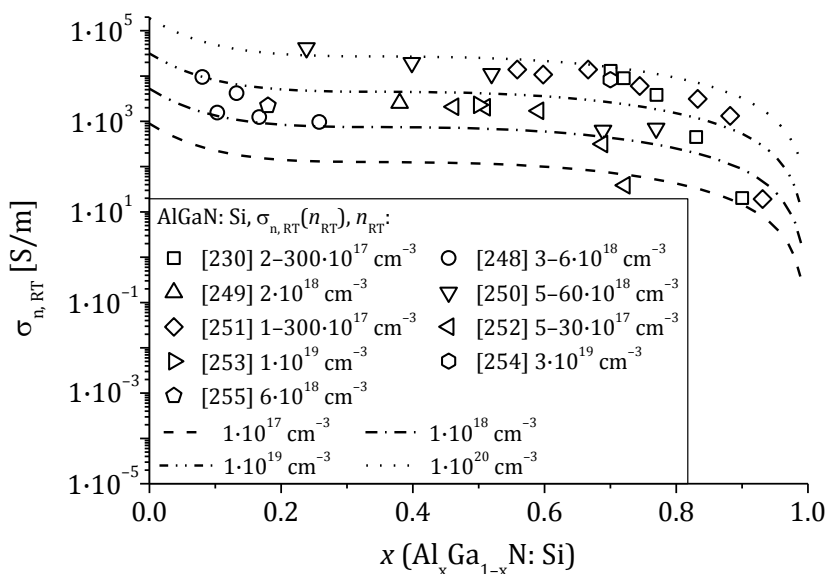
oraz nieliniowo od 0.11 do 8.5 w granicach $0.72 \leq x \leq 1$:

$$\delta(x) = 85.9 \cdot x^2 - 117.8 \cdot x + 40.4 \quad (6.62)$$

Zmiany temperatury w granicach od 300 K do 400 K dla przewodności elektrycznej materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ są znaczące dopiero gdy $x > 0.8$.

Zależność $\sigma_n(n, x, T)$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Si}$ ($0 \leq x \leq 0.72$) przyjmuje ostatecznie przybliżoną postać (σ_n [S/m], n [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_n(n, x, T) = [x \cdot 4.71 \cdot n \cdot \exp(-1.84 \cdot 10^{-17} \cdot n) + 6.67 \cdot 10^5 \cdot n^{0.772} \cdot (1-x)^{1.415+19.6 \cdot \exp(-5.455 \cdot x)}] \cdot 10^{-16} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{0.414 \cdot x - 0.18} \quad (6.63)$$



Rysunek 6.14. Przewodność elektryczna $\sigma_{n,RT}$ obliczona na podstawie wzorów 6.14, 6.59, 6.60 dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Si}$ w temperaturze pokojowej w zależności od zawartości glinu x oraz koncentracji swobodnych nośników n_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [230, 248–255] zmierzone wartości $\sigma_{n,RT}(x, n_{RT})$ dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Si}$

Dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Mg}$ zależności na parametry elektryczne (6.15), (6.21) (w uproszczonej formule (6.24) z $\delta = \delta(x)$) zostały opracowane na podstawie danych eksperymentalnych [256–262] oraz w oparciu o równania wyznaczone dla materiału GaN:Mg (6.37–6.42) i dane odnalezione dla AlN:Mg.

Analogicznie jak dla $n_{RT}(N_{\text{Si}}, x)$ dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Si}$ (wzór 6.58) koncentracja nośników $p_{RT}(P_{\text{Mg}}, x)$ w materiale $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Mg}$ w zależności od koncentracji domieszki magnezowej P_{Mg} i zawartości glinu x w temperaturze

pokojoyej została obliczona, jako interpolacja liniowa pomiędzy wartościami obliczonymi z wzoru $p_{RT}(P_{Mg})$ dla materiału GaN: Mg (wzór 6.37) i danymi odszukanymi w literaturze dla AlN: Mg ($p_{RT} = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) ($p_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $P_{Mg} [\text{cm}^{-3}]$):

$$p_{RT}(P_{Mg}, x) = x \cdot 2 \cdot 10^{11} + [1 - x] \cdot 0.65 \cdot 10^4 \cdot P_{Mg}^{0.71} \quad (6.64)$$

Dla materiału $Al_xGa_{1-x}N$: Mg w temperaturze pokojowej zależność na ruchliwość nośników $\mu_{n, RT}$ w funkcji ich koncentracji n_{RT} oraz zawartości glinu x ma postać ($\mu_{p, RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $p_{RT} [\text{cm}^{-3}]$):

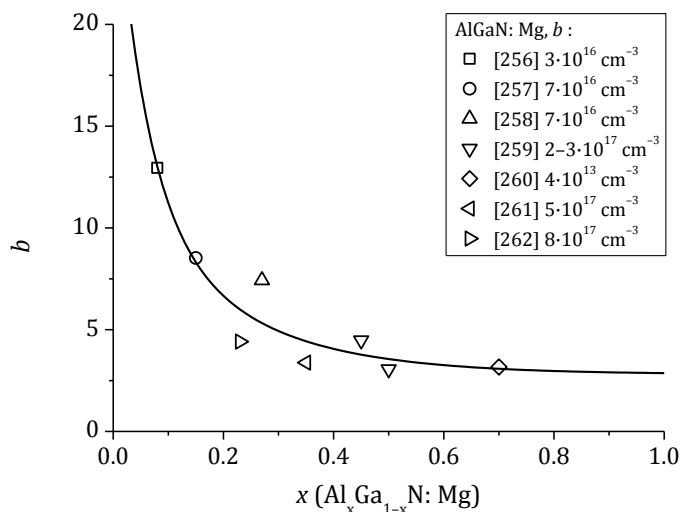
$$\mu_{p, RT}(p_{RT}, x) = [1 - x]^{b(x)} \cdot \mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{GaN: Mg}} \quad (6.65)$$

gdzie $\mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{GaN: Mg}}$ to ruchliwość nośników w materiale GaN: Mg (wzór 6.38), zaś $b(x)$ jest parametrem dopasowania opisanym zależnością (patrz rys. 6.15):

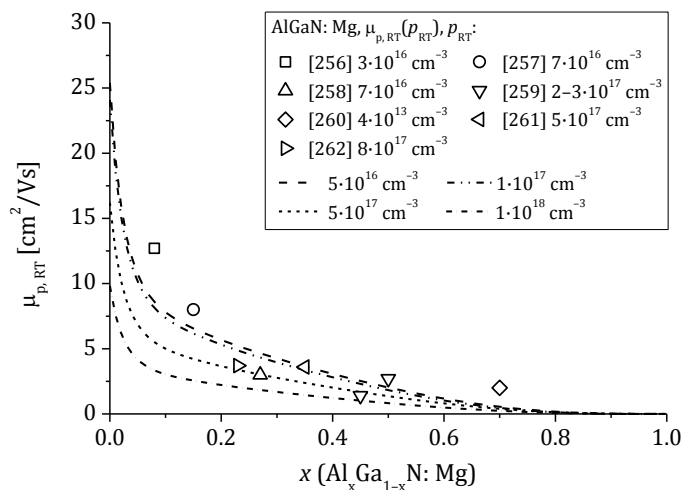
$$b(x) = 28.86 - 16.79 \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-x}{0.055}\right)\right] - 9.26 \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-}{0}\right)\right] \quad (6.66)$$

Wzór (6.66) dla $b(x)$ dla $Al_xGa_{1-x}N$: Mg został opracowany w analogiczny sposób do wzoru (6.60) dla $Al_xGa_{1-x}N$: Si przy wykorzystaniu równań (6.38) i (6.65) na podstawie danych eksperymentalnych $\mu_{p, RT}(x, p_{RT})$ odnalezionych w pracach [256–262] dla materiałów $Al_xGa_{1-x}N$: Mg. Punkty zaznaczone na rysunku 6.15 to dokładne wartości parametru dopasowania b obliczone niezależnie dla każdej odnalezionej wartości $\mu_{p, RT}(x, p_{RT})$ w pracach [256–262] dla $Al_xGa_{1-x}N$: Mg. Parametry dopasowania b zostały aproksymowane zależnością $b(x)$ opisaną wzorem (6.66). Na rysunku 6.16 linie przedstawiające ruchliwość nośników $\mu_{p, RT}(x)$ w materiale $Al_xGa_{1-x}N$: Mg dla różnych ich koncentracji p_{RT} w temperaturze pokojowej zostały obliczone na podstawie wzoru (6.65) ze współczynnikiem dopasowania określonym wzorem (6.66).

Przewodność elektryczną $\sigma_{n, RT}$ materiału $Al_xGa_{1-x}N$: Mg w temperaturze pokojowej (rysunek 6.17) dla zadanej koncentracji nośników p_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.15) uwzględniając zależności (6.65) i (6.66). Na rysunku 6.17 zestawiono odnalezione w literaturze dane eksperymentalne wraz z wynikami obliczeń dla materiału $Al_xGa_{1-x}N$: Mg w zależności od składu molowego x oraz od koncentracji nośników p_{RT} .



Rysunek 6.15. Obliczone wartości parametru dopasowania b (punkty) dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N: Mg}$ na podstawie danych [256–262] i wzorów (6.38), (6.65) w funkcji koncentracji glinu x oraz opracowana na ich podstawie zależność 6.66 (linia ciągła) dla równania 6.65



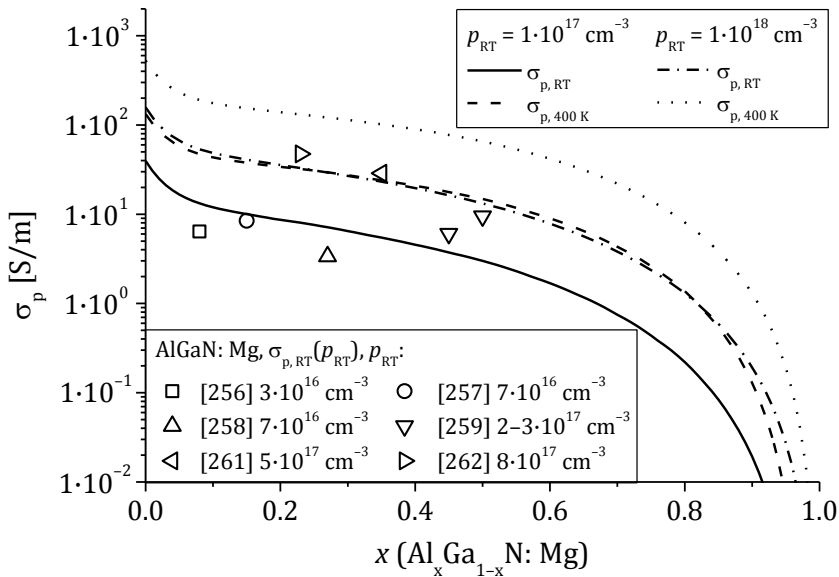
Rysunek 6.16. Zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{p,RT}$ (wzór 6.65) dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N: Mg}$ w funkcji składu molowego x oraz koncentracji nośników p_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [256–262] zmierzone eksperymentalnie wartości $\mu_{p,RT}(x, p_{RT})$ dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N: Mg}$

Dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ zależność temperaturowa przewodności elektrycznej, którą można opisać równaniem (6.24) ze współczynnikiem temperaturowym zależnym od składu molowego $\delta = \delta(x)$, została opracowana na podstawie danych literaturowych z prac [218, 234, 235, 256, 260]. Współczynnik temperaturowy $\delta(x)$ zmienia się liniowo od 4.2 do 9.8 zgodnie z równaniami:

$$\delta(x \leq 0.7) = 2.7 \cdot x + 4.2 \quad (6.67)$$

$$\delta(x \geq 0.7) = 12.2 \cdot x - 2.4 \quad (6.68)$$

Zmiany temperatury w granicach od 300 K do 400 K powodują bardzo duży wzrost przewodności elektrycznej materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ (rysunek 6.17).



Rysunek 6.17. Przewodność elektryczna $\sigma_{p,RT}$ obliczona na podstawie wzorów 6.15, 6.65, 6.66 dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ w temperaturze pokojowej w zależności od zawartości glinu x oraz koncentracji swobodnych nośników p_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [256–262] zmierzone wartości $\sigma_{p,RT}(x, p_{RT})$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$

Zależność $\sigma_p(p, x, T)$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ ($0 \leq x \leq 0.7$) przyjmuje ostatecznie przybliżoną postać (σ_p [S/m], p [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_p(p, x, T) = \left[4.277 \cdot 10^{-16} \cdot p \cdot \exp(-p \cdot 10^{-18}) \cdot (1-x)^{28.86-16.79 \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-x}{0.055}\right)\right] - 9.26 \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-x}{0.2}\right)\right]} \right] \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{2.7 \cdot x + 4.2} \quad (6.69)$$

InGaN

Dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$: Si zależności na parametry elektryczne (6.16) oraz (6.24) z $\delta = \delta(y)$ zostały opracowane na podstawie danych eksperymentalnych z prac [263, 264] oraz w oparciu o równania wyznaczone dla GaN: Si (6.25–6.30) i InN: Si (6.50–6.54).

Koncentracja nośników $n_{\text{RT}}(N_{\text{Si}}, y)$ w materiale $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$: Si w zależności od koncentracji domieszki krzemowej N_{Si} i zawartości indu y w temperaturze pokojowej została obliczona, jako interpolacja liniowa pomiędzy wartościami obliczonymi z wzoru $n_{\text{RT}}(N_{\text{Si}})$ dla materiału GaN: Si (wzór 6.25) oraz przyjętego w pracy w oparciu o dane literaturowe [236–241] równania $n_{\text{RT}} = N_{\text{Si}}$ dla InN: Si (n_{RT} [cm^{-3}], N_{Si} [cm^{-3}]):

$$n_{\text{RT}}(N_{\text{Si}}, y) = y \cdot N_{\text{Si}} + [1 - y] \cdot 0.55 \cdot N_{\text{Si}}^{1.01} \quad (6.70)$$

Dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$: Si proponowana w niniejszej pracy zależność na ruchliwość nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{n, \text{RT}}$ w funkcji ich koncentracji n_{RT} oraz zawartości indu y ma postać ($\mu_{n, \text{RT}}$ [cm^2/Vs], n_{RT} [cm^{-3}]):

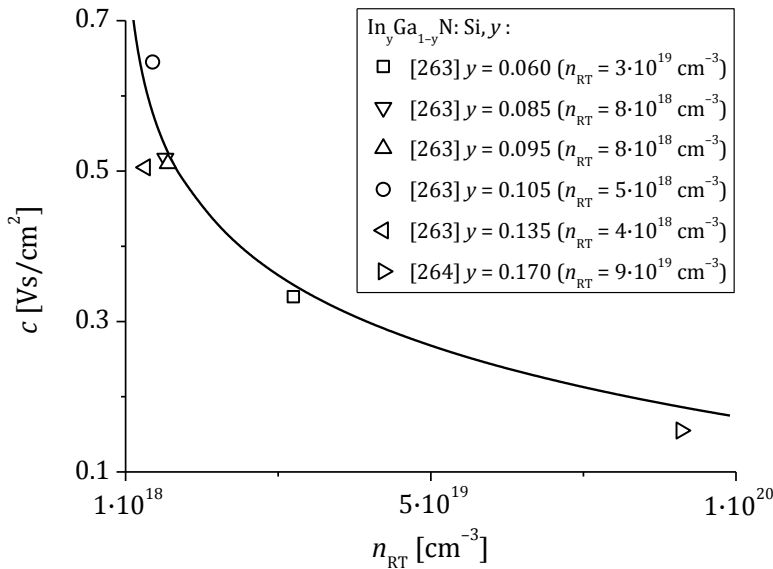
$$\mu_{n, \text{RT}}(n_{\text{RT}}, y)^{-1} = \frac{y}{\mu_{n, \text{RT}}(n_{\text{RT}})_{\text{InN: Si}}} + \frac{1-y}{\mu_{n, \text{RT}}(n_{\text{RT}})_{\text{GaN: Si}}} + c(n_{\text{RT}}) \cdot y \cdot [1-y] \quad (6.71)$$

gdzie $\mu_{n, \text{RT}}(n_{\text{RT}})_{\text{GaN: Si}}$ i $\mu_{n, \text{RT}}(n_{\text{RT}})_{\text{InN: Si}}$ to równania na ruchliwości nośników w funkcji ich koncentracji dla temperatury pokojowej odpowiednio dla materiałów GaN: Si (wzór 6.26) i InN: Si (wzór 6.50), zaś $c(n_{\text{RT}})$ jest parametrem dopasowania opisanym zależnością (patrz rys. 6.18):

$$c(n_{\text{RT}}) = 6.532 - 0.138 \cdot \ln(n_{\text{RT}}) \quad (6.72)$$

Wzór (6.72) opracowano na podstawie danych eksperymentalnych $\mu_{n, \text{RT}}(y, n_{\text{RT}})$ odnalezionych dla materiałów $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$: Si w pracach [263, 264],

wykorzystując równania (6.26), (6.50) i (6.71) (rysunek 6.18). Punkty zaznaczone na rysunku 6.18 to wartości parametru dopasowania c , które zostały obliczone niezależnie dla każdej odnalezionej wartości $\mu_{n,RT}(y, n_{RT})$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ w pracach [263,264]. Parametry dopasowania c zostały aproksymowane zależnością $c(n_{RT})$ opisaną wzorem (6.72).



Rysunek 6.18. Obliczone wartości parametru dopasowania c (punkty) dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ na podstawie danych [263, 264] i wzorów (6.26), (6.50), (6.71) w funkcji koncentracji swobodnych nośników n_{RT} oraz opracowana na ich podstawie zależność 6.72 (linia ciągła) dla równania 6.71

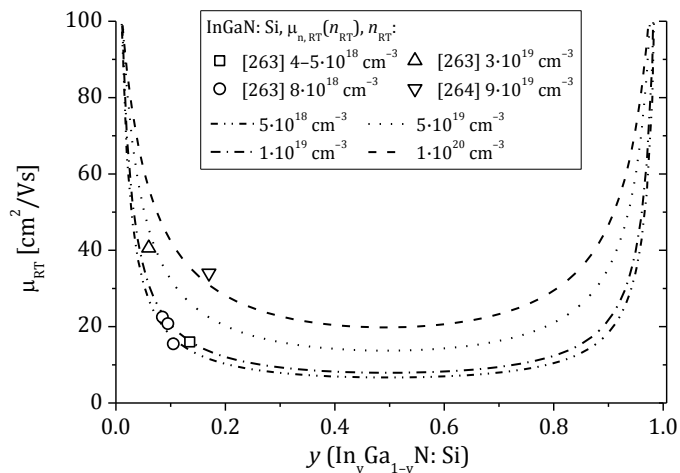
Na rysunku 6.19 linie przedstawiające ruchliwość nośników $\mu_{n,RT}(y)$ w materiale $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ dla różnych ich koncentracji n_{RT} w temperaturze pokojowej zostały obliczone na podstawie wzoru (6.71) ze współczynnikiem dopasowania $c(x)$ określonym wzorem (6.72).

Przewodność elektryczną $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ w temperaturze pokojowej $\sigma_{n,RT}$ (rysunek 6.20) dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.16) uwzględniając zależności (6.71) i (6.72).

Zależność temperaturowa przewodności elektrycznej $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$, którą można opisać równaniem (6.24) ze współczynnikiem temperaturowym zależnym od koncentracji indu, tj. $\delta = \delta(y)$, została opracowana, jako

interpolacja liniowa współczynników δ określonych dla materiałów binarnych InN: Si ($\delta = -0.22$) oraz GaN: Si ($\delta = -0.18$):

$$\delta(y) = -0.04 \cdot y - 0.18 \quad (6.73)$$

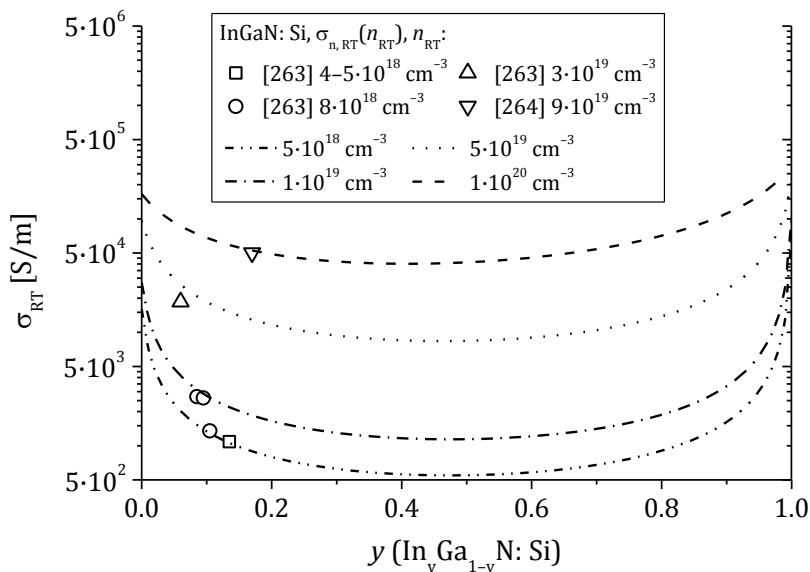


Rysunek 6.19. Zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{n,RT}$ (wzór 6.71) dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ w funkcji zawartości indy y oraz koncentracji nośników n_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [263, 264] zmierzone eksperymentalnie wartości $\mu_{n,RT}(y, n_{RT})$ dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$

Jak widać z równania (6.73) zmiany temperatury w granicach od 300 K do 400 K nie wpływają znacząco na wartość przewodności elektrycznej materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ niezależnie od jego składu molowego. Przyjęta w niniejszej pracy zależność $\sigma_n(n, y, T)$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ przyjmuje ostatecznie postać (σ_n [S/m], n [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_n(n, y, T) = \left\{ \frac{y}{2.753 \cdot 10^{13} \cdot n^{-0.559}} + \frac{1-y}{4.164 \cdot 10^6 \cdot n^{-0.228}} + [6.532 - 0.138 \cdot \ln(n)] \cdot y \cdot [1-y] \right\}^{-1} \cdot 1.602 \cdot 10^{-17} \cdot n \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-0.04 \cdot y - 0.18}$$

(6.74)



Rysunek 6.20. Przewodność elektryczna $\sigma_{n,RT}$ obliczona na podstawie wzorów 6.16, 6.71, 6.72 dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ w temperaturze pokojowej w zależności od zawartości indu y i koncentracji swobodnych nośników n_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [263, 264] zmierzone wartości $\sigma_{n,RT}(y, n_{RT})$ dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$

Zależności na parametry elektryczne (6.17) i (6.24) z $\delta = \delta(y)$ dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$ opracowano na podstawie danych eksperymentalnych [265, 266] oraz w oparciu o równania wyznaczone dla $\text{GaN}:\text{Mg}$ (6.37–6.42) i $\text{InN}:\text{Mg}$ (6.55–6.57).

W materiale $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$ koncentracja nośników $p_{RT}(P_{\text{Mg}}, y)$ w zależności od koncentracji domieszki magnezowej P_{Mg} i zawartości indu y w temperaturze pokojowej została obliczona, jako interpolacja liniowa pomiędzy wartościami obliczonymi z wzorów $p_{RT}(P_{\text{Mg}})$ dla materiałów $\text{GaN}:\text{Mg}$ (wzór 6.37) i $\text{InN}:\text{Mg}$ (wzór 6.55) ($p_{RT} [\text{cm}^{-3}]$, $P_{\text{Mg}} [\text{cm}^{-3}]$):

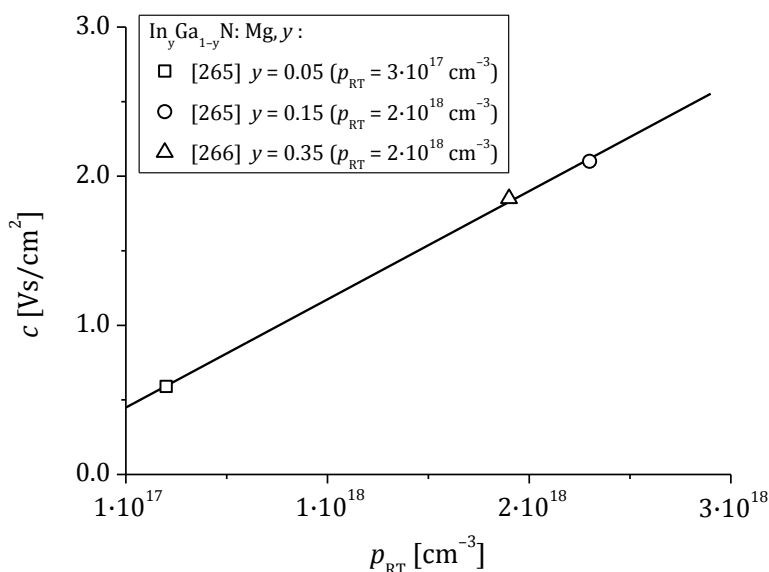
$$p_{RT}(P_{\text{Mg}}, y) = y \cdot 7.392 \cdot 10^9 \cdot P_{\text{Mg}}^{0.439} + [1 - y] \cdot 0.65 \cdot 10^4 \cdot P_1 \quad (6.75)$$

W temperaturze pokojowej dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$ zależność na ruchliwość nośników $\mu_{p,RT}$ w funkcji ich koncentracji p_{RT} oraz zawartości indu y ma postać analogiczną do opracowanego wzoru (6.71) na ruchliwość nośników $\mu_{n,RT}$ w $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Si}$ ($\mu_{p,RT} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$, $p_{RT} [\text{cm}^{-3}]$):

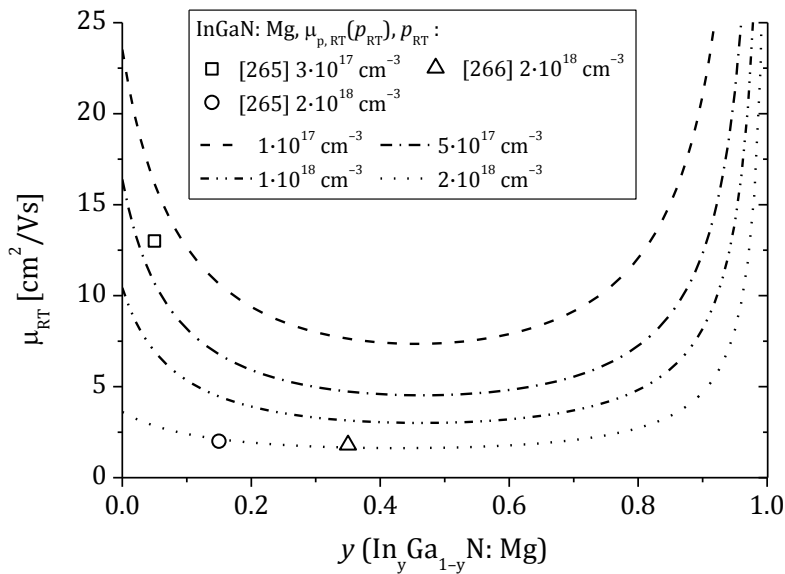
$$\mu_{p, RT}(p_{RT}, y)^{-1} = \frac{y}{\mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{InN: Mg}}} + \frac{1-y}{\mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{GaN: Mg}}} + c(p_{RT}) \cdot y \cdot [1-y] \quad (6.76)$$

gdzie $\mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{GaN: Mg}}$ oraz $\mu_{p, RT}(p_{RT})_{\text{InN: Mg}}$ to równania na ruchliwości nośników w funkcji ich koncentracji dla temperatury pokojowej odpowiednio dla materiałów GaN: Mg (wzór 6.38) i InN: Si (wzór 6.56), zaś $c(p_{RT})$ jest parametrem dopasowania opisanym zależnością (patrz rys. 6.21):

$$c(p_{RT}) = 0.377 + 7.256 \cdot 10^{-19} \cdot p_{RT} \quad (6.77)$$



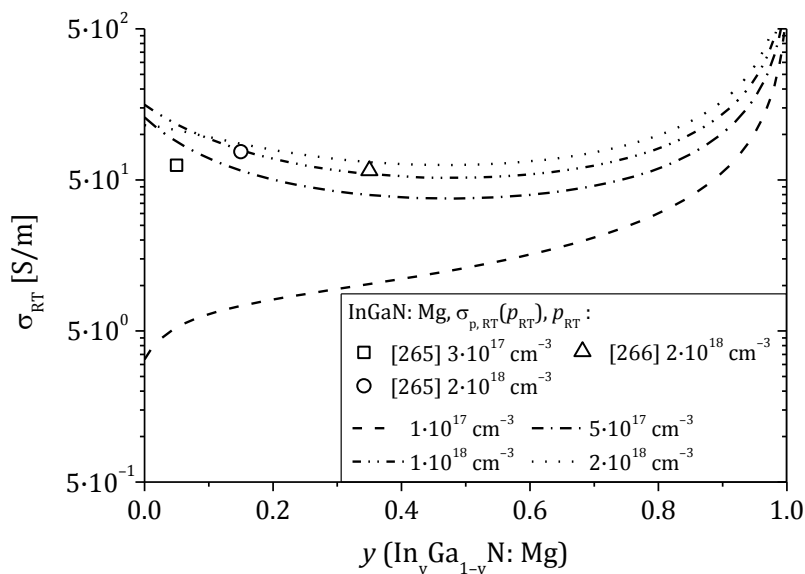
Rysunek 6.21. Obliczone wartości parametru dopasowania c (punkty) dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N: Mg}$ na podstawie danych [265, 266] i wzorów (6.38), (6.56), (6.76) w funkcji koncentracji swobodnych nośników p_{RT} oraz opracowana na ich podstawie zależność 6.77 (linia ciągła) dla równania 6.76



Rysunek 6.22. Zależność ruchliwości nośników w temperaturze pokojowej $\mu_{p,RT}$ (wzór 6.76) dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$ w funkcji zawartości indu y oraz koncentracji nośników p_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [265, 266] zmierzone eksperymentalnie wartości $\mu_{p,RT}(y, p_{RT})$ dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$

Wzór (6.77) został opracowany w oparciu o dane eksperymentalne $\mu_{p,RT}(y, p_{RT})$ odnalezione dla materiałów $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$ w pracach [265, 266] wykorzystując równania (6.38), (6.56) i (6.76) (rysunek 6.21). Punkty zaznaczone na rysunku 6.21 to wartości parametru dopasowania c obliczone niezależnie dla każdej wartości $\mu_{p,RT}(y, p_{RT})$ odnalezionej w pracach [265, 266] dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$. Parametry dopasowania $c(p_{RT})$ zostały przybliżone zależnością (6.72). Na rysunku 6.22 linie przedstawiające ruchliwość nośników $\mu_{p,RT}(y)$ w materiale $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$ dla różnych ich koncentracji p_{RT} w temperaturze pokojowej zostały obliczone na podstawie wzoru (6.76) ze współczynnikiem $c(p_{RT})$ określonym wzorem (6.77).

Dla temperatury pokojowej przewodność elektryczną $\sigma_{p,RT}$ materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N:Mg}$ (rysunek 6.23) dla zadanej koncentracji nośników n_{RT} można obliczyć na podstawie wzoru (6.17) uwzględniając zależności (6.76) i (6.77).



Rysunek 6.23. Przewodność elektryczna $\sigma_{p,RT}$ obliczona na podstawie wzorów 6.38, 6.56, 6.76 dla materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$ w temperaturze pokojowej w zależności od zawartości indu y oraz koncentracji swobodnych nośników p_{RT} . Na rysunku zaznaczono również odnalezione w literaturze [265, 266] zmierzone wartości $\sigma_{p,RT}(y, p_{RT})$ dla warstw materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$

Zależność temperaturowa przewodności elektrycznej $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$, którą można opisać równaniem (6.24) ze współczynnikiem temperaturowym zależnym od koncentracji indu, tj. $\delta = \delta(y)$, została opracowana dla $0 \leq y \leq 0.13$ na podstawie prac [218, 247]:

$$\delta(y) = 4.2 - 21.3 \cdot y \quad (6.78)$$

Jak widać z równania (6.78) zmiany temperatury w granicach od 300 K do 400 K znacząco wpływają na wartość przewodności elektrycznej materiału $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$, przy czym wpływ ten maleje wraz ze wzrostem zawartości indu od $\delta = 4.2$ ($y = 0$) do $\delta = 1.43$ ($y = 0.13$).

Przyjęta w niniejszej pracy zależność $\sigma_p(p, y, T)$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}:\text{Mg}$ ($y \leq 0.13$) przyjmuje ostatecznie postać (σ_p [S/m], p [cm^{-3}], T [K]):

$$\sigma_p(p, y, T) = \left\{ \frac{y}{5.739 \cdot 10^{13} \cdot p^{-0.663}} + \frac{1-y}{26.7 \cdot \exp(-p/10^{18})} + [0.377 + 7.256 \cdot 10^{-19} \cdot p] \cdot y \cdot [1-y] \right\}^{-1} \cdot 1.602 \cdot 10^{-17} \cdot p \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{4.2-21.3 \cdot y}$$

(6.79)

AlInGaN

W literaturze niewiele jest prac poświęconych czteroskładnikowym materiałom AlInGaN i dlatego niewiele wiadomo o parametrach elektrycznych tych materiałów. Podana w pracy Li *et al.* [267] przewodność elektryczna otrzymanego metodą MOCVD niedomieszkowanego kryształu $\text{Al}_{0.124}\text{In}_{0.026}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ z koncentracją nośników $n_{\text{RT}} = 3.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ o bardzo dużej ruchliwości $\mu_{\text{RT}} = 236 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ wynosi $\sigma_{\text{RT}} = 1360 \text{ S/m}$ (dla 300 K). Podobnie jak dla AlInGaN o przewodnictwie typu n również niewiele prac można odnaleźć dla materiałów AlInGaN o przewodnictwie typu p . Dla otrzymanego metodą MOCVD domieszkowanego magnezem kryształu InAlGaN: Mg (o nie podanym składzie molowym) zmierzona w temperaturze pokojowej przewodność elektryczna wynosi $\sigma_{\text{RT}} = 10 \text{ S/m}$. Wyznaczono ją przy koncentracji dziur $p_{\text{RT}} = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ o ruchliwości $\mu_{\text{RT}} = 5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [267].

Supersieci wykonane na bazie materiałów III-N

Warstwy okładkowe typu n w konstrukcjach krawędziowych laserów azotkowych z uwagi na potrzebę zmniejszenia naprężeń w warstwach epitaksjalnych, w tym przede wszystkim w ich obszarach czynnych, były dosyć często wykonywane z supersieci o krótkim okresie SPSL (ang. *Short Period Superlattice*) z materiałów AlGaN/GaN [82, 83], AlGaN/AlGaN [74], AlInN/GaN

[85]. Dla tych struktur wykonanych z wymienionych wyżej materiałów najczęściej brakuje danych literaturowych na temat ich parametrów elektrycznych.

Odnalezione w literaturze informacje o supersieciach o przewodnictwie elektrycznym typu n wykonanych z materiałów grupy III-N (niedomieszkowanych lub domieszkowanych krzemem) ograniczają się tylko do kombinacji warstw AlN/Al(In)GaN, które znajdują zastosowanie w UV-LED. W pracach Zhang *et al.* [268] i Chen *et al.* [269] zostały przedstawione parametry elektryczne supersieci, o 10 okresach i grubości 32 nm każdy, wykonanych z warstw AlN/Al_{0.2}GaN. Dla temperatury pokojowej przewodność elektryczna tej struktury σ_{RT} była w granicach $4.2\text{--}6.5 \cdot 10^3$ S/m ($n_{RT} = 2.5\text{--}3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $\mu_{RT} = 87\text{--}161$ cm²/Vs) w zależności od naprężeń wprowadzanych przez różne układy warstw podłożowych, na których ona rosła. Parametry elektryczne supersieci domieszkowanych krzemem wykonanych z warstw AlN/Al_{0.2}In_yGaN: Si ($y < 0.01$) o grubościach odpowiednio 1.25 nm i 0.5 nm zostały przedstawione w pracy Kipshidze *et al.* [270] Przewodność elektryczna w temperaturze pokojowej tej struktury z koncentracją nośników $n_{RT} = 3 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ o ruchliwości $\mu_{RT} = 10\text{--}20$ cm²/Vs wynosi $\sigma_{RT} = 5\text{--}10 \cdot 10^3$ S/m.

Przewodność elektryczna w temperaturze pokojowej σ_{RT} wszystkich supersieci wykonanych z warstw AlN/Al(In)GaN (Al = 20%, In < 1%) typu n [268–270] wynosi $10^3\text{--}10^4$ S/m i wielokrotnie przewyższa przewodność elektryczną materiału AlN typu n (0.2–12 S/m [229–232]) oraz jest porównywalna z przewodnością elektryczną materiału AlGaN: Si (Al = 10%–20%) typu n (rysunek 6.14) [248, 255].

Warstwy okładkowe typu p wykonywane z pojedynczych warstw materiałów AlGaN są czasami zastępowane strukturami SPSL w konstrukcjach krawędziowych laserów azotkowych w celu poprawy parametrów elektrycznych tych przyrządów. SPSL typu p stosowane w laserach azotkowych wykonane są z materiałów AlGaN/GaN [82–83], AlGaN/AlGaN [74] lub InGaN/InAlGaN [73, 87]. W literaturze brakuje informacji na temat parametrów elektrycznych struktur SPSL wykonanych z materiałów InGaN/InAlGaN: Mg.

W pracy Kipshidze *et al.* [270] przedstawione są parametry elektryczne supersieci 1.25 nm/0.5 nm AlN/Al_{0.2}In_yGaN: Mg ($y < 0.01$) zastosowanej w UV-LED. Dla tej struktury koncentracja nośników o ruchliwości $\mu_{RT} = 3\text{--}4$ cm²/Vs wynosi $p_{RT} = 0.7\text{--}1.1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³. Stąd otrzymano przewodność elektryczną σ_{RT} , która wynosi ok. 50 S/m w temperaturze pokojowej. Jest to bardzo wysoka wartość biorąc pod uwagę to, że materiał AlN: Mg

w temperaturze pokojowej jest izolatorem elektrycznym ($\sigma_{p, RT} = 3 \cdot 10^{-5}$ S/m [234]), zaś przewodność elektryczna warstw AlGaN: Mg (Al \leq 20%) [256, 257] nie przekracza wartości 10 S/m (rysunek 6.17). Uzyskana przewodność σ_{RT} ok. 50 S/m dla SPSL w pracy [270] jest porównywalna z najwyższą z odszukanych w literaturze wartości σ_{RT} dla warstw AlGaN: Mg tj. $\sigma_{RT} = 47$ S/m dla AlGaN: Mg (Al = 23%) [262]. W tej pracy (Allerman *et al.* [262]) zostały zbadane również parametry elektryczne SPSL Al_{0.23}GaN/AlN: Mg. Dla koncentracji domieszki magnezowej równej $2.7 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ zmierzona przewodność elektryczna wynosiła $\sigma_{RT} = 12.5$ S/m tj. ok. 4-krotnie mniej niż dla pojedynczej warstwy Al_{0.23}GaN: Mg.

Parametry elektryczne supersieci wykonanych z kombinacji materiałów AlGaN/GaN: Mg, które można spotkać w konstrukcjach BV-LD oraz BV-LED przedstawione zostały w kilku pracach [271–273]. W pracy Sheu *et al.* [271] przewodność elektryczna supersieci wykonanych z materiałów Al_{0.15}GaN/GaN: Mg (o grubościach warstw 16 nm/8 nm) z koncentracją nośników $p_{RT} = 3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ o ruchliwości $\mu_{RT} = 5$ cm²/Vs wynosi ok. $\sigma_{RT} = 240$ S/m. Jest to wartość znacząco wyższa od odpowiedniej wartości dla GaN: Mg równej $\sigma_{RT} = 100$ S/m (przy $p_{RT} = 3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³) znalezionej w pracy [226] (rysunek 6.11) oraz wielokrotnie wyższa od odnalezionych wartości $\sigma_{RT} < 10$ S/m dla AlGaN: Mg (Al \leq 20%) [256, 257] (rysunek 6.17). Praca Li *et al.* [272] przedstawia różnice pomiędzy parametrami elektrycznymi supersieci wykonanych z 20 okresów warstw AlGaN/GaN (o nie podanym składzie i grubościach warstw) domieszkowanymi magnezem na dwa różne sposoby – modulacyjnie (mMg) oraz skokowo (δ Mg). Przewodność elektryczna supersieci AlGaN/GaN: mMg oraz AlGaN/GaN: δ Mg wynosi odpowiednio $\sigma_{RT} = 140$ S/m ($p_{RT} = 2.8 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $\mu_{RT} = 3$ cm²/Vs) oraz $\sigma_{RT} = 270$ – 300 S/m ($p_{RT} = 3.8$ – $5.8 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $\mu_{RT} = 3.2$ – 4.5 cm²/Vs). Analizując te wyniki widać, że sposób domieszkowania ma bardzo silny wpływ na parametry elektryczne uzyskanych struktur supersieci typu *p* wykonanych z materiałów AlGaN/GaN, a ich przewodności elektryczne mogą być wielokrotnie wyższe od odpowiednich przewodności pojedynczych warstw materiałów AlGaN: Mg (rysunek 6.17) lub GaN: Mg (rysunek 6.11).

Zaskakujący, zupełnie odwrotny efekt do tego przedstawionego w pracach [271–272] uzyskano w pracy Hu *et al.* [273] dla supersieci wykonanych ze 100 okresów (3 nm/3 nm) warstw Al_{0.11}GaN/GaN: Mg. Dla takiej struktury pokazano bardzo niską wartość przewodności elektrycznej zmierzonej w kierunku pionowym w temperaturze pokojowej $\sigma_{V, RT} = 1.35 \cdot 10^{-3}$ S/m. Uzyskana wartość jest wielokrotnie niższa od typowych

wartości odszukanych w literaturze dla materiałów AlGaIn: Mg (rysunek 6.17) oraz GaIn: Mg (rysunek 6.11).

Dla supersieci InGaIn/GaIn: Mg w pracy Liu *et al.* [274] przedstawiono zależność przewodności elektrycznej zmierzonej w temperaturze pokojowej σ_{RT} od składu molowego warstw InGaIn. Wartość σ_{RT} rosła nieliniowo w granicach od 100 S/m do 275 S/m wraz ze wzrostem zawartości indu 2%–7% w InGaIn. Są to wartości znacząco wyższe od tych odnalezionych dla pojedynczych warstw materiału InGaIn: Mg (rysunek 6.23). Przykładowo dla In_{0.05}Ga_{0.95}In: Mg podana w pracy [265] wartość $\sigma_{RT} = 62$ S/m jest ponad 3-krotnie niższa od wartości $\sigma_{RT} = 200$ S/m oszacowanej na podstawie pracy [274].

Podsumowując, brakuje informacji na temat parametrów elektrycznych dla większości struktur SPSL wykonanych z materiałów grupy III-N stosowanych w krawędziowych laserach azotkowych. Z uwagi na silny wpływ sposobu domieszkowania oraz wykonania tych struktur na ich przewodność elektryczną bardzo trudno podjąć się szacowania ich parametrów elektrycznych bez znajomości wyników dokładnych pomiarów eksperymentalnych.

Inne materiały

Tabela 6.2. Przewodności elektryczne σ_{RT} (300 K) wybranych materiałów

Materiał	σ_{RT} [S/m]	Literatura
Ag (lut – pasta srebrna)	$6.1 \cdot 10^7$	[143]
AuSn (lut)	$8.3 \cdot 10^6$	[145]
PbSn (lut)	$6 \cdot 10^6$	[143]
In (lut)	$1.02 \cdot 10^7$	[144]
Au (elektroda)	$4.4 \cdot 10^7$	[144]
SiO ₂ (oksydacja)	10^{-7}	[143]
ZrO ₂ (oksydacja)	10^{-6}	[143]
Cu (chłodnica)	$5.9 \cdot 10^7$	[144]

W tabeli 6.2 przedstawiono wybrane do obliczeń wartości przewodności elektrycznych w temperaturze pokojowej σ_{RT} pozostałych materiałów, z których zostały wykonane: luty, w tym pasta srebrna (Ag), ind (In) oraz eutektyki AuSn i PbSn; warstwy tlenkowe in. oksydacje ditlenek

krzemu (SiO_2) i tlenek cyrkonu (ZrO_2); złoto (Au) oraz miedź (Cu). Z uwagi na niewielki wpływ na uzyskane wyniki obliczeń nie uwzględniono w nich zmian temperaturowych przewodności elektrycznych materiałów zgromadzonych w tabeli 6.2.

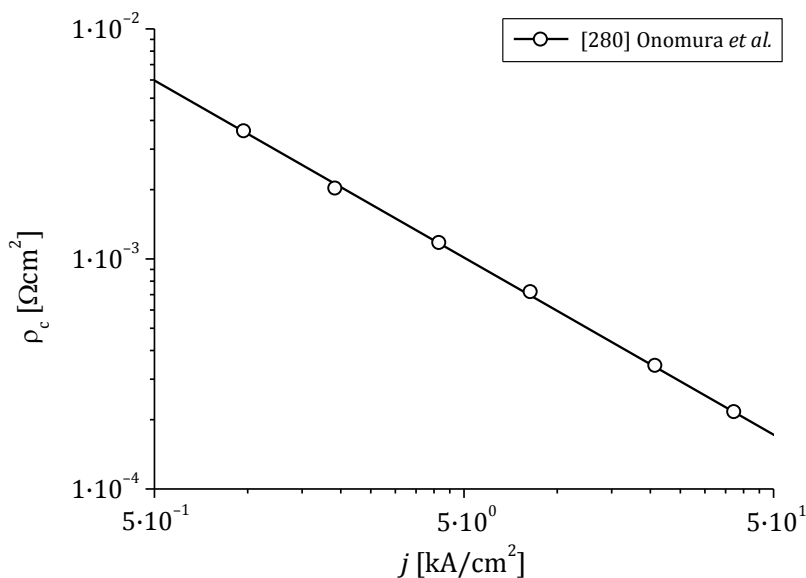
Oporność powierzchniowa kontaktów

Kontakty typu p o wysokiej oporności powierzchniowej ρ_c są źródłem znaczącego spadku napięcia zasilającego w azotkowych diodach laserowych, przez co również stanowią źródło ciepła Joule'a. Ilość wydzielonego ciepła Joule'a zgodnie z wzorem 5.3 zależy od oporności elektrycznej danej warstwy oraz (w kwadracie) od gęstości prądu przez nią przepływającego, a więc również od powierzchni kontaktu elektrycznego. W krawędziowych laserach azotkowych z falowodem grzbietowym i kontaktem elektrycznym typu n umieszczonym od spodu podłoża GaN (o konstrukcji przedstawionej na rysunku 4.2b w rozdziale *Struktura lasera azotkowego*) powierzchnia kontaktu elektrycznego po stronie p jest o ok. 2 rzędy wielkości mniejsza od powierzchni kontaktu typu n .

Wartości oporności powierzchniowej ρ_c kontaktów nanoszonych na podłoże GaN typu n są zazwyczaj na tyle niskie, że nie powodują znaczącego spadku napięcia zasilającego w konstrukcjach azotkowych diod laserowych oraz wydzielania znacząco dużych ilości ciepła. Dzięki względnie dużej ruchliwości elektronów w materiale GaN typu n wykonanie kontaktu typu n o niskiej oporności powierzchniowej nie stanowi problemu w technologii azotkowej. Elektrody typu n bardzo często są wykonane z metalizacji Ti/Al lub Ti/Au, Wartości literaturowe tych oporności powierzchniowych zależą m.in. od warunków przeprowadzonej obróbki termicznej i zawierają się w bardzo szerokim przedziale wartości $\rho_c = 4 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ [275–277]. Typowe wartości ρ_c dla kontaktu typu n w laserach azotkowych są wynoszą $10^{-5} - 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$. W niniejszej pracy dla modelowanych laserów przyjęto, że oporność powierzchniowa ich kontaktów typu n wykonanych z metalizacji Ti/Al lub Ti/Au wynosi $\rho_c = 5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$.

Wykonanie kontaktów omowych typu p o niskiej powierzchniowej oporności elektrycznej w azotkowych diodach laserów jest trudniejsze niż wykonanie odpowiednich kontaktów typu n m.in. z uwagi na bardzo niską ruchliwość dziur w materiale (Al)GaN typu p . Wykorzystanie bardzo silnego domieszkowania magnezem warstwy podkontaktowej wykonanej z materiału

(In)GaN pozwala znacząco poprawić parametry elektryczne elektrody typu p . Jednakże, pomimo starannego wykonania warstwy podkontaktowej i metalizacji, oporność powierzchniowa kontaktów typu p jest przynajmniej o rząd wielkości niższa od odpowiedniej oporności powierzchniowej kontaktu typu n . Elektroda typu p w azotkowych diodach laserowych najczęściej wykonana jest z metalizacji Ni/Au. Literaturowe wartości oporności powierzchniowej dla takiej metalizacji w bardzo dużym stopniu zależą od wykonania warstwy podkontaktowej i z tego powodu zawiera się w bardzo szerokim przedziale $\rho_c = 4 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ [109, 277–279]. Typowe wartości ρ_c dla kontaktu typu p w laserach azotkowych są wynoszą $10^{-3} - 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$. W niniejszej pracy dla modelowanych laserów przyjęto, że oporność powierzchniowa ich kontaktów typu p wykonanych z metalizacji Ni/Au wynosi $\rho_c = 5 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$.



Rysunek 6.24. Zależność oporności powierzchniowej ρ_c kontaktu typu p osadzonego na warstwie GaN typu p od gęstości przepływającego prądu j odczytana z pracy Onomura *et al.* [280]

W literaturze można odnaleźć prace pokazujące silną zależność oporności powierzchniowej kontaktu typu p od gęstości przepływającego prądu elektrycznego oraz od temperatury [280, 281]. W pracy Nikishin *et al.* [281] pokazano zmierzony eksperymentalnie spadek wartości ρ_c nawet o rząd wielkości (w zależności od składu i domieszkowania warstwy podkontaktowej)

przy wzroście temperatury z 300 K do 400 K. W pracy Onomura *et al.* [280] przedstawiono zmianę oporności powierzchniowej ρ_c kontaktu typu p od gęstości przepływającego prądu (rysunek 6.24). Metalizacja została wykonana na bazie platyny i osadzona na warstwie GaN typu p . Wraz ze wzrostem gęstości prądu j w zakresie 0.5–50 kA/cm² wartość ρ_c zmalała z ok. $6 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$ do $1.5 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$. Zmiany oporności powierzchniowej były proporcjonalne do $\rho_c \sim j^{-0.8}$. Tak silna zależność $\rho_c(j)$ jest bardzo istotna przy wyższych gęstościach prądu zasilającego, która jest niezbędna dla uzyskania większej mocy optycznej z diody laserowej.

Współczynniki rekombinacji oraz dyfuzji ambipolarnej dla obszaru czynnego wykonanego z materiału MQW InGaN/(In)GaN

Odczytane z literatury dla temperatury pokojowej wartości współczynnika rekombinacji monomolekularnej A_{RT} dla materiału InGaN zawierają się w przedziale $0.5\text{--}11 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Na podstawie danych w pracy Shen *et al.* [282] dla studni kwantowych InGaN/GaN najbardziej odpowiednią wartością wydaje się być $A_{RT} = 6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Zależność temperaturowa $A(T) \sim T^\delta$, $\delta = 3.4$ dla przedziału od 300 K do 400 K została opracowana na podstawie danych z pracy Meyaard *et al.* [283] Ostateczne równanie $A(T)$ można zapisać w postaci (A [s⁻¹], T [K]):

$$A(T) = 6 \cdot 10^7 \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{3.4} \quad (6.80)$$

Współczynnik rekombinacji bimolekularnej w temperaturze pokojowej B_{RT} opisywany w literaturze dla InGaN to przedział wartości $1.1\text{--}8.0 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ [284–286]. Wybrana w niniejszej pracy wartość B_{RT} wynosi $1.7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Zmiana tego współczynnika z temperaturą $B(T)$ dla temperatury w przedziale od 300 K do 500 K została opracowana w oparciu o dane z pracy Dmitriev *et al.* [286] Zależność $B(T)$ można zapisać w postaci równania (B [cm³/s], T [K]):

$$B(T) = 1.7 \cdot 10^{-11} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.5} \quad (6.81)$$

Dla materiału InGaN współczynnik rekombinacji Auger w temperaturze pokojowej C_{RT} zgodnie z danymi odnalezionymi w literaturze [282, 287–290]

zawiera się w przedziale $3.5 \cdot 10^{-34} - 2.0 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$. W niniejszej pracy wybrano wartość $C_{RT} = 1 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$. Opracowana na podstawie pracy Karpov *et al.* [290] zależność temperaturowa $C(T)$ dla temperatury z zakresu od 300 K do 450 K pozwoliła wyznaczyć ostateczną postać równania (C [cm^6/s], T [K]):

$$C(T) = 1 \cdot 10^{-31} \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{0.1} \quad (6.82)$$

Wartości literaturowe dla współczynnika dyfuzji ambipolarnej materiału InGaN w temperaturze pokojowej D_{RT} zawierają się w przedziale $0.02 - 2.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ [291–294]. W niniejszej pracy wybrano wartość $D_{RT} = 1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$. Zależność temperaturowa $D(T)$ dla temperatury z zakresu od 300 K do 600 K została opracowana w oparciu o dane z pracy Scajev *et al.* [294]. Ostatecznie wzór $D(T)$ ma postać (D [cm^2/s], T [K]):

$$D(T) = 1.5 \cdot \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1.2} \quad (6.83)$$

6.3 Parametry do obliczenia wzmocnienia

Wartość przerwy energetycznej E_g dla zadanej temperatury T można wyznaczyć z wzoru Varshni [295]:

$$E_g(T) = E_{g,0} - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (6.84)$$

gdzie $E_{g,0}$ oznacza wartość E_g dla $T = 0 \text{ K}$, zaś α i β są parametrami dopasowania. W niniejszej pracy parametry dopasowania dla materiałów grupy III-N potrzebne do wyznaczenia wartości $E_g(T)$ na podstawie równania (6.84) wybrano zgodnie z danymi przedstawionymi w pracy [205]. Dla kryształu GaN zależność (6.84) ma postać (E_g [eV], T [K]):

$$E_g(T)_{\text{GaN}} = 3.510 - \frac{9.14 \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{T + 825} \quad (6.85)$$

Dla kryształu AlN zależność (6.84) ma postać (E_g [eV], T [K]):

$$E_g(T)_{\text{AlN}} = 6.100 - \frac{2.63 \cdot 10^{-3} \cdot T^2}{T + 2082} \quad (6.86)$$

Dla kryształu InN zależność (6.84) ma postać (E_g [eV], T [K]):

$$E_g(T)_{\text{InN}} = 0.690 - \frac{4.14 \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{T + 154} \quad (6.87)$$

Dla materiałów trójskładnikowych $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ i $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ wartości $E_g(x, T)$ i $E_g(y, T)$ można obliczyć z zależności odpowiednio (6.88) i (6.89) (E_g [eV], T [K]) [296]:

$$E_g(x, T) = x \cdot E_g(T)_{\text{AlN}} + [1 - x] \cdot E_g(T)_{\text{GaN}} - 0.7 \cdot x \cdot [1 - \dots] \quad (6.88)$$

$$E_g(y, T) = y \cdot E_g(T)_{\text{InN}} + [1 - y] \cdot E_g(T)_{\text{GaN}} - 1.43 \cdot y \cdot [1 - \dots] \quad (6.89)$$

Wartość przerwy energetycznej studni kwantowych MQW (ang. *Multi-Quantum Well*) wykonanych z materiałów InGaN/GaN jest różna od odpowiedniej wartości dla materiału InGaN typu *bulk*. W pracy Emara *et al.* [297] wartość przerwy energetycznej MQW InGaN/GaN tj. $E_{g, \text{MQW}}$ określona jest, jako suma trzech różnych czynników:

$$E_{g, \text{MQW}} = E_g(x, T) + \Delta_\epsilon - \Delta_{\text{QCSE}} \quad (6.90)$$

gdzie $E_g(x, T)$ oznacza wartość przerwy energetycznej dla materiału nienapreżonego i można ją obliczyć z równania (6.89). Czynniki Δ_ϵ zmniejsza szerokość przerwy energetycznej MQW InGaN/GaN ($E_{g, \text{MQW}}$), przez co zwiększa długość fali (ang. *redshift*) promieniowania emitowanego z przyrządu. Δ_ϵ związany jest z naprężeniami ściskającymi pomiędzy warstwami InGaN i GaN, przy czym jego wielkość nie zależy od ich grubości. Trzeci czynnik Δ_{QCSE} , w odróżnieniu Δ_ϵ , zależy od grubości studni kwantowych MQW oraz ich liczby i określa wpływ i wielkość kwantowego efektu Starka QCSE (ang. *Quantum Confined Stark Effect*). Δ_{QCSE} zwiększa wartość $E_{g, \text{MQW}}$ zmniejszając długość fali (ang. *blueshift*) promieniowania emitowanego z przyrządu. Piprek *et al.* [296] w swojej pracy przedstawił modyfikację wartości przerwy energetycznej studni kwantowej QW (ang. *Quantum Well*) wykonanej z materiału InGaN poprzez wprowadzenie elementu Δ_n zależnego od koncentracji nośników:

$$E_{g, \text{QW}} = E_g(x, T) - \Delta_n \quad (6.91)$$

Wartość poprawki Δ_n dla koncentracji nośników z zakresu $1-10 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ obliczona na podstawie pracy [296] wynosi 0.065–0.139 eV i zmniejsza wartość $E_{g, \text{QW}}$ odpowiednio o 2%–4%.

W niniejszej pracy wartości przerwy energetycznej materiału InGaN, z którego wykonane były studnie kwantowe w obszarach czynnych modelowanych przyrządów, obliczone z zależności (6.89) zostały pomniejszone o ok. 3% w celu dopasowania do charakterystyk eksperymentalnych.

Stosunek nieciągłości pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego na styku materiałów InGaN/GaN i AlGaN/GaN przyjęto równy 70/30 [296].

Tabela 6.3. Odległości pasma odszczepionego Δ_{SO} oraz masy efektywne elektronów m_e^* , dziur lekkich m_{lh}^* i dziur ciężkich m_{hh}^* w kierunku równoległym (index "l") oraz prostopadłym (index "t") do kierunku wzrostu warstw podwójnych kryształów grupy III-N [298]

Materiał	Δ_{SO} [eV]	m_e^* [m_0]		m_{lh}^* [m_0]		m_{hh}^* [m_0]	
		$m_{e,t}^*$	$m_{e,l}^*$	$m_{\text{lh},t}^*$	$m_{\text{lh},l}^*$	$m_{\text{hh},t}^*$	$m_{\text{hh},l}^*$
GaN	0.017	0.209	0.186	0.180	1.876	1.887	1.876
AlN	0.036	0.329	0.322	0.359	3.125	7.752	3.125
InN	0.005	0.068	0.065	0.068	1.812	1.701	1.812

Masy efektywne nośników oraz odległość pasma odszczepionego w kryształach podwójnych grupy III-N zostały przedstawione w tabeli 6.3 [298]. Masy efektywne dziur lekkich i dziur ciężkich zostały obliczone na podstawie danych z pracy Yan *et al.* [298] za pomocą wzorów z pracy [299]. Dla kryształów potrójnych $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ i $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ wartości wybranych parametrów w_{ABC} z tabeli 6.3 można obliczyć wykorzystując interpolację liniową (6.92) dla wartości w_{AC} i w_{BC} dla odpowiednich związków podwójnych ($B \equiv \text{Ga}$, $C \equiv \text{N}$ i $A \equiv \text{Al}$, $z \equiv x$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ oraz $A \equiv \text{In}$, $z \equiv y$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$).

$$w_{\text{ABC}} = z \cdot w_{\text{AC}} + (1 - z) \cdot w_{\text{BC}} \quad (6.92)$$

6.4 Parametry dla modelu optycznego

Większość prac opisujących właściwości optyczne półprzewodników azotkowych poświęconych jest materiałom GaN i AlGaN [86, 91, 184, 300–304]. Brakuje danych eksperymentalnych dla materiału InGaN. Z uwagi na trudności wykonania warstw materiału InGaN z wyższą koncentracją indu o grubości umożliwiającej przeprowadzenie pomiarów w literaturze można odnaleźć tylko pojedyncze prace poświęcone jego właściwościom optycznym [305, 306]. Materiały grupy III-N charakteryzują się bardzo niskim kontrastem współczynnika załamania Δn_R (na poziomie pojedynczych procentów), który dodatkowo maleje wraz ze wzrostem długości fali [3, 87]. Analizując dane eksperymentalne zamieszczone w pracy Brunner *et al.* [300] wartości współczynnika załamania n_R materiału GaN dla długości fali 405 nm, 450 nm i 530 nm są wyższe od odpowiednich wartości dla materiału $Al_{0.11}Ga_{0.9}N$ odpowiednio o ok. 2.4%, 1.7% i 1.3%.

Z uwagi na tak niewielkie różnice Δn_R (na poziomie pojedynczych procent) pomiędzy współczynnikami załamania n_R materiałów azotkowych GaN i $Al_xGa_{1-x}N$ dla projektowania azotkowych diod laserowych niezbędna jest bardzo dokładna znajomość wartości tych współczynników oraz ich zmiany wraz ze zmianą składu molowego $n_R(x)$, energii fotonu $n_R(E)$, koncentracji nośników $n_R(n)$ (istotna przy silnym domieszkowaniu GaN na typ n [86, 91]) oraz temperatury $n_R(T)$. Niestety różnice pomiędzy wartościami współczynników załamania n_R materiałów GaN i AlGaN zmierzonymi eksperymentalnie, które można odnaleźć w literaturze również znacząco różnią się między sobą. Te różnice są na poziomie pojedynczych procent, podobnie jak kontrast pomiędzy wartościami Δn_R zmierzonymi dla materiałów GaN i $Al_xGa_{1-x}N$ o różnym składzie molowym [303, 307].

W pracy Wagner *et al.* [303] porównano wartości n_R zmierzone dla materiałów GaN i $Al_{0.16}Ga_{0.84}N$ z danymi eksperymentalnymi podanymi w pracy Yu *et al.* [302] dla materiałów GaN i $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$. Dla materiału GaN różnice pomiędzy zmierzonymi wartościami n_R w pracach Wagner *et al.* [303] i Yu *et al.* [302] dla długości fali z przedziału od 400 nm do 500 nm wynoszą ok. 1%, podczas gdy dla materiału AlGaN o różnym składzie molowym ($Al_{0.16}Ga_{0.84}N$ [303] i $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ [302]) odpowiednie różnice pomiędzy wartościami n_R są mniejsze i wynoszą 0.7%.

Modele teoretyczne, które można odnaleźć w literaturze również znacząco różnią się między sobą. Zostało to pokazane w pracy Martin *et al.* [308], w której zestawiono wyniki uzyskane na podstawie zależności

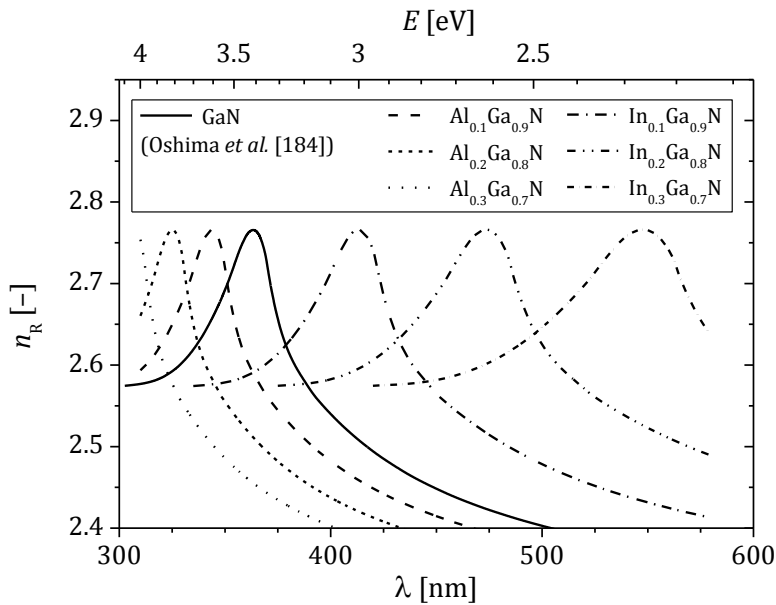
przedstawionych w różnych pracach poświęconych właściwościom optycznym materiałów GaN i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ tj. Bergmann *et al.* [307], Tisch *et al.* [309] i Laws *et al.* [310]. Maksymalne różnice pomiędzy wartościami n_R obliczonymi na podstawie wzorów z prac Bergmann *et al.* [307], Tisch *et al.* [309] i Laws *et al.* [310] dla tych samych materiałów $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$, $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ i $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{N}$ wynoszą odpowiednio ponad 2.1%, 2,3% i 2.7% dla długości fali w zakresie 400–600 nm. Różnice pomiędzy wartościami n_R obliczonymi dla materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ o wybranym składzie molowym na podstawie zależności przedstawionych w różnych pracach są porównywalne, a czasami nawet większe od kontrastu pomiędzy wartościami n_R dla materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ o różnym składzie molowym. Zgodnie z wzorami przedstawionymi w pracy Bergmann *et al.* [307] obliczony współczynnik załamania n_R dla długości fali 405 nm, 450 nm i 530 nm dla materiału $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$ jest wyższy od tego obliczonego dla materiału $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{N}$ o 3.4%, 2.4% i 1.6%. Zgodnie z wzorami przedstawionymi w pracy Tisch *et al.* [309] obliczony współczynnik załamania n_R dla długości fali 405 nm, 450 nm i 530 nm dla materiału $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$ jest wyższy od tego obliczonego dla materiału $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{N}$ o 6%, 5.2% i 4.5%. Zgodnie z wzorami przedstawionymi w pracy Laws *et al.* [310] obliczony współczynnik załamania n_R dla długości fali 405 nm, 450 nm i 530 nm dla materiału $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$ jest wyższy od tego obliczonego dla materiału $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{N}$ o 2.7%, 2% i 1.6%.

W pracy Bergmann *et al.* [307] współczynniki załamania dla materiałów potrójnych $n_R(E, x)$ dla $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ i $n_R(E, y)$ dla $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ opisane równaniami odpowiednio (6.93) i (6.94) zostały wyznaczone poprzez przesunięcie widma $n_R(E)$ zmierzonego dla materiału GaN o wartość energii, która stanowiła różnicę pomiędzy wartościami przerwy energetycznej GaN ($E_{g, \text{GaN}}$) oraz odpowiedniego materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($E_{g, \text{AlGaN}}(x)$) lub $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ ($E_{g, \text{InGaN}}(y)$):

$$n_R(E, x) = n_{R, \text{GaN}}(E - [E_{g, \text{GaN}} - E_{g, \text{AlGaN}}(x)]) \quad (6.93)$$

$$n_R(E, y) = n_{R, \text{GaN}}(E - [E_{g, \text{GaN}} - E_{g, \text{InGaN}}(y)]) \quad (6.94)$$

W celu wyznaczenia zależności współczynnika załamania materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ i $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ od ich składu molowego x, y (oraz od energii fotonu) w niniejszej pracy wykorzystano zależności (6.93), (6.94) i dane eksperymentalne $n_R(E)$ dla GaN z pracy Oshima *et al.* [184] (rysunek 6.25) oraz zależności na przerwy energetyczne (6.85–6.89).



Rysunek 6.25. Obliczone wartości współczynnika załamania n_R (300 K) w funkcji długości fali λ oraz odpowiadającej jej energii fotonu E dla materiałów AlGaIn (Al: 0%–30%) i InGaIn (In: 0%–30%). Na rysunku przedstawiono również dane eksperymentalne dla GaN z pracy Oshima *et al.* [184]

Dane eksperymentalne $n_R(E)$ z pracy Oshima *et al.* [184] zmierzone dla materiału GaN dla energii fotonu $E = 2.1\text{--}4.1$ eV (tj. dla długości fali 300–590 nm) zostały przybliżone metodą najmniejszych kwadratów (rysunek 6.25) do postaci wielomianów (6.95–6.98). Dla $2.1 \text{ eV} < E < 3.163 \text{ eV}$:

$$n_R(E) = 0.1152 \cdot E^3 - 0.7955 \cdot E^2 + 1.959 \cdot E + 0.68 \quad (6.95)$$

dla $3.163 \text{ eV} < E < 3.351 \text{ eV}$:

$$n_R(E) = 18.2292 \cdot E^3 - 174.6974 \cdot E^2 + 558.535 \cdot E - 593.1 \quad (6.96)$$

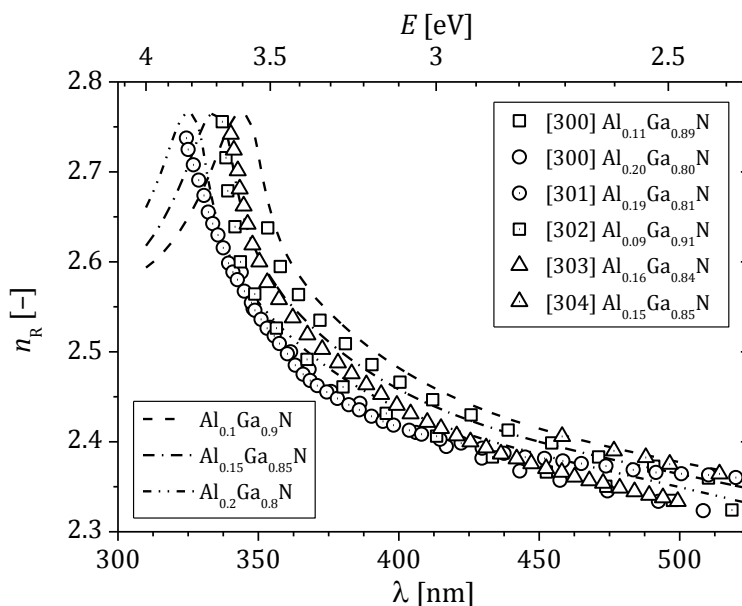
dla $3.351 \text{ eV} < E < 3.532 \text{ eV}$:

$$n_R(E) = 33.63905 \cdot E^3 - 353.1446 \cdot E^2 + 1235.0168 \cdot E - 1436 \quad (6.97)$$

dla $3.532 \text{ eV} < E < 4.1 \text{ eV}$

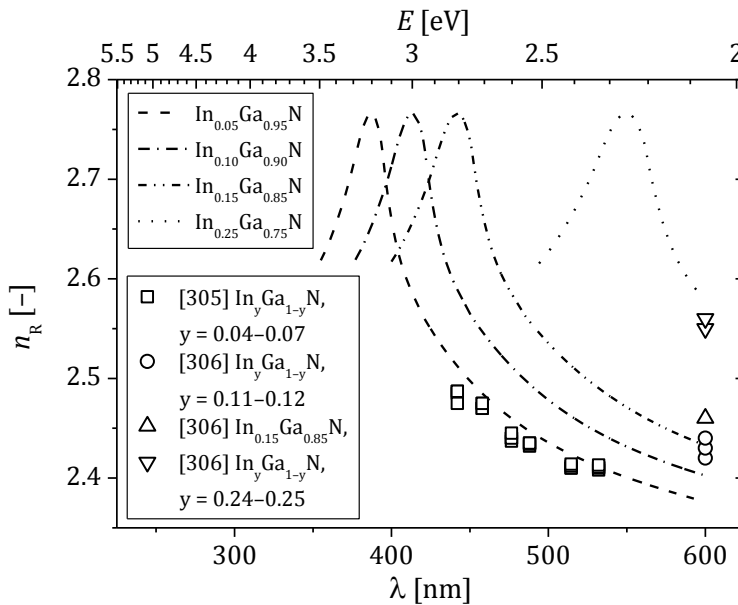
$$n_R(E) = -0.72116 \cdot E^3 + 8.8092 \cdot E^2 - 35.8878 \cdot E + 51.3 \quad (6.98)$$

Rysunek 6.25 przedstawia dane eksperymentalne $n_R(E)$ dla materiału GaN z pracy Oshima *et al.* [184] oraz wyniki obliczeń przeprowadzonych w oparciu o zależnościami (6.85–6.89, 6.95–6.98) dla materiałów $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (dla $x = 0.1, 0.2, 0.3$) oraz $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ (dla $y = 0.1, 0.2, 0.3$). Obliczone kontrasty n_R pomiędzy GaN i $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ dla fal o długościach 405 nm, 450 nm, 530 nm wynoszą odpowiednio 2.1%, 1.4%, 1.1%.



Rysunek 6.26. Wartości współczynnika załamania n_R (300 K) w funkcji długości fali λ o energii fotonu E dla materiałów AlGaN (Al: 10%–20%) [300–304]

Na rysunku 6.26 przedstawiono wyniki obliczeń (linie) współczynnika załamania materiału $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ z danymi eksperymentalnymi (punkty) z prac [300–304]. Na rysunku 6.27 przedstawiono wyniki obliczeń (linie) współczynnika załamania materiału o różnym składzie molowym $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ z danymi eksperymentalnymi (punkty) z prac [305, 306]. Obliczone kontrasty n_R pomiędzy GaN i $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ dla fal o długościach 405 nm, 450 nm i 530 nm wynoszą odpowiednio 8.5%, 4.8%, 2.6%.



Rysunek 6.27. Wartości współczynnika załamania n_R (300 K) w funkcji długości fali λ o energii fotonu E dla materiałów InGaN (In: 5%–25%) [305, 306]

Na podstawie pracy Perlin *et al.* [168] dla warstw GaN typu n silnie domieszkowanych krzemem lub tlenem, dla których koncentracja swobodnych elektronów n jest wyższa niż 10^{19} cm^{-3} , została opracowana poprawka na wartość współczynnika załamania n_R . Zależność $n_R(n)$ dla GaN: O oraz GaN: Si ma postać (n [cm^{-3}]):

$$n_R(n) = n_R \cdot [1 - 1.05 \cdot 10^{-22} \cdot n] \quad (6.99)$$

Kontrast współczynników załamania dla długości fali 405 nm pomiędzy słabo i silnie domieszkowanymi warstwami GaN na typ n o koncentracjach swobodnych nośników odpowiednio 10^{17} cm^{-3} oraz $0.5\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wynosi 0.5%–1% [168].

Z wyłączeniem silnie domieszkowanych krzemem lub tlenem warstw GaN na typ n o koncentracji swobodnych nośników powyżej $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dla wszystkich materiałów grupy III-N występujących w konstrukcjach modelowanych w niniejszej pracy przyrządów w celu wyznaczenia absorpcji promieniowania α dla długości fali odpowiadającej energii fotonu E skorzystano z zależności podanych w pracy Piprek *et al.* [296] (α [cm^{-1}], E [eV], E_g [eV]):

$$\alpha = a_1 \cdot \exp\left(\frac{E - E_g}{b_1}\right) + a_2 \cdot \exp\left(\frac{E - E_g}{b_2}\right) \quad (6.100)$$

gdzie E_g oznacza wartość przerwy energetycznej materiału (wzory 6.79–6.83), zaś parametry a_1 (6.94), a_2 (6.95), b_1 (6.96), b_2 (6.97), są funkcjami koncentracji domieszki krzemowej N_{Si} i magnezowej P_{Mg} (N_{Si} [10^{18} cm^{-3}], P_{Mg} [10^{18} cm^{-3}]):

$$a_1 = 19000 + 4000 \cdot N_{Si} + 200 \cdot P_{Mg} \quad (6.101)$$

$$a_2 = 330 + 200 \cdot N_{Si} + 30 \cdot P_{Mg} \quad (6.102)$$

$$b_1 = 0.019 + 0.001 \cdot N_{Si} + 0.0001 \cdot P_{Mg} \quad (6.103)$$

$$b_2 = 0.07 + 0.016 \cdot N_{Si} + 0.0008 \cdot P_{Mg} \quad (6.104)$$

Dla silnie domieszkowanych krzemem lub tlenem warstw GaN na typu n o koncentracji swobodnych nośników powyżej $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ na podstawie danych eksperymentalnych z pracy Perlin *et al.* [168] została opracowana zależność absorpcji α w funkcji długości fali λ i koncentracji nośników n (α [cm^{-1}], λ [nm], n [10^{19} cm^{-3}]):

$$\alpha = [33500 \cdot \exp(0.8 \cdot n)] \cdot \exp[\lambda \cdot (-0.0018 \cdot n - 0.0135)] \quad (6.105)$$

Inne materiały

W tabeli 6.4 przedstawiono wartości współczynników załamania $n_{R, RT}$ oraz współczynników absorpcji $\alpha_{R, RT}$ w temperaturze pokojowej dla wybranych materiałów: Au, Ni, Ti i ZrO_2 . W obliczeniach nie uwzględniono zmian tych współczynników z temperaturą.

Tabela 6.4. Współczynniki załamania oraz wartości absorpcji dla długości fali 405 nm dla wybranych materiałów w temperaturze pokojowej (300 K)

Materiał	$n_{R, RT}$ [-]	Literatura	$\alpha_{R, RT}$ [cm^{-3}]	Literatura
Au (elektroda)	1.650	[311]	$-6.1 \cdot 10^5$	[311]
Ni (elektroda)	1.610	[311]	$-7.4 \cdot 10^5$	[311]
Ti (elektroda)	1.566	[311]	$-6.7 \cdot 10^5$	[311]
ZrO_2 (oksydacja)	2.175	[311]	$-1.5 \cdot 10^4$	[312]

6.5 Podsumowanie

Tabela 6.5. Obliczone dla różnych warstw materiałów azotkowych w temperaturze T wartości koncentracji swobodnych nośników (elektronów e lub dziur h), ruchliwości μ , przewodności elektrycznej σ , przewodności cieplnej κ , współczynnika załamania n_R (dla $\lambda = 405$ nm) i absorpcji α (dla $\lambda = 405$ nm). (N_{Si} – koncentracja domieszki krzemowej, P_{Mg} – koncentracja domieszki magnezowej, t – grubość warstwy, λ – długość fali)

Materiał	T [K]	e, h [cm ⁻³]	μ [cm ² /Vs]	σ [S/m]	κ [W/mK]	n_R [-]	α [cm ⁻¹]
GaN: Si $N_{Si} = 1 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ $t = 100$ μ m	300	$e: 8.3 \cdot 10^{17}$	342	$4.56 \cdot 10^3$	181	2.5268	-7
	350	$e: 8.9 \cdot 10^{17}$	314	$4.43 \cdot 10^3$	146	2.5197	-9
	400	$e: 9.4 \cdot 10^{17}$	286	$4.33 \cdot 10^3$	121	2.5122	-12
GaN: Si $N_{Si} = 2 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ $t = 0.1$ μ m	300	$e: 1.7 \cdot 10^{18}$	291	$7.82 \cdot 10^3$	80	2.5267	-18
	350	$e: 1.8 \cdot 10^{18}$	268	$7.61 \cdot 10^3$	65	2.5196	-23
	400	$e: 1.9 \cdot 10^{18}$	244	$7.38 \cdot 10^3$	53	2.5121	-29
Al _{0.1} Ga _{0.9} N: Si $N_{Si} = 5 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ $t = 0.5$ μ m	300	$e: 3.8 \cdot 10^{18}$	61	$3.74 \cdot 10^3$	25	2.4727	-30
	350	$e: 4.5 \cdot 10^{18}$	56	$4.07 \cdot 10^3$	20	2.4730	-35
	400	$e: 4.8 \cdot 10^{18}$	51	$3.92 \cdot 10^3$	17	2.4733	-41
In _{0.05} Ga _{0.98} N: Si $N_{Si} = 5 \cdot 10^{17}$ cm ⁻³ $t = 0.05$ μ m	300	$e: 4.2 \cdot 10^{17}$	21	143	13	2.6224	-55
	350	$e: 4.4 \cdot 10^{17}$	22	153	10	2.6223	-81
	400	$e: 4.7 \cdot 10^{17}$	22	162	9	2.6221	-136
GaN: Mg $P_{Mg} = 5 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³ $t = 0.1$ μ m	300	$h: 6.3 \cdot 10^{17}$	14	140	67	2.5270	-60
	350	$h: 1.9 \cdot 10^{18}$	10	287	54	2.5199	-74
	400	$h: 4.1 \cdot 10^{18}$	7	440	45	2.5124	-92
GaN: Mg $P_{Mg} = 1 \cdot 10^{20}$ cm ⁻³ $t = 0.02$ μ m	300	$h: 1.0 \cdot 10^{18}$	10	157	46	2.5270	-272
	350	$h: 3.1 \cdot 10^{18}$	6	301	37	2.5199	-316
	400	$h: 6.6 \cdot 10^{18}$	5	527	31	2.5124	-371
In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg $P_{Mg} = 5 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ $t = 0.05$ μ m	300	$h: 1.4 \cdot 10^{17}$	20	45	30	2.5567	-9
	350	$h: 3.8 \cdot 10^{17}$	13	82	24	2.5566	-13
	400	$h: 8.0 \cdot 10^{17}$	9	120	20	2.5566	-18
Al _{0.05} Ga _{0.95} N: Mg $P_{Mg} = 1 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³ $t = 0.5$ μ m	300	$h: 1.9 \cdot 10^{17}$	9	28	43	2.4982	-2
	350	$h: 5.6 \cdot 10^{17}$	6	56	35	2.4984	-2
	400	$h: 1.2 \cdot 10^{18}$	4	87	29	2.4985	-3
Al _{0.2} Ga _{0.8} N: Mg $P_{Mg} = 5 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³ $t = 0.02$ μ m	300	$h: 5.0 \cdot 10^{17}$	3	26	15	2.4306	-2
	350	$h: 1.5 \cdot 10^{18}$	2	52	12	2.4310	-2
	400	$h: 3.2 \cdot 10^{18}$	2	80	10	2.4314	-3

Tabela 6.5 zawiera wartości parametrów elektrycznych (koncentracje swobodnych nośników, ruchliwości, przewodności elektryczne), cieplnych

(przewodności cieplne) i optycznych (współczynniki załamania i absorpcji) obliczone na podstawie wzorów przedstawionych w tym rozdziale rozprawy dla kilku przykładowych warstw materiałów azotkowych celem ich porównania.

Rozdział 7

Wyniki modelowania

Wszystkie modelowane w niniejszej pracy przyrządy to lasery o emisji krawędziowej EEL (ang. *Edge Emitting Laser*) z falowodem grzbietowym RW (ang. *Ridge Waveguide*) i izolacją tlenkową (ang. *oxide isolated*). Są to konstrukcje projektowane na bazie materiałów grupy III-N na emisję światła o długości fali ok. 400 nm (ang. *blue-violet*), wzrastane na podłożach macierzystych GaN. Modelowane w pracy przyrządy były zasilane elektrycznie z kontaktem typu *n* umieszczonym od spodu (ang. *bottom contact*). Obliczenia przeprowadzono dla pracy tych przyrządów z falą ciągłą CW (ang. *Continuous-Wave*) w temperaturze pokojowej RT (ang. *Room Temperature*).

W podrozdziale *Analiza wpływu montażu lasera azotkowego na jego właściwości cieplne* przedstawiono wyniki dwuwymiarowych i trójwymiarowych obliczeń cieplnych przeprowadzonych dla lasera zamontowanego w konfiguracjach *p-up* oraz *p-down* w różnych układach montażowych, w których wykorzystano miedziane bloki oraz przekładki. W podrozdziale *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość uzyskania progu akcji laserowej dla azotkowych matryc laserowych* przedstawiono wyniki samouzgodnionych obliczeń elektryczno-cieplnych dla lasera oraz dla zaprojektowanych na jego bazie jednowymiarowych matryc laserowych (ang. *laser bar*) pracujących w progu w warunkach CW RT. Przeprowadzone obliczenia miały na celu analizę możliwości zwiększenia liczby emiterów w matrycy tak, aby możliwe było osiągnięcie przez nie progu laserowania. Obliczenia przeprowadzono uwzględniając przy tym różne zmiany konstrukcyjne w chipie i układzie montażowym. W podrozdziale *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego* przedstawiono wyniki samouzgodnionych obliczeń elektryczno-cieplnych dla lasera oraz dla zaprojektowanych na jego bazie jednowymiarowych matryc laserowych. Przeprowadzone obliczenia miały na

celu określenie wpływu różnych zmian konstrukcyjnych zastosowanych w przyrządach z pojedynczym emiterem i z wieloma emiterami na ich parametry wyjściowe, w tym na możliwość zwiększenia maksymalnej mocy wyjściowej. W podrozdziale *Rozkład pola optycznego w laserze azotkowym* zostały przedstawione wyniki samouzgodnionych obliczeń dla proggu akcji laserowej w trybie CW RT lasera azotkowego z pojedynczym emiterem uwzględniających wszystkie zjawiska opisane w rozdziale *Model numeryczny*, w tym zjawiska elektryczne, cieplne, wzmocnieniowe i optyczne.

7.1 Analiza wpływu montażu lasera azotkowego na jego właściwości cieplne

Czas wymagany dla samouzgodnionych obliczeń trójwymiarowych 3D (ang. *3-Di-mensional*) jest niewspółmiernie długi w porównaniu do czasu potrzebnego dla odpowiednich obliczeń dwuwymiarowych 2D (ang. *2-Dimensional*). W przypadku braku symetrii w geometrii modelowanego przyrządu, która pozwoliłaby uprościć model 3D do 2D, otrzymane wyniki obliczeń z obu modeli mogą się znacząco między sobą różnić. Brak symetrii, który może prowadzić do różnic wyników przeprowadzonych obliczeń w modelowaniu 2D i 3D można spotkać m.in. w układach montażowych krawędziowych laserów azotkowych.

W tym podrozdziale zostaną przedstawione i porównane wyniki samouzgodnionych obliczeń cieplnych w modelach 2D oraz 3D przeprowadzonych dla azotkowego lasera z szerokim paskowym obszarem czynnym ($20\ \mu\text{m}$) zamontowanego w konfiguracjach (*p-down*, *p-up*) w różnych układach montażowych wykorzystujących metalizowane przekładki (ang. *heat spreader*), nakładki zamocowane na szczycie chipu oraz miedziane bloki (ang. *heat sink*). W szczególności rozważane będą następujące układy montażowe:

- montaż *p-up* na miedzianym bloku
- montaż *p-up* na miedzianym bloku z nakładką umieszczoną na szczycie chipu
- montaż *p-down* na miedzianym bloku
- montaż *p-down* z przekładką na miedzianym bloku
- montaż *p-down* z przekładką i z dwoma miedzianymi blokami (jeden blok zamocowany od strony przekładki i drugi blok zamocowany od strony substratu lasera).

Dla montażu lasera w konfiguracji *p-down* z metalizowaną przekładką na miedzianym bloku przeprowadzono obliczenia trójwymiarowe w celu ustalenia wpływu na właściwości cieplne przyrządu takich parametrów przekładki, jak:

- przewodność cieplna
- grubość
- szerokość i długość
- grubość metalizacji

Obliczenia obejmowały analizę wpływ różnych kombinacji ww. parametrów przekładek na możliwość zmniejszenia oporności cieplnej modelowanych przyrządów.

7.1.1 Budowa i parametry modelowanego lasera

Laser wybrany do modelowania został opisany w pracy Skierbiszewski *et al.* [36]. Jest to przyrząd wykonany w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk metodą epitaksji z wiązek molekularnych MBE (ang. *Molecular Beam Epitaxy*) z plazmowym źródłem azotu (ang. *plasma assisted*) na podłożu macierzystym azotku galu typu *bulk* otrzymanym metodą krystalizacji wysokociśnieniowej syntezy z roztworu azotu w galu HNPS (ang. *High Nitrogen Pressure Solution*). Szczegóły budowy tego lasera przedstawiono w tabeli 7.1.1.

Modelowany laser to konstrukcja typu RW z szerokim paskowym obszarem czynnym o powierzchni $20 \times 500 \mu\text{m}^2$. W celu wykonania falowodu grzbietowego obszar typu *p* został wytrawiony w kierunku wzrostu warstw (kierunek *y* na rysunku 7.1.1) na głębokość $0.3 \mu\text{m}$ i całkowicie w kierunku bocznym (płaszczyzna *xz* na rysunku 7.1.1) pozostawiając mesę o szerokości $20 \mu\text{m}$. Izolacja tlenkowa (ang. *oxide layer*) została wykonana z warstwy ZrO_2 o grubości 200 nm . Przyrząd został zaprojektowany na emisję promieniowania o długości fali ok. 410 nm o strukturze wielomodowej i charakteryzował się prądem progowym równym $I_{\text{th}} = 420 \text{ mA}$ przy napięciu $U_{\text{th}} = 5.3 \text{ V}$ dla pracy w trybie CW RT. Maksymalna moc wyjściowa tego lasera zmierzona eksperymentalnie to ok. 60 mW (30 mW na każde zwierciadło).

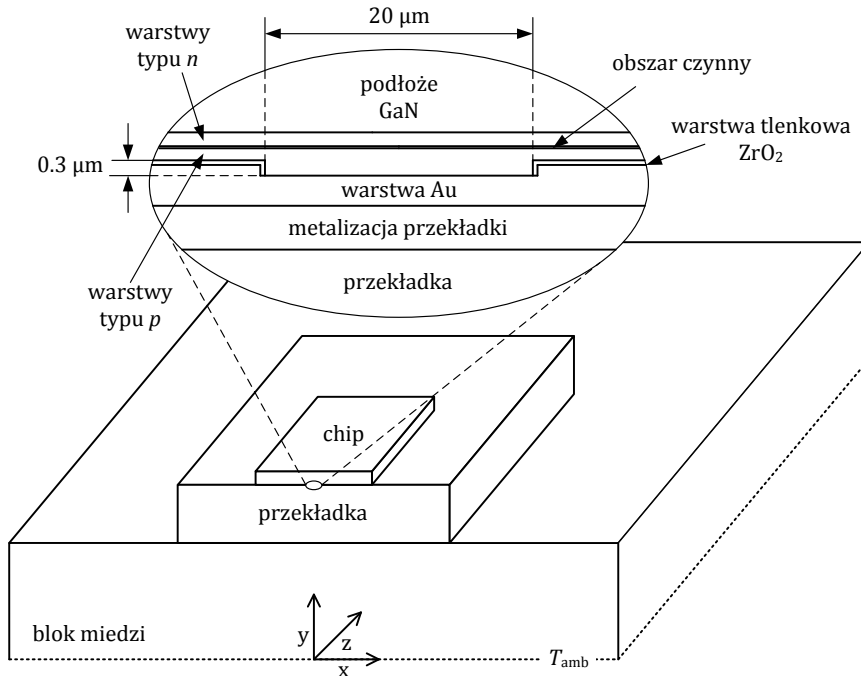
Tabela 7.1.1. Szczegóły budowy azotkowego lasera typu RW z szerokim paskowym obszarem czynnym o powierzchni $20 \times 500 \mu\text{m}^2$ wybranego do modelowania, którego konstrukcja została przedstawiona w pracy Skierbiszewki *et al.* [36]

Element lasera	Materiał warstwy	Domieszkowanie	Grubość
warstwa kontaktowa typu <i>p</i> ¹⁾	Au ¹⁾	–	2 μm ¹⁾
kontakt elektryczny typu <i>p</i>	Ni/Au	–	10 nm ¹⁾
warstwa tlenkowa	ZrO ₂	–	200 nm
warstwa podkontaktowa typu <i>p</i>	In _{0.18} Ga _{0.82} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	3 nm
	In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	14 nm
warstwa okładkowa typu <i>p</i>	SPSL In _{0.02} Al _{0.18} Ga _{0.8} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	300 nm (2.5 nm /2.5 nm)
	/In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	
warstwa falowodowa typu <i>p</i>	In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	70 nm
warstwa EBL ²⁾	In _{0.02} Al _{0.18} Ga _{0.8} N: Mg	10 ²⁰ cm ⁻³	14 nm
obszar czynny MQW ³⁾	5QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	–	3 nm
	4B ¹⁾ In _{0.02} Ga _{0.98} N: Si	2·10 ¹⁸ cm ⁻³	7 nm
warstwa falowodowa typu <i>n</i>	In _{0.02} Ga _{0.98} N	–	100 nm
	GaN	–	40 nm
warstwa okładkowa typu <i>n</i>	Al _{0.08} Ga _{0.92} N: Si	5·10 ¹⁸ cm ⁻³	450 nm
warstwa buforowa	GaN: Si	5·10 ¹⁸ cm ⁻³	40 nm
	MOVPE-GaN ⁴⁾	5·10 ¹⁸ cm ⁻³	2 μm
podłoże	GaN: O (<i>bulk</i>)	5·10 ¹⁹ cm ⁻³	60 μm ¹⁾
kontakt elektryczny typu <i>n</i>	Ti/Au	–	10 nm ¹⁾
warstwa kontaktowa typu <i>n</i> ¹⁾	Au ¹⁾	–	2 μm ¹⁾

1) parametry założone do obliczeń, których nie odnaleziono w pracy [36]; 2) EBL (ang. *Electron Blocking Layer*) – warstwa blokująca ucieczkę nośników z obszaru czynnego do warstw typu *p*; 3) MQW (ang. *Multi Quantum Well*) – wielokrotne studnie kwantowe; 4) warstwa buforowa GaN wykonana metodą osadzania poprzez zastosowanie związków metaloorganicznych w formie gazowej MOVPE (ang. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*).

Obszar czynny modelowanego lasera (patrz tabela 7.1.1) został wykonany w postaci wielokrotnych studni kwantowych MQW (ang. *Multi Quantum Well*) z pięciu wąskich (o grubości 3 nm każda) niedomieszkowanych

warstw $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ rozdzielonych barierami $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Si}$ ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ przyjęte na podstawie pracy [37]) o grubości 7 nm każda. Obszar czynny umieszczono na warstwie falowodowej wykonanej z materiału $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$ o grubości 100 nm. Warstwa ta w połączeniu z warstwą GaN o grubości 40 nm tworzą falowód po stronie n lasera. Warstwa okładkowa po stronie n została wykonana z materiału $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}:\text{Si}$ ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) o grubości 450 nm.



Rysunek 7.1.1. Trójwymiarowy schemat modelowanego lasera opisanego w pracy [36] przy założonej na podstawie prac [8, 35] konfiguracji p -down na przekładce (ang. *heat spreader*) i miedzianym bloku (ang. *heat sink*). Na rysunku zaznaczono położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego do obliczeń. Linia kropkowaną zaznaczono zewnętrzną powierzchnię miedzianego bloku, którego temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{\text{amb}} = 293 \text{ K}$ ($20 \text{ }^{\circ}\text{C}$). Rysunek nie w skali

Warstwa okładkowa typu n została oddzielona od podłoża GaN typu *bulk* za pomocą grubej warstwy GaN o grubości $2 \text{ } \mu\text{m}$ oraz dodatkowo za pomocą warstwy buforowej (ang. *compliance layer*) GaN:Si ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) o grubości 40 nm. Grubość podłoża modelowanego lasera równą $60 \text{ } \mu\text{m}$

przyjęto na podstawie pracy Perlin *et al.* [22]. Zgodnie z informacjami w pracy [22] materiał otrzymany metodą HNPS charakteryzuje się zazwyczaj dużą koncentracją tlenu (GaN: O), która daje odpowiednio wysoką koncentrację swobodnych nośników na poziomie $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Elektroda typu *n* naniesiona od spodu podłoża została wykonana z warstw Ti/Au o założonej do obliczeń grubości 10 nm. W modelowanym laserze w konfiguracji *p-down* na tej warstwie znajduje się dodatkowo kontaktowa warstwa złota o grubości 2 μm .

Tabela 7.1.2. Parametry cieplne poszczególnych warstw modelowanego lasera (*e* i *h* – koncentracje swobodnych nośników w warstwach odpowiednio typu *n* i typu *p*; *t* – grubość warstwy; $\kappa_{RT,xz}$ i $\kappa_{RT,y}$ – przewodności cieplne dla temperatury pokojowej (300 K) warstw odpowiednio w kierunkach *x* i *z* (płaszczyźnie *xz*) oraz w kierunku *y* (prostopadłym do powierzchni płaszczyzny obszaru czynnego lasera (patrz rysunek 7.1.1)); δ_κ – współczynnik temperaturowy dla przewodności cieplnej ($\kappa \sim T^\delta$)

Materiał	<i>t</i> [μm]	<i>e, h</i> [10^{18} cm^{-3}]	$\kappa_{RT,x}$, $\kappa_{RT,z}$ [W/mK]	$\kappa_{RT,y}$ [W/mK]	δ_κ [-]	Literatura
Au	2	–	317		–	[144]
Ni/Au	0.01	–	90		–	[144]
ZrO ₂	0.2	–	1.35		–	[143]
In _{0.18} Ga _{0.82} N: Mg	0.003	<i>h</i> (4)	8.7	2.0	-1.4	[141, 174, 205]
In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	0.014	<i>h</i> (4)	51.0	18.9	-1.4	[141, 182, 174, 205]
SPSL In _{0.02} Al _{0.18} Ga _{0.8} N: Mg /In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	0.3 (0.0025 /0.0025)	<i>h</i> (2)	2.0	0.7	-1.4	[141, 182, 174, 191, 205, 313]
In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	0.07	<i>h</i> (2)	51.6	17.5	-1.4	[141, 182, 174, 205]
In _{0.02} Al _{0.18} Ga _{0.8} N: Mg	0.014	<i>h</i> (4)	40.4	11.3	-1.4	[141, 182, 174, 205]
3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	0.003	–	3.5	1.2	–	[141, 182, 174, 205]
2B In _{0.02} Ga _{0.98} N: Si	0.007	<i>e</i> (2)				
In _{0.02} Ga _{0.98} N	0.1	–	55.8	19.5	-1.4	[141, 182, 174, 205]
GaN	0.04	–	211.6	65.6	-1.4	[141, 182]
Al _{0.08} Ga _{0.92} N: Si	0.45	<i>e</i> (5)	72.2	30.3	-1.4	[141, 182, 191, 205]
GaN: Si	0.04	<i>e</i> (5)	193.2	60.0	-1.4	[141, 182]
MOVPE GaN: Si	2	<i>e</i> (5)	193.2	96.6	-1.4	[141, 182]
GaN: O	60	<i>e</i> (50)	179.4	134.6	-1.4	[141, 182, 184]
Ti/Au	0.03	–	22		–	[144]
Au	2.07	–	317		–	[144]

Po stronie *p* falowód jest znacznie cieńszy niż po stronie *n*. Składa się on z warstwy blokującej ucieczkę nośników EBL (ang. *Electron Blocking Layer*) wykonanej z $\text{In}_{0.02}\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.8}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 14 nm oraz z warstwy falowodowej $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 70 nm. Warstwa okładkowa o całkowitej grubości $0.3\ \mu\text{m}$ po stronie *p* wykonana została w postaci supersieci SPSL (ang. *Short Period Superlattice*) o 60 krótkich (2.5 nm/2.5 nm) okresach warstw z materiałów $\text{In}_{0.02}\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.8}\text{N}:\text{Mg}/\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Mg}$. Na strukturze SPSL umieszczono dwie warstwy podkontaktowe tj. $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 14 nm i $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 3 nm. Elektrode typu *p* wykonano z kombinacji warstw Ni/Au o założonej do obliczeń grubości 10 nm. W modelowanym laserze, dla którego przyjęto konfigurację montażu *p-down* do metalizowanej diamentowej przekładki założono, że całą przestrzeń pomiędzy metalizacją a kontaktem Ni/Au wypełnia złoto o grubości w największym miejscu równej $2\ \mu\text{m}$ (patrz rysunek 7.1.1).

Na podstawie pracy Skierbiszewski *et al.* [37], z uwagi na podobieństwo opisanych w niej przyrządów do konstrukcji wybranej do obliczeń przyjęto, że warstwy typu *p* w modelowanym laserze są domieszkowane magnezem na poziomie $10^{20}\ \text{cm}^{-3}$, co daje koncentracje swobodnych nośników w tych warstwach na poziomie ok. $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. Na koniec zgodnie z informacjami odszukanyymi w pracach [8, 35] przyjęto w niniejszej pracy, że bazy laser wybrany do obliczeń został wykonany w konfiguracji *p-down* (warstwy epitaksjalne skierowane w dół) oraz zamocowany do miedzianego bloku z wykorzystaniem przekładki.

Parametry warstw modelowanego lasera zostały zebrane w tabeli 7.1.2. Należy dodać, że przedstawione w tej tabeli parametry cieplne wykorzystano do obliczeń przeprowadzonych tylko w tym rozdziale rozprawy. W innych częściach pracy wykorzystano parametry opisane w rozdziale *Parametry dla modelu cieplnego*, które w nieznacznym sposób różnią się od parametrów w tabeli 7.1.2. Parametry zamieszczone w tabeli 7.1.2 zostały oszacowane przed skompletowaniem wszystkich informacji z bogatej literatury poświęconej materiałom azotkowym, które okazały się być potrzebne do pełnego opisu ich właściwości cieplnych (rozdział *Parametry dla modelu cieplnego*). Wpływ grubości warstw materiałów azotkowych na ich przewodność cieplną $\kappa_{\text{RT},x}$ i $\kappa_{\text{RT},z}$ został oszacowany na podstawie pracy Mion *et al.* [182] (wzór 6.1 w rozdziale *Parametry dla modelu cieplnego*). Wpływ koncentracji swobodnych nośników na obliczone wartości $\kappa_{\text{RT},x}$, $\kappa_{\text{RT},z}$ i $\kappa_{\text{RT},y}$ został oszacowany dla wszystkich warstw azotkowych na podstawie danych

eksperymentalnych odnalezionych dla domieszkowanych warstw GaN:Si podanych w pracach Florescu *et al.* [141] i Oshima *et al.* [184].

Dla materiałów AlGaN i InGaN wykorzystano standardowe wzory na przewodność cieplną dla związków trójskładnikowych (wzory 6.6 i 6.7 w rozdziale *Parametry dla modelu cieplnego*), w których przyjęto dla materiałów podwójnych $\kappa_{RT, GaN} = 230 \text{ W/mK}$ [182], $\kappa_{RT, AlN} = 285 \text{ W/mK}$ [191], $\kappa_{RT, InN} = 45 \text{ W/mK}$ [174], zaś współczynniki zakrzywienia $c_{AlGaN} = 0.1 \text{ mK/W}$, $c_{InGaN} = 0.8 \text{ mK/W}$ przyjęto z pracy Piprek *et al.* [205]. Dla określenia przewodności cieplnych warstw wykonanych z materiałów czteroskładnikowych AlInGaN wykorzystano zależności dla materiałów trójskładnikowych AlGaN i InGaN po odpowiednim zawyżeniu w składzie molowym Al i In, która odpowiadała sumie koncentracji tych metali w związku AlInGaN. Dla supersieci wartość przewodności cieplnej w kierunku wzrostu warstw $\kappa_{RT, y} = 0.7 \text{ W/mK}$ oszacowano na podstawie danych przedstawionych w pracy Kawamura *et al.* [313] obniżając o 65% wartość $\kappa_{RT, x} = \kappa_{RT, z} = 2 \text{ W/mK}$ obliczoną dla kierunku równoległego do jej płaszczyzny.

7.1.2 Wyniki obliczeń dwu- i trójwymiarowych dla lasera w różnych montażach

W tym podrozdziale zostaną przedstawione wyniki samouzgodnionych dwuwymiarowych 2D oraz trójwymiarowych 3D obliczeń cieplnych dla diody laserowej LD (ang. *Laser Diode*) opisanej w poprzednim podrozdziale umieszczonej w różnych konfiguracjach (*p-down*, *p-up* – warstwy epitaksjalne skierowane odpowiednio do dołu i do góry w stosunku do chłodnicy) oraz w różnych układach montażowych. Schematy tych układów zostały przedstawione na rysunku 7.1.3. Wśród nich można wyróżnić montaż w konfiguracji *p-up* na miedzianym bloku 7.1.3a (Cu-nLD), montaż w takiej samej konfiguracji z przekładką (nakładką) umieszczoną na szczycie chipu lasera 7.1.3b (Cu-nLDp-D), montaż w konfiguracji *p-down* na miedzianym bloku 7.1.3c (Cu-pLD), montaż w konfiguracji *p-down* na przekładce i całość na miedzianym bloku 7.1.3d (Cu-D-pLD) oraz montaż w takiej konfiguracji, jak 7.1.3d z dodatkowym miedzianym blokiem od strony *n* chipu laserowego 7.1.3e (Cu-D-pLDn-Cu).

W układach montażowych przedstawionych na rysunku 7.1.2 połączenie chipu laserowego o rozmiarach $0.067 \times 0.3 \times 0.5 \text{ mm}^3$ z blokiem miedzi o rozmiarach $4 \times 28 \times 28 \text{ mm}^3$ (patrz rysunek 7.1.1) zapewniał miękki lut

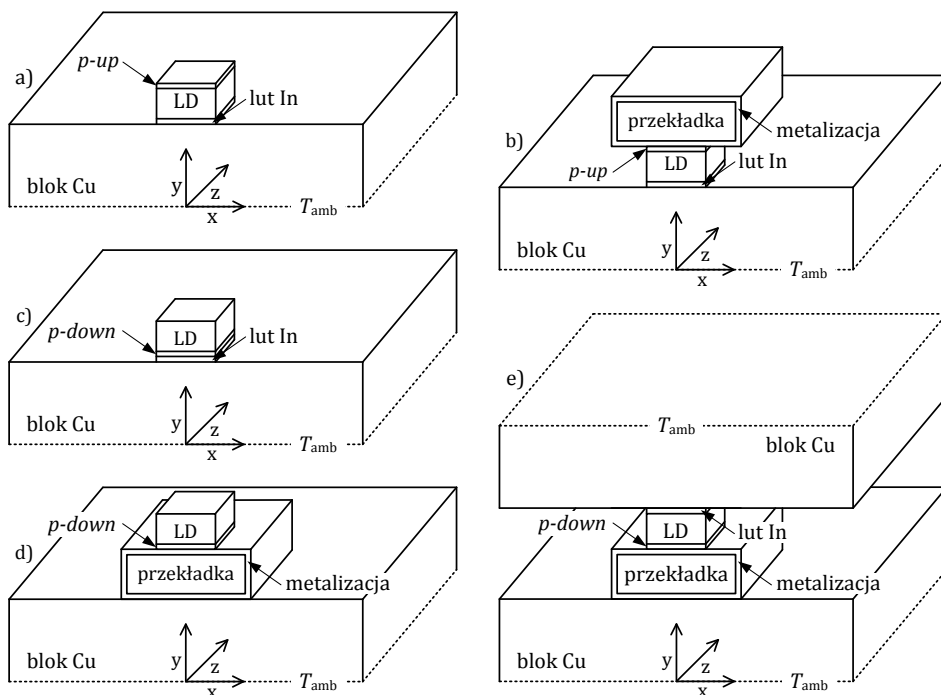
indowy o przewodności cieplnej 82 W/mK i grubości 5 μm , natomiast przekładka połączona jest z miedzią lub/i chipem za pomocą metalizacji. Metalizacja wykonana jest z kombinacji warstw złota o grubości 1 μm i twardego lutu eutektycznego AuSn o przewodności cieplnej 57 W/mK i grubości 3 μm . Przekładki o rozmiarach 0.3x0.7x1 mm³ (patrz rysunek 7.1.1) zostały wykonane z warstw diamentu otrzymanego metodą CVD (ang. *Chemical Vapor Deposition*) o przyjętej z pracy Wolter *et al.* [314] przewodności cieplnej równej 1120 W/mK.

Obliczenia 2D i 3D zostały przeprowadzone w układzie kartezjańskim, którego początek dla każdego z układów montażowych zaznaczono na rysunku 7.1.2. Obliczenia 2D zostały przeprowadzone dla płaszczyzny xy przy $z = 0$. Dodatkowo dla modeli 2D obliczenia przeprowadzono zarówno bez uwzględnienia zmian temperaturowych przewodności cieplnych materiałów azotkowych $\kappa(\text{const.})$, jak również z uwzględnieniem tych zmian $\kappa(T)$ (patrz tabela 7.1.2). We wszystkich przeprowadzonych obliczeniach w tym podrozdziale nie uwzględniono zmian temperaturowych przewodności cieplnych miedzianych bloków, przekładek, metalizacji i lutów zakładając brak istotnego wpływu tych zmian na własności cieplne badanych przyrządów. W obliczeniach ograniczono się do jednego (głównego) źródła ciepła umieszczonego w obszarze czynnym lasera. Położenie oraz wartość źródła zostały dobrane w taki sposób, aby jak najdokładniej odwzorowały rzeczywiste warunki pracy modelowanego przyrządu w progu akcji laserowej w trybie CW RT przy prądzie $I_{\text{th}} = 420 \text{ mA}$ i napięciu $U_{\text{th}} = 5.3 \text{ V}$.

Na rysunku 7.1.2 zaznaczono linią kropkowaną zewnętrzną powierzchnię miedzianych bloków, których temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie i wynosi $T_{\text{amb}} = 293 \text{ K}$ (20 °C). Odpowiada to sytuacji, w której te powierzchnie mają kontakt z elementem termoelektrycznym Peltier'a.

W tabeli 7.1.3 przedstawiono obliczone w modelach 2D z $\kappa(\text{const.})$, 2D z $\kappa(T)$ i 3D z $\kappa(T)$ wartości maksymalnych przyrostów temperatury $\Delta T_{A, \text{max}}$ w obszarze czynnym lasera w różnych układach montażowych (patrz rysunek 7.1.2). Na rysunkach 7.1.3–7.1.6 przedstawiono obliczone w modelu 2D z $\kappa(\text{const.})$ rozkłady temperatury w modelowanym laserze i elementach jego układu montażowego dla montażu Cu-nLDp-D (rysunek 7.1.3), Cu-nLD (rysunek 7.1.4), Cu-pLD (rysunek 7.1.5), Cu-D-pLDn-Cu (rysunek 7.1.6). Porównując wyniki obliczeń otrzymane na podstawie jednakowego modelu (2D z $\kappa(\text{const.})$, 2D z $\kappa(T)$ lub 3D $\kappa(T)$) otrzymane dla różnych układów montażowych najwyższe wartości $\Delta T_{A, \text{max}}$ otrzymano dla przyrządu Cu-nLD,

a najniższe dla Cu-nLDp-D (patrz tabela 7.1.3). Niemal jednakowe wartości $\Delta T_{A, \max}$ obliczono dla przyrządów Cu-nLDp-D i Cu-pLD.



Rysunek 7.1.2. Wybrane do obliczeń trójwymiarowe schematy układów montażowych modelowanej diody laserowej LD (ang. *Laser Diode*) z zaznaczoną konfiguracją (*p-up* – warstwy epitaksjalne skierowane do góry, *p-down* – warstwy epitaksjalne skierowane w dół). Na rysunku zaznaczono również położenie miedzianych bloków, indowych lutów i metalizowanych (Au + AuSn) przekładek diamentowych. Linia kropkowaną zaznaczono zewnętrzne powierzchnie miedzianych bloków, których temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{amb} = 293 \text{ K}$ ($20 \text{ }^\circ\text{C}$). Na każdym z rysunków zaznaczono również położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego do obliczeń. a) LD w konfiguracji *p-up* na bloku miedzi (Cu-nLD); b) LD w konfiguracji *p-up* z przekładką (nakładką) umieszczoną na szczycie chipu, a całość na bloku miedzi (Cu-nLDp-D); c) LD w konfiguracji *p-down* na bloku miedzi (Cu-pLD); d) LD w konfiguracji *p-down* na przekładce i na miedzianym bloku (Cu-D-pLD); e) LD w konfiguracji *p-down* na przekładce i na miedzianym bloku z dodatkowym blokiem miedzi zamontowanym od strony *n* chipu (Cu-D-pLDn-Cu). Rysunki nie w skali

Sprawność rozpraszania ciepła dla danego przyrządu określa jego oporność cieplna R_{th} (ang. *thermal resistance*), która dla lasera półprzewodnikowego obliczana jest, jako iloraz maksymalnego przyrostu temperatury w jego obszarze czynnym do dostarczonej całkowitej mocy cieplnej (wzór 4.12). W tabeli 7.1.4 zebrano wartości R_{th} dla modelowanych przyrządów obliczone na podstawie wartości podanych w tabeli 7.1.3.

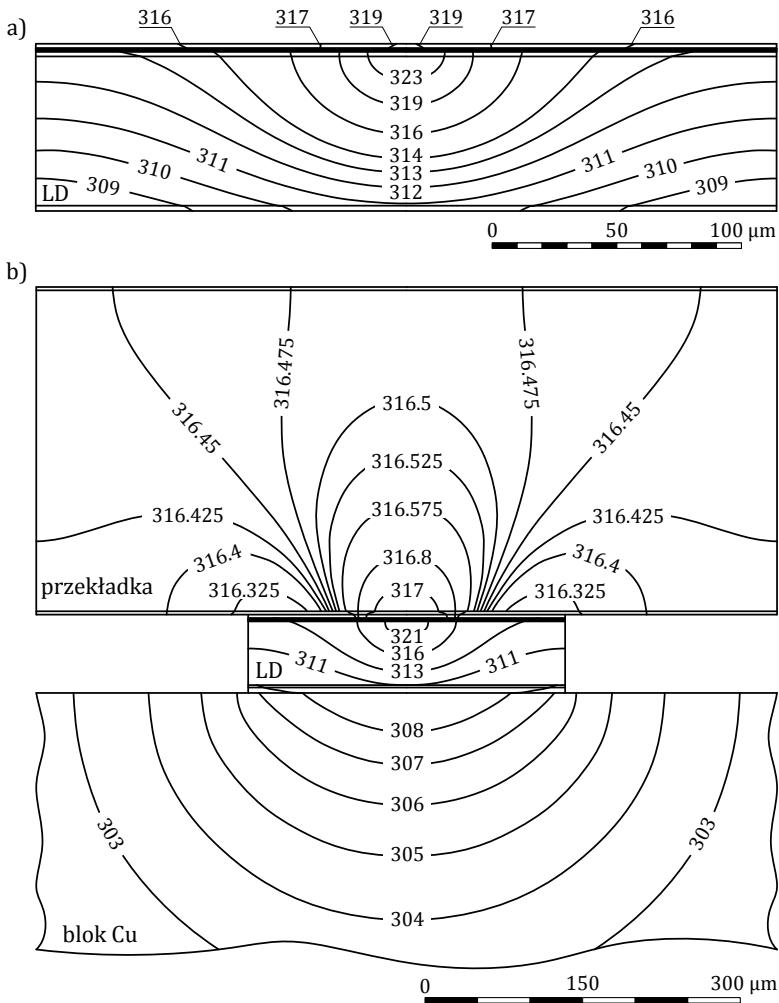
Dla modelowanych przyrządów we wszystkich rozważanych modelach numerycznych wartości R_{th} są w granicach od 13.9 K/W (model 3D, $\kappa(T)$ dla układu Cu-D-pLDn-Cu) do 24.3 K/W (model 2D, $\kappa(T)$ dla układu Cu-nLD). Zmiana konfiguracji lasera z *p-up* (Cu-nLD) na *p-down* (Cu-pLD) pozwoliła obniżyć oporność cieplną przyrządu o 10% dla modeli 2D ($\kappa(const.)$ i $\kappa(T)$) oraz 12% dla modelu 3D, $\kappa(T)$. Montaż Cu-nLD i Cu-nLDp-D różni się obecnością diamentowej przekładki (nakładki) zamocowanej na szczycie chipu lasera. Zastosowanie diamentowej nakładki w konfiguracji lasera *p-up* spowodowało spadek oporności cieplnej R_{th} przyrządu niemal o 9% dla modeli 2D ($\kappa(const.)$ i $\kappa(T)$) i 12% dla modelu 3D (porównaj tabela 7.1.4). Względne spadki (9%, 12%) wartości R_{th} przy przejściu z Cu-nLD do Cu-nLDp-D są nawet większe niż odpowiednie spadki obliczone przy przejściu z Cu-pLD do Cu-D-pLD (wynoszące odpowiednio 2% dla modeli 2D i 8% dla modelu 3D) tj. po zastosowaniu diamentowej przekładki umieszczonej pomiędzy chipem a miedzianym blokiem w konfiguracji *p-down*.

Tabela 7.1.3. Maksymalne przyrosty temperatury $\Delta T_{A, \max}$ ponad temperaturę otoczenia 293 K w obszarach czynnych modelowanych przyrządów. 2D, $\kappa(\text{const.})$ – obliczenia dwuwymiarowe bez uwzględnienia zmian temperaturowych przewodności cieplnych materiałów azotkowych; 2D, 3D $\kappa(T)$ – obliczenia dwu- i trójwymiarowe, w których uwzględniono zmiany temperaturowe przewodności cieplnych materiałów azotkowych (patrz tabela 7.1.2). W tabeli zamieszczono również różnice bezwzględne Δ oraz względne $\% \Delta$ pomiędzy wynikami obliczeń 2D, $\kappa(\text{const.})$ i 2D, $\kappa(T)$ oznaczone indeksem "2D κ " oraz pomiędzy wynikami 2D, $\kappa(T)$ i 3D, $\kappa(T)$ oznaczone indeksem "2D-3D"

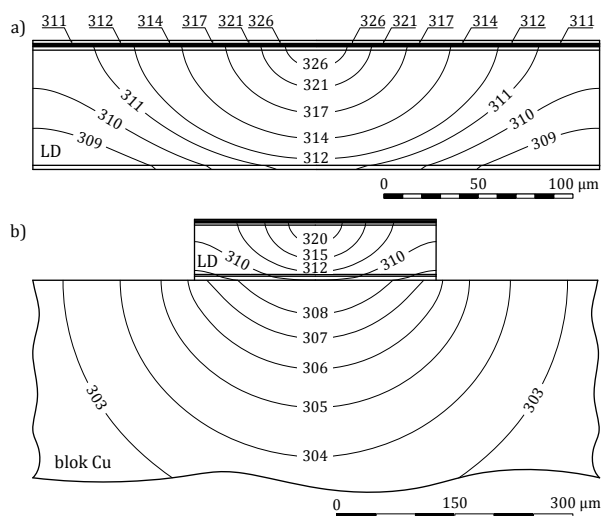
Model obliczeń	$\Delta T_{A, \max}$ [K]				
	Cu-nLD	Cu-nLDp-D	Cu-pLD	Cu-D-pLD	Cu-D-pLDn-Cu
2D, $\kappa(\text{const.})$	50.0	45.5	45.2	44.4	33.3
$\Delta_{2D\kappa}$ ($\% \Delta_{2D\kappa}$)	4.0 (8%)	3.5 (8%)	3.5 (8%)	3.3 (7%)	1.9 (6%)
2D, $\kappa(T)$	54.0	49.0	48.7	47.7	35.2
Δ_{2D-3D} ($\% \Delta_{2D-3D}$)	-6.8 (-13%)	-7.5 (-15%)	-7.1 (-15%)	-9.4 (-20%)	-4.2 (-12%)
3D, $\kappa(T)$	47.2	41.5	41.6	38.3	31.0

Tabela 7.1.4. Oporności cieplne R_{th} modelowanych przyrządów. 2D, $\kappa(\text{const.})$ – obliczenia dwuwymiarowe, w których nie uwzględniono zmian temperaturowych przewodności cieplnych materiałów azotkowych; 2D $\kappa(T)$, 3D $\kappa(T)$ – odpowiednio obliczenia dwuwymiarowe i trójwymiarowe, w których uwzględniono zmiany temperaturowe przewodności cieplnych materiałów azotkowych (patrz tabela 7.1.2). W tabeli zamieszczono również różnice bezwzględne Δ oraz względne $\% \Delta$ pomiędzy wynikami obliczeń 2D, $\kappa(\text{const.})$ i 2D, $\kappa(T)$ oznaczone indeksem "2D κ " oraz pomiędzy wynikami 2D, $\kappa(T)$ i 3D, $\kappa(T)$ oznaczone indeksem "2D-3D"

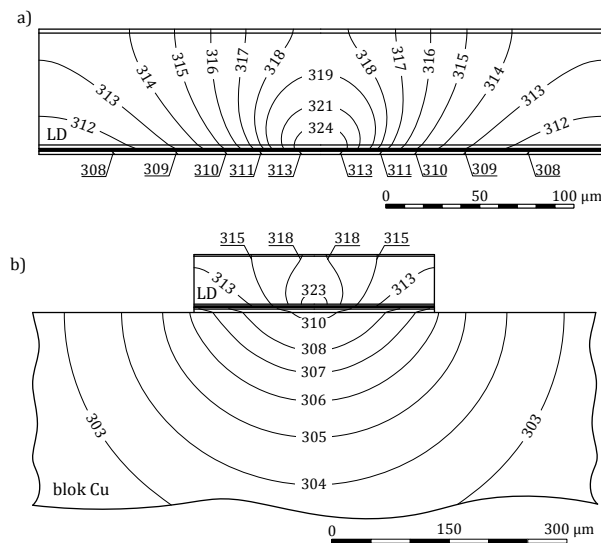
Model obliczeń	R_{th} [K/W]				
	Cu-nLD	Cu-nLDp-D	Cu-pLD	Cu-D-pLD	Cu-D-pLDn-Cu
2D, $\kappa(\text{const.})$	22.5	20.4	20.3	19.9	15.0
$\Delta_{2D\kappa}$ ($\% \Delta_{2D\kappa}$)	1.8 (8%)	1.6 (8%)	1.6 (8%)	1.5 (7%)	0.9 (6%)
2D, $\kappa(T)$	24.3	22.0	21.9	21.4	15.8
Δ_{2D-3D} ($\% \Delta_{2D-3D}$)	-3.1 (-13%)	-3.4 (-15%)	-3.2 (-15%)	-4.2 (-20%)	-1.9 (-12%)
3D, $\kappa(T)$	21.2	18.6	18.7	17.2	13.9



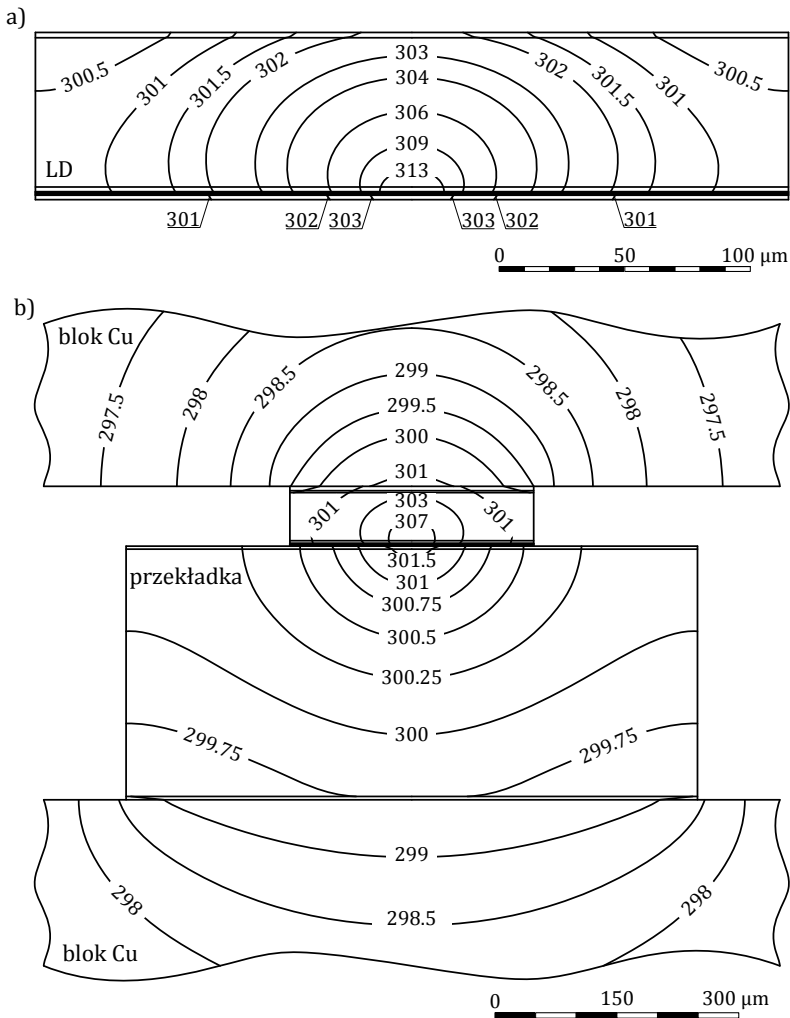
Rysunek 7.1.3. Obliczone w modelu 2D, $\kappa(\text{const.})$ dla montażu Cu-nLDp-D rozkłady temperatury T [K] a) w samym chipie i b) w laserze, przekładce (nakładce) oraz fragmencie miedzianego bloku. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym chipu LD ponad temperaturę otoczenia 293 K wynosi $\Delta T_{A, \text{max}} = 45.5$ K ($R_{\text{th}} = 20.4$ K/W)



Rysunek 7.1.4. Obliczony w modelu 2D, $\kappa(\text{const.})$ dla montażu Cu-nLD rozkład temperatury T [K] a) w samym chipie i b) w laserze i fragmencie miedzianego bloku. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{A, \max} = 50.0$ K ($R_{\text{th}} = 22.5$ K/W)



Rysunek 7.1.5. Obliczony w modelu 2D, $\kappa(\text{const.})$ dla montażu Cu-pLD rozkład temperatury T [K] a) w samym chipie i b) w laserze i fragmencie miedzianego bloku. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{A, \max} = 45.2$ K ($R_{\text{th}} = 20.3$ K/W)

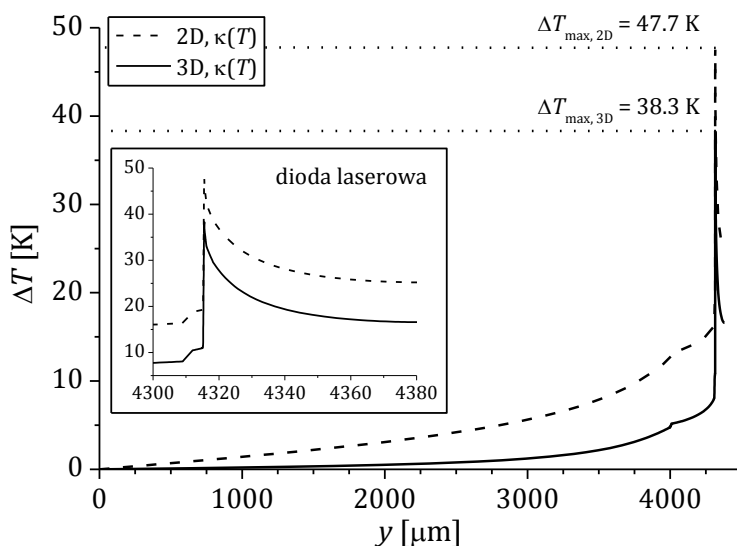


Rysunek 7.1.6. Obliczony w modelu 2D, $\kappa(\text{const.})$ dla montażu Cu-D-pLDn-Cu rozkład temperatury T [K] a) w samym chipie i b) w laserze, przekładce oraz fragmentach dwóch miedzianych bloków. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym chipu LD ponad temperaturę otoczenia 293 K wynosi $\Delta T_{A, \text{max}} = 33.3$ K ($R_{\text{th}} = 15.0$ K/W)

Dodanie do układu Cu-D-pLD dodatkowego bloku miedzi z układem Peltier'a od strony n tj. Cu-D-pLDn-Cu powoduje natomiast spadek oporności cieplnej R_{th} przyrządu o ok. 25% dla modeli 2D oraz 19% dla modelu 3D.

Porównując uzyskane wyniki niezależnie dla każdego z modelowanych przyrządów najwyższe wartości R_{th} uzyskano dla obliczeń 2D z $\kappa(T)$, niższe dla 2D z $\kappa(\text{const.})$ i najniższe dla 3D z $\kappa(T)$. Przykładowo dla Cu-nLD najwyższą wartość $R_{\text{th}} = 24.3$ K/W obliczono w modelu 2D z $\kappa(T)$, niższą $R_{\text{th}} = 22.5$ K/W

dla 2D $\kappa(\text{const.})$ i niższą $R_{\text{th}} = 21.2 \text{ K/W}$ dla 3D z $\kappa(T)$ (patrz tabela 7.1.4). Wyższe wartości $\Delta T_{A, \text{max}}$ dla obliczeń 2D, w których uwzględniono zależności $\kappa(T)$ od tych, w których tych zależności nie uwzględniono ($\kappa(\text{const.})$) wynikają ze spadku wartości przewodności cieplnych κ materiałów azotkowych wraz z temperaturą (na co wskazują wartości parametru δ w tabeli 7.1.2). Różnice te (bezwzględne $\Delta_{2\text{dk}}$, względne $\% \Delta_{2\text{dk}}$) zależą od układu montażowego i dla wszystkich analizowanych przyrządów wynoszą w granicach od 1.9 K (6%) do 4.0 K (8%) (patrz tabela 7.1.3). Dla przykładu po zmianie modelu obliczeń z 2D, $\kappa(\text{const.})$ na model 2D, $\kappa(T)$ dla przyrządu Cu-nLD obliczona wartość $\Delta T_{A, \text{max}}$ wzrosła o $\Delta_{2\text{dk}} = 4.0 \text{ K}$ tj. $\% \Delta_{2\text{dk}} = 8\%$.



Rysunek 7.1.7. Rozkłady przyrostu temperatury ΔT ponad temperaturę otoczenia 293 K dla lasera i jego układu montażowego (Cu-D-pLD) w linii y (dla $x = 0$, $z = 0$). Wyniki zostały otrzymane z modeli dwuwymiarowego 2D, $\kappa(T)$ i różnowymiarowego 3D, $\kappa(T)$. Maksymalny przyrost temperatury $\Delta T_{A, \text{max}}$ w obszarze czynnym lasera otrzymane z modeli 2D i 3D wynoszą odpowiednio 47.7 K i 38.3 K

Obliczenia 3D dla każdego z modelowanych układów uwzględniają rozptył ciepła w kierunku z (patrz rysunek 7.1.2) zarówno w chipie laserowym, jak i w elementach jego układu montażowego. Z tego powodu obliczone wartości R_{th} są niższe niż te obliczone w modelach 2D. Różnice wartości R_{th} (bezwzględne $\Delta_{2\text{D-3D}}$, względne $\% \Delta_{2\text{D-3D}}$) mocno zależą od przyjętego układu montażowego (patrz tabela 7.1.4).

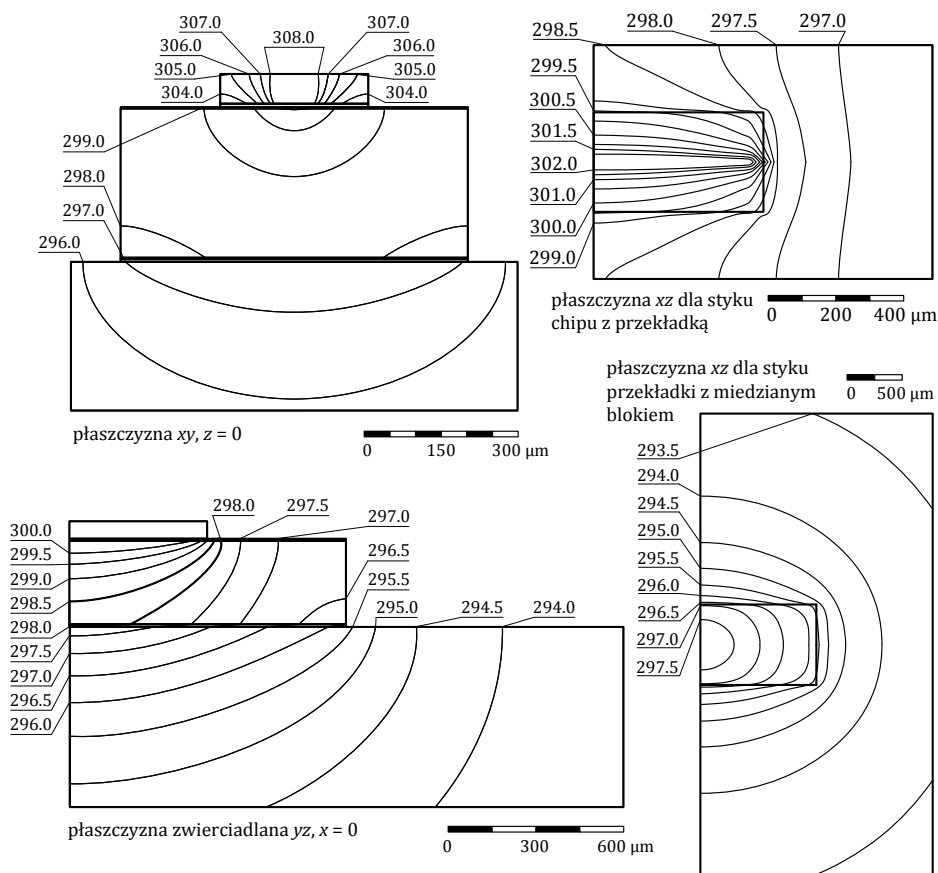
Po zmianie obliczeń 2D na 3D najmniejsze różnice wartości R_{th} obliczono dla Cu-D-pLDn-Cu ($\Delta_{2D-3D} = 1.9 \text{ K/W}$, $\% \Delta_{2D-3D} = 12\%$) oraz dla Cu-nLD ($\Delta_{2D-3D} = 3.1 \text{ K/W}$, $\% \Delta_{2D-3D} = 13\%$). Dla tych układów rozptyw ciepła w kierunku z ma mniejsze wpływ na obliczoną wartość $\Delta T_{A, \max}$ niż dla pozostałych analizowanych układów.

Największe różnice obliczonych wartości R_{th} po zmianie modelu z 2D na 3D uzyskano dla układu z przekładką umieszczoną pomiędzy chipem (zwróconym warstwami epitaksjalnymi do chłodnicy – *p-down*) a blokiem miedzi Cu-D-pLD tj. $\Delta_{2D-3D} = 4.2 \text{ K/W}$ ($\% \Delta_{2D-3D} = 20\%$). Dla tego przyrządu obliczone w modelach 2D i 3D z $\kappa(T)$ rozkłady przyrostu temperatury ponad temperaturę otoczenia 293 K w linii y dla $x = 0$ i $z = 0$ (patrz rysunek 7.1.2d) przedstawione są na rysunku 7.1.7. Dodatkowo na rysunku 7.1.8 pokazano otrzymane z obliczeń 3D z $\kappa(T)$ izotermy wykreślone ciepła w różnych płaszczyznach modelowanego przyrządu, w tym dla płaszczyzny xy przy $z = 0$ (dla której przeprowadzone zostały obliczenia 2D), dla płaszczyzny zwierciadlanej yz przy $x = 0$ oraz dla płaszczyzny xz dla styków chipu z przekładką i przekładki z miedzianym blokiem.

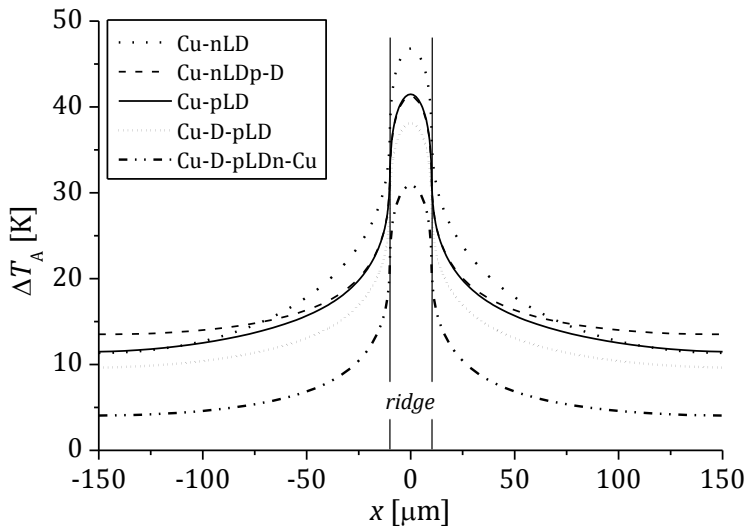
Po zmianie modelu z 2D na 3D obliczone wartości R_{th} dla układów montażowych Cu-nLDp-D (rysunek 7.1.2b) i Cu-pLD (rysunek 7.1.2c) niewiele się różnią od siebie pomimo znaczących różnic ich budowy. Układy te różnią się zarówno konfiguracją (*p-up* w układzie Cu-nLDp-D, *p-down* w układzie Cu-pLD), jak i obecnością przekładki (nakładka diamentowa w Cu-nLDp-D). Obliczona wartość R_{th} w modelu 2D jest nieznacznie wyższa dla Cu-nLDp-D ($R_{th} = 22.0 \text{ K/W}$) niż dla Cu-pLD ($R_{th} = 21.9 \text{ K/W}$), zaś w modelu 3D (po uwzględnieniu rozptywu ciepła w kierunku z) sytuacja się odwraca tj. $R_{th} = 18.6 \text{ K/W}$ dla układu Cu-nLDp-D i $R_{th} = 18.7 \text{ K/W}$ dla Cu-pLD. Obliczone w modelu 3D rozkłady temperatury (patrz rysunek 7.1.9) w płaszczyźnie obszaru czynnego dla montażu Cu-nLDp-D (linia kreskowana) i Cu-pLD (linia ciągła) poza maksimum znacznie się jednak od siebie różnią.

Podsumowując wyniki uzyskane w tym podrozdziale należy stwierdzić, że niezależnie od wybranego modelu numerycznego, tj. dwuwymiarowego lub trójwymiarowego, najniższą opornością cieplną charakteryzował się laser zamontowany w konfiguracji *p-down* z dwoma blokami miedzi oraz z przekładką umieszczoną pomiędzy chłodnicą a stroną lasera typu *p*. Oporność cieplna takiego przyrządu otrzymana z trójwymiarowych obliczeń to 13.9 K/W . Znacząco wyższą oporność cieplną w tym modelu obliczeń równą 17.2 K/W uzyskano dla montażu lasera w takiej samej konfiguracji *p-down* z przekładką bez dodatkowego bloku miedzi umieszczonego od strony podłoża

lasera. Niemal jednakowe wartości oporności cieplnej zarówno w modelu dwu-, jak i trójwymiarowym (nieco ponad 18.5 K/W) otrzymano dla dwóch zupełnie różnych układów montażowych przy różnych konfiguracjach lasera tj. dla montażu *p-down* na bloku miedzi i *p-up* na miedzianym bloku z nakładką umieszczoną od strony *p* chipu laserowego. Najwyższe wartości oporności cieplnej we wszystkich rozważanych modelach (21.2 K/W w modelu trójwymiarowym) otrzymano dla montażu lasera w konfiguracji *p-up* na miedzianym bloku.5



Rysunek 7.1.8. Otrzymane z modelu 3D, $\kappa(T)$ rozkłady temperatury T [K] w laserze i jego elementach montażowych dla układu (Cu-D-pLD) w czterech różnych przekrojach. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym lasera ponad temperaturę otoczenia 293 K wynosi $T_{A, \max} = 38.3$ K. ($R_{\text{th}} = 17.2$ K/W)



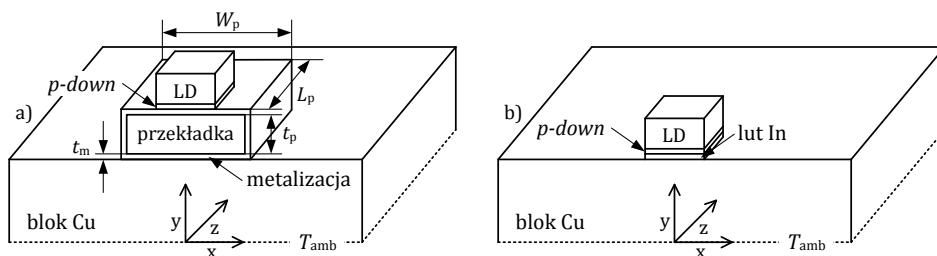
Rysunek 7.1.9. Otrzymane z modelu różnowymiarowego 3D z uwzględnieniem $\kappa(T)$ rozkłady przyrostu temperatury ponad temperaturę otoczenia 293 K w płaszczyźnie obszaru czynnego (wzdłuż osi x , $z = 0$) lasera dla pięciu różnych układów montażowych. Dodatkowo na rysunku zaznaczono krawędź falowodu grzbietowego modelowanego lasera

7.1.3 Wyniki obliczeń trójwymiarowych dla lasera w konfiguracji *p-down* z przekładką

W tym podrozdziale zostaną przedstawione wyniki trójwymiarowych samouzgodnionych obliczeń cieplnych przeprowadzonych dla lasera w konfiguracji *p-down* w układzie montażowym z metalizowaną przekładką umieszczoną pomiędzy chipem a miedzianym blokiem (patrz rysunek 7.1.10a). Obliczenia mają na celu określenie wpływu parametrów przekładki oraz metalizacji na właściwości cieplne modelowanego przyrządu, w tym na maksymalny przyrost temperatury w jego obszarze czynnym $\Delta T_{A, \max}$ ponad temperaturę otoczenia równą 293 K, a tym samym na jego oporność cieplną R_{th} . Wyniki obliczeń będą odniesione do wyników otrzymanych dla lasera w konfiguracji *p-down* bez przekładki (7.1.10b), dla którego obliczony maksymalny przyrost temperatury $\Delta T_{A, \max}$ w obszarze czynnym jest równy 45.9 K ($R_{th} = 20.6$ K/W).

Dla obliczeń przeprowadzonych w tym rozdziale założono brak anizotropii warstw azotkowych przyjmując jednocześnie dla kierunków x i z niższe wartości wyznaczone dla kierunku y ($\kappa_{RT, x} = \kappa_{RT, z} = \kappa_{RT, y}$ w tabeli 7.1.2).

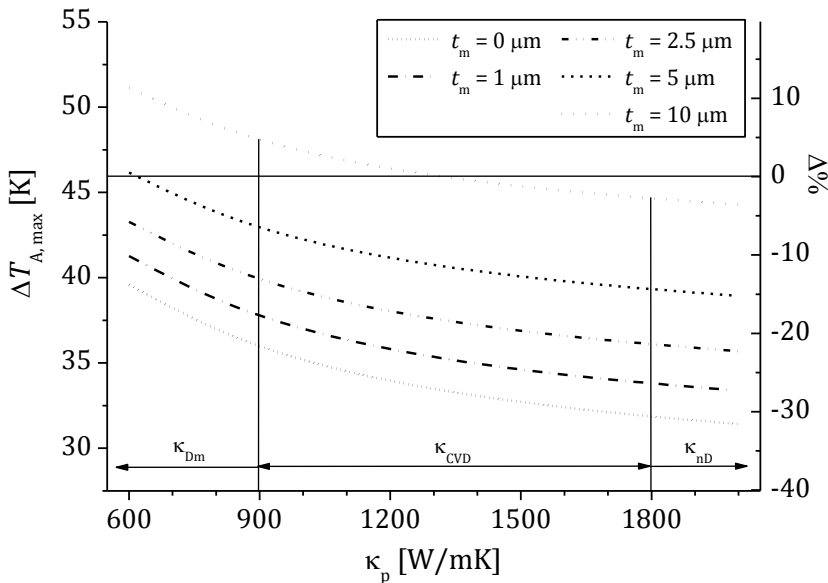
Z tego powodu obliczona wartość $\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$ dla układu montażowego *p-down* lasera bez przekładki (Cu-pLD) jest o ok. 10% wyższa od tej obliczonej w poprzednim podrozdziale ($\Delta T_{A, \max} = 41.6 \text{ K}$). W obliczeniach uwzględniono zmiany przewodności cieplnych z temperaturą $\kappa(T)$ tylko dla materiałów azotkowych (patrz tabela 7.1.2). Takich zależności, podobnie jak w poprzednim podrozdziale, nie uwzględniono w obliczeniach dla miedzianego bloku, lutów, metalizacji oraz materiałów, z których zostały wykonane przekładki. W obliczeniach ograniczono się do jednego źródła ciepła umieszczonego w obszarze czynnym lasera. Położenie oraz wartość źródła dobrano tak, aby odwzorować warunki pracy modelowanego przyrządu w progu akcji laserowej w trybie CW RT ($I_{th} = 420 \text{ mA}$, $U_{th} = 5.3 \text{ V}$). Temperatura zewnętrznych powierzchni miedzianych bloków (patrz rysunek 7.1.10) była stała i równa $T_{amb} = 293 \text{ K}$ ($20 \text{ }^\circ\text{C}$), co odpowiada sytuacji, w której mają one kontakt z elementem Peltier'a.



Rysunek 7.1.10. Trójwymiarowe schematy układów montażowych modelowanej diody laserowej LD (ang. *Laser Diode*) w konfiguracji *p-down* (warstwy epitaksjalne skierowane w dół): a) LD na metalizowanej przekładce o grubości t_p , długości L_p i szerokości W_p (t_m – grubość metalizacji) i całość na miedzianym bloku, b) LD na bloku miedzi zamocowana za pomocą z lutu indowego o grubości równej $5 \mu\text{m}$. Rozmiary miedzianego bloku i chipu LD wynoszą odpowiednio $4 \times 28 \times 28 \text{ mm}^3$ i $0.067 \times 0.3 \times 0.5 \text{ mm}^3$. Temperatura zewnętrznych powierzchni miedzianych bloków (linie kropkowane) nie ulega w obliczeniach zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{amb} = 293 \text{ K}$ ($20 \text{ }^\circ\text{C}$). Na rysunkach zaznaczono położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego do obliczeń. Rysunki nie w skali

Często zwraca się uwagę na parametry samych przekładek, które charakteryzują się przede wszystkim znakomitymi właściwościami cieplnymi (patrz tabela 4.1 w rozdziale *Układy montażowe*) jednocześnie pomijając znaczenie warstw je mocujących (metalizacji). Metalizacja modelowanych przekładek została wykonana z materiału AuSn o przewodności cieplnej

57 W/mK i grubości t_m . Wyniki obliczeń cieplnych (rysunek 7.1.11) przeprowadzonych dla przyrządu z przekładką (rysunek 7.1.10a, gdzie $t_p = 0.3$ mm, $W_p = 0.7$ mm, $L_p = 1$ mm) pokazują większy wpływ grubości metalizacji t_m na maksymalny przyrost temperatury w laserze $\Delta T_{A, \max}$ niż przewodności cieplnej przekładki κ_p . Zmniejszenie grubości metalizacji t_m w granicach od 10 μm do 1 μm powoduje zmniejszenie $\Delta T_{A, \max}$, zależnie od przyjętej przewodności przekładki, o 22%–24% względem układu bez przekładki ($\Delta T_{A, \max} = 45.9$ K). Z drugiej strony zmiana przewodności cieplnej κ_p przekładki w przedziale 600–2000 W/mK spowodowała spadek $\Delta T_{A, \max}$ o 15%–17% (względem wartości $\Delta T_{A, \max} = 45.9$ K) w zależności od grubości metalizacji t_m (rysunek 7.1.11).



Rysunek 7.1.11. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ od przewodności cieplnej przekładki κ_p (o grubości $t_p = 0.3$ mm, szerokości $W_p = 0.7$ mm i długości $L_p = 1$ mm) dla różnych grubości metalizacji t_m ($t_m = 0$ μm oznacza brak metalizacji). Na rysunku przedstawiono również procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A, \max}$ względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9$ K dla układu bez przekładki. Dodatkowo na rysunku zaznaczono przybliżone przedziały wartości κ_p dla przekładek wykonanych odpowiednio ze stopów diamentu z metalami (κ_{Dm}), z diamentu otrzymanego metodą CVD (κ_{CVD}) oraz diamentu naturalnego (κ_{nD}).

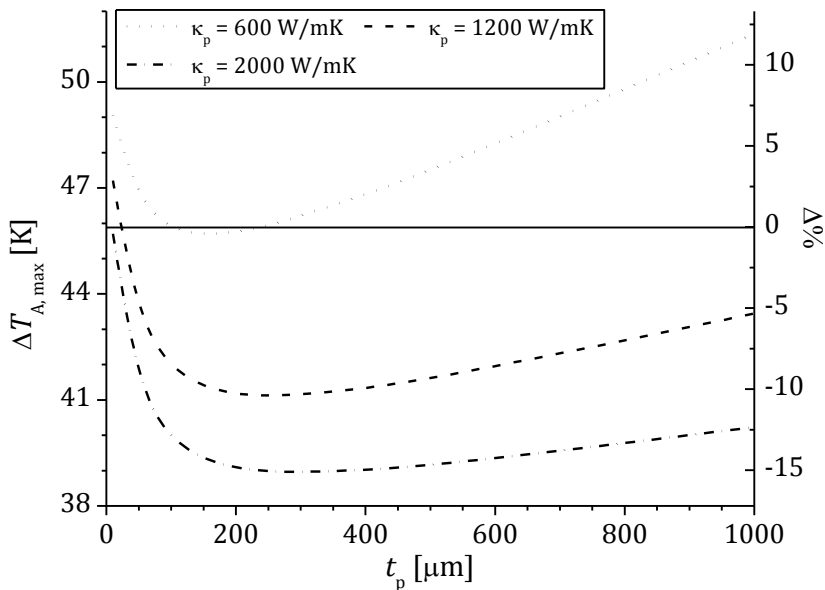
Na rysunku 7.1.11 zaznaczone zostały trzy przedziały wartości κ_p , które są charakterystyczne dla materiałów wykorzystywanych do konstrukcji przekładek wykonywanych na bazie diamentu. Dla przekładek wykonanych ze stopu diamentu z metalami $\kappa_{Dm} < 900$ W/mK obliczony spadek temperatury $\Delta T_{A, \max}$ względem przyrządu bez przekładki wynosi do ok. 18% dla metalizacji o grubości $t_m = 1$ μm . Jednakże możliwa jest też sytuacja, w której taka przekładka o niskiej przewodności cieplnej $\kappa_{Dm} < 600$ W/mK może spowodować w zależności od grubości metalizacji t_m wzrost wartości $\Delta T_{A, \max}$. Przykładowo dla $\kappa_{Dm} = 600$ W/mK, $t_m = 10$ μm obliczony przyrost temperatury $\Delta T_{A, \max}$ wynosi 51.1 K ($R_{th} = 23.0$ K/W).

Z drugiej strony najniższe wartości $\Delta T_{A, \max} = 33.4$ K ($R_{th} = 15.0$ K/W) dla $t_m = 1$ μm oraz $\Delta T_{A, \max} = 31.4$ K ($R_{th} = 14.1$ K/W) dla braku metalizacji ($t_m = 0$ μm) obliczono, gdy przekładka była wykonana z naturalnego diamentu o przewodności cieplnej równej $\kappa_{nD} = 2000$ W/mK. Warto dodać, że dla przekładek wykonanych z diamentu otrzymanego metodą CVD o przewodności cieplnej $\kappa_{CVD} = 1200$ W/mK wartości $\Delta T_{A, \max} = 35.8$ K ($R_{th} = 16.1$ K/W) dla $t_m = 1$ μm oraz $\Delta T_{A, \max} = 33.9$ K ($R_{th} = 15.2$ K/W) dla $t_m = 0$ μm są niewiele wyższe od odpowiednich wartości obliczonych dla przekładek wykonanych z naturalnego diamentu.

Właściwości cieplne lasera w montażu z przekładką pokrytą dość grubą metalizacją AuSn ($t_m = 5$ μm) zależą m.in. od przewodności cieplnej κ_p materiału przekładki oraz od jej grubości t_p . Na rysunku 7.1.12 przedstawiono wpływ wartości κ_p i t_p na obliczone maksymalne przyrosty temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$. Dla przekładki o szerokości $W_p = 0.7$ mm ($2\frac{1}{3}$ szerokości chipu lasera W_{LD}) i długości $L_p = 1$ mm (2 długości chipu lasera L_{LD}) niezależnie od jej przewodności cieplnej w zakresie 600–2000 W/mK zawsze można dobrać jej grubość t_p w taki sposób, aby otrzymać najmniejszą wartość $\Delta T_{A, \max}$.

Najniższe obliczone wartości $\Delta T_{A, \max}$ i R_{th} zależne są od rodzaju materiału przekładki i jej grubości i wynoszą: 45.7 K i 20.5 K/W dla przekładki wykonanej ze stopu diamentu z metalem ($\kappa_p = 600$ W/mK) o grubości $t_p = 150$ μm , 41.1 K i 18.5 K/W dla przekładki wykonanej z diamentu otrzymanego metodą CVD ($\kappa_p = 1200$ W/mK) o grubości $t_p = 250$ μm , 39.0 K i 17.5 K/W dla przekładki wykonanej z naturalnego diamentu ($\kappa_p = 2000$ W/mK) o grubości $t_p = 300$ μm . Zmniejszając grubość przekładki t_p poniżej ok. 100 μm temperatura $\Delta T_{A, \max}$ w obszarze czynnym lasera zaczyna szybko rosnąć. Szybkość tego wzrostu zależna jest od wartości κ_p . Wpływ κ_p na wartość $\Delta T_{A, \max}$ jest bardziej zauważalny podczas wzrostu grubości przekładki t_p (patrz

rysunek 7.1.12). Przekładka $\kappa_p = 600 \text{ W/mK}$ przy t_p w granicach 100–250 μm nie miała wpływu na właściwości cieplne montażu (względem układu bez przekładki). Poza tym przedziałem jej obecność powodowała wzrost maksymalnego przyrostu temperatury $\Delta T_{A, \max}$ w obszarze czynnym modelowanego lasera. Natomiast dla przekładki wykonanej z naturalnego diamentu ($\kappa_p = 2000 \text{ W/mK}$) zdecydowany spadek temperatury można zaobserwować wraz ze wzrostem t_p do ok. 200 μm . Powyżej tej grubości $t_p = 200 \mu\text{m}$ dalszy jej wzrost ma niewielki wpływ na wartość $\Delta T_{A, \max}$.

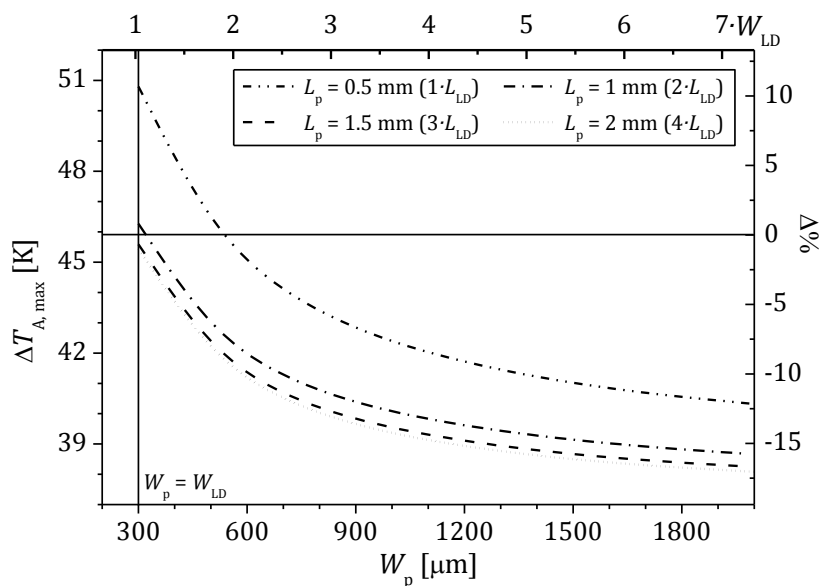


Rysunek 7.1.12. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ od grubości przekładki t_p i jej przewodności cieplnej κ_p . Szerokość W_p , długość L_p przekładki i grubość metalizacji t_m były stałe i wynosiły odpowiednio 0.7 mm, 1 mm i 5 μm . Na rysunku przedstawiono również procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A, \max}$ względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$ dla układu bez przekładki

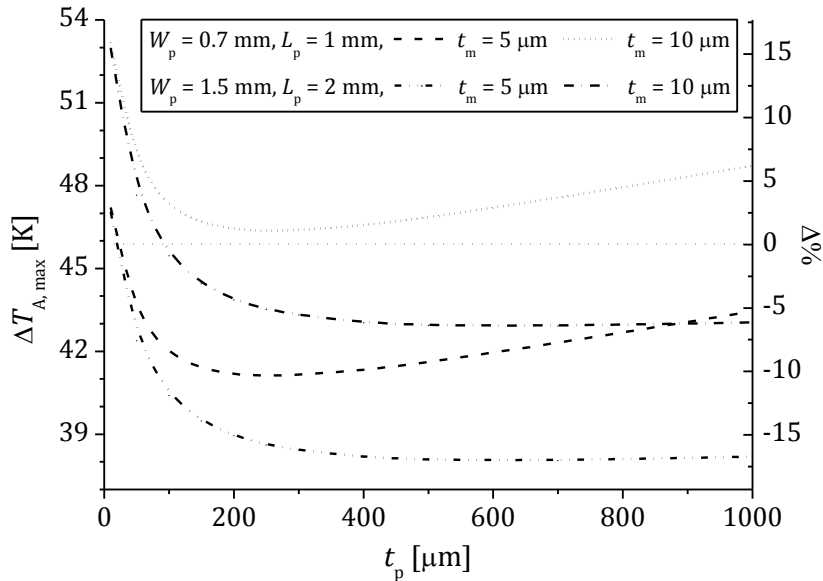
Sprawność odprowadzania ciepła z przyrządu z przekładką zależy nie tylko od grubości i przewodności cieplnej przekładki oraz parametrów jej metalizacji, ale również od rozmiarów przekładki w płaszczyźnie xz (patrz rysunek 7.1.10a) tj. od jej szerokości W_p i długości L_p . Zwiększanie tych rozmiarów przekładki (przy zachowaniu jej grubości) powinno poprawić efektywność odprowadzania ciepła z chipu poprzez zwiększenie szerokości

strumienia ciepła płynącego do miedzianego bloku. Jednakże ekonomia takiego rozwiązania narzuca pewne ograniczenia i z tego powodu bardzo ważna jest zależność wzrostu temperatury $\Delta T_{A, \max}$ od rozmiarów przekładki w płaszczyźnie xz , a dokładniej od jej rozmiarów (W_p, L_p) względem odpowiednich rozmiarów chipu laserowego (W_{LD}, L_{LD}).

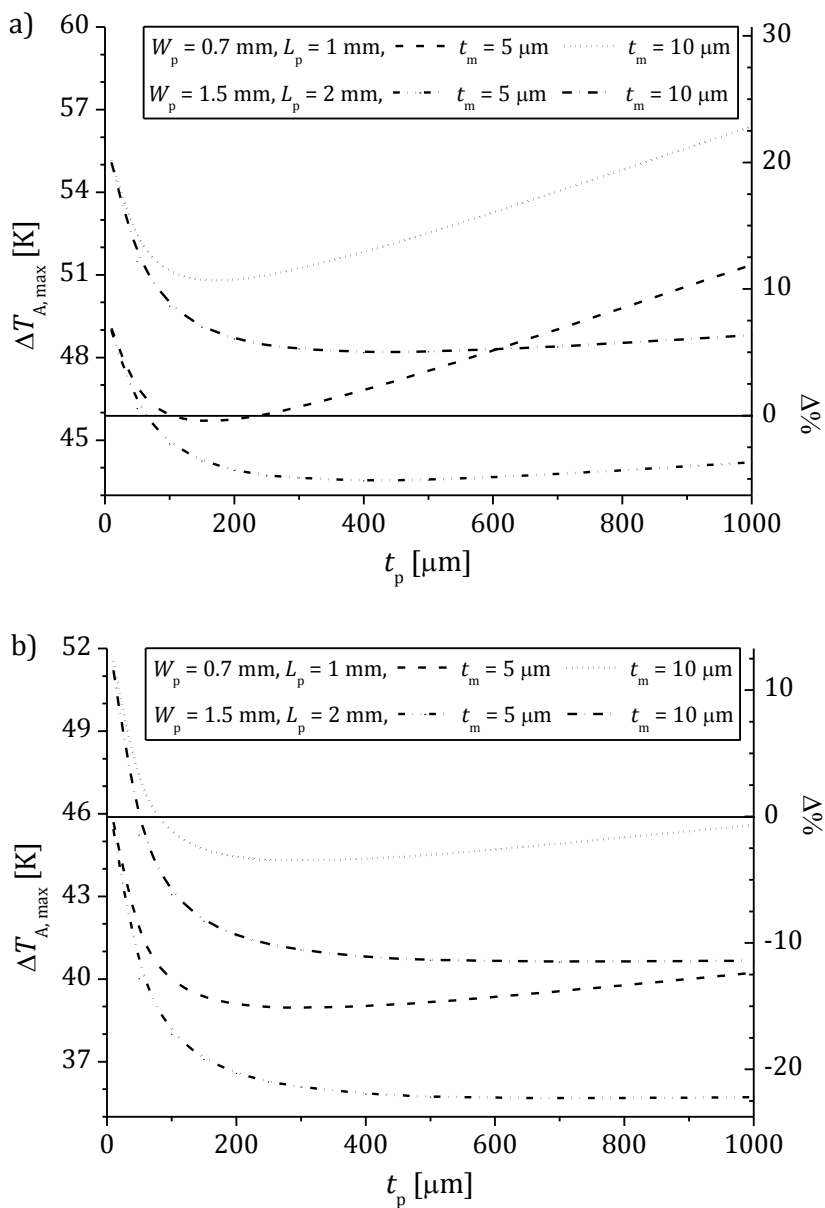
Przeprowadzone obliczenia (patrz rysunek 7.1.13) dla lasera w montażu z przekładką wykonaną z diamentu otrzymanego metodą CVD ($\kappa_{CVD} = 1200 \text{ W/mK}$) o ustalonej grubości $t_p = 0.3 \text{ mm}$ przy metalizacji AuSn o grubości $t_m = 5 \text{ }\mu\text{m}$ pokazują największą poprawę w odprowadzaniu ciepła dla przekładki 2-krotnie dłuższej oraz ok. 4–5 razy szerszej od chipu laserowego.



Rysunek 7.1.13. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ od szerokości W_p i długości L_p przekładki wykonanej z warstwy diamentu otrzymanego metodą CVD ($\kappa_{CVD} = 1200 \text{ W/mK}$) o grubości $t_p = 0.3 \text{ mm}$. Grubość metalizacji jest stała i wynosi $t_m = 5 \text{ }\mu\text{m}$. Na rysunku pokazano również procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A, \max}$ względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$ dla układu bez przekładki. Dodatkowo rozmiary przekładki odniesiono do rozmiarów chipu LD tj. długości L_{LD} i szerokości W_{LD}



Rysunek 7.1.14. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ od grubości t_p przekładek wykonanych z warstw diamentu otrzymanego metodą CVD ($k_{\text{CVD}} = 1200 \text{ W/mK}$) o dwóch różnych rozmiarach w płaszczyźnie xz (patrz rysunek 7.1.10a) z dwiema różnymi grubościami metalizacji t_m . Rozmiary przekładek w płaszczyźnie xz określone są przez ich szerokość W_p oraz długość L_p . Na rysunku przedstawiono procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A, \max}$ względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$ otrzymanej dla układu bez przekładki



Rysunek 7.1.15. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A,max}$ od grubości t_p przekładki wykonanych a) ze stopu diamentu z metalem ($\kappa_{Dm} = 600 \text{ W/mK}$) i b) z naturalnego diamentu ($\kappa_{ND} = 2000 \text{ W/mK}$). Obliczenia wykonano dla przekładek o dwóch różnych rozmiarach (szerokościach W_p i długościach L_p) i dwóch różnych grubości metalizacji t_m . Na rysunkach zaznaczono procentowy wzrost/spadek $\% \Delta$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A,max}$ względem $\Delta T_{A,max} = 45.9 \text{ K}$ otrzymanej dla układu bez przekładki

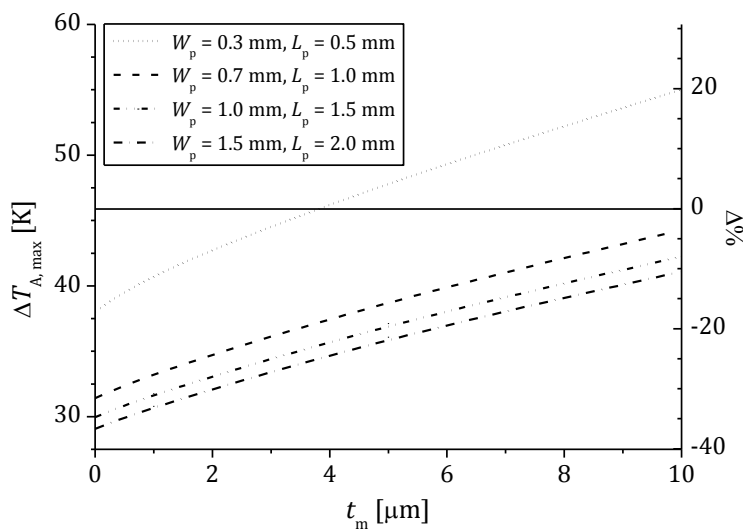
Grubość przekładki t_p powinna być dobierana w zależności od rozmiarów W_{LD} i L_{LD} źródła ciepła. Zbyt cienka przekładka nie przenosi ciepła z chipu na odpowiednio dużą powierzchnię miedzianego bloku tj. gęstość strumienia ciepła nie ulega znaczącej zmianie (patrz rysunek 7.1.12). Z drugiej strony, zbyt gruba warstwa t_p przy niedostatecznych rozmiarach W_p i L_p może wprowadzać jedynie dodatkową rezystancję termiczną do układu montażowego. Dobór optymalnej grubości t_p , tak jak i rozmiarów W_p i L_p przekładki ma również duże znaczenie ze względów ekonomicznych. Na rysunku 7.1.14 przedstawiono wpływ grubości t_p przekładek wykonanych z diamentu typu CVD ($\kappa_{CVD} = 1200 \text{ W/mK}$) o dwóch różnych rozmiarach W_p , L_p i dwóch różnych grubościach metalizacji t_m na obliczone wartości $\Delta T_{A, \max}$ obszaru czynnego lasera. Dla mniejszej z rozważanych przekładek ($W_p = 0.7 \text{ mm}$ i $L_p = 1 \text{ mm}$) i bardzo grubej metalizacji t_m nie uzyskano żadnej poprawy właściwości cieplnych przyrządu względem jego odpowiednika bez przekładki. Znacznie lepsze wyniki otrzymano dla dwukrotnie większej przekładki ($W_p = 1.5 \text{ mm}$ i $L_p = 2 \text{ mm}$), dla której pomimo grubej metalizacji ($t_m = 10 \mu\text{m}$) przy $t_p = 400 \mu\text{m}$ spadek $\Delta T_{A, \max}$ względem montażu bez przekładki ($\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$) wyniósł 6%, a oporność cieplna 19.3 K/W.

Na rysunku 7.1.15 przedstawiono analogiczne wyniki do tych pokazanych na rysunku 7.1.14, z tą różnicą, że przewodności cieplne wykorzystanych przekładek wynosiły $\kappa_{Dm} = 600 \text{ W/mK}$ (rysunek 7.1.15a) i $\kappa_{nD} = 2000 \text{ W/mK}$. Podsumowanie wyników umieszczonych na rysunkach 7.1.14 i 7.1.15 przedstawia tabela 7.1.5.

Tabela 7.1.5. Maksymalne przyrosty temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ i oporności cieplne R_{th} otrzymane dla montażu lasera w konfiguracji *p-down* z przekładką wykonaną na bazie diamentu o przewodności cieplnej κ_p , a także różnice względne $\% \Delta T$ pomiędzy wartościami $\Delta T_{A, \max}$ otrzymanymi dla montażu z przekładką oraz bez niej ($\Delta T_{A, \max} = 45.9 \text{ K}$). Grubość metalizacji AuSn jest równa $t_m = 5 \mu\text{m}$. Szerokość i długość przekładki to odpowiednio W_p i L_p . Grubość przekładki t_p dobrana została indywidualnie do każdego z przypadków w taki sposób, aby otrzymać minimalne wartości $\Delta T_{A, \max}$, R_{th} . ($W_p = 0.7 \text{ mm}$, $L_p = 1 \text{ mm}$: $t_p = 150 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 600 \text{ W/mK}$), $t_p = 250 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 1200 \text{ W/mK}$), $t_p = 300 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 2000 \text{ W/mK}$); $W_p = 1.5 \text{ mm}$, $L_p = 2 \text{ mm}$: $t_p = 400 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 600 \text{ W/mK}$), $t_p = 500 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 1200 \text{ W/mK}$), $t_p = 700 \mu\text{m}$ ($\kappa_p = 2000 \text{ W/mK}$))

Montaż <i>p-down</i> z przekładką	$W_p = 0.7 \text{ mm}, L_p = 1 \text{ mm}$			$W_p = 1.5 \text{ mm}, L_p = 2 \text{ mm}$		
	$\Delta T_{A, \max}$ [K]	$\% \Delta T$	R_{th} [K/W]	$\Delta T_{A, \max}$	$\% \Delta T$	R_{th} [K/W]
$\kappa_p = 600 \text{ W/mK}$	45.7	0%	20.5	43.6	-5%	19.6
$\kappa_p = 1200 \text{ W/mK}$	41.1	-10%	18.5	38.1	-17%	17.1
$\kappa_p = 2000 \text{ W/mK}$	39.0	-15%	17.5	35.7	-22%	16.0

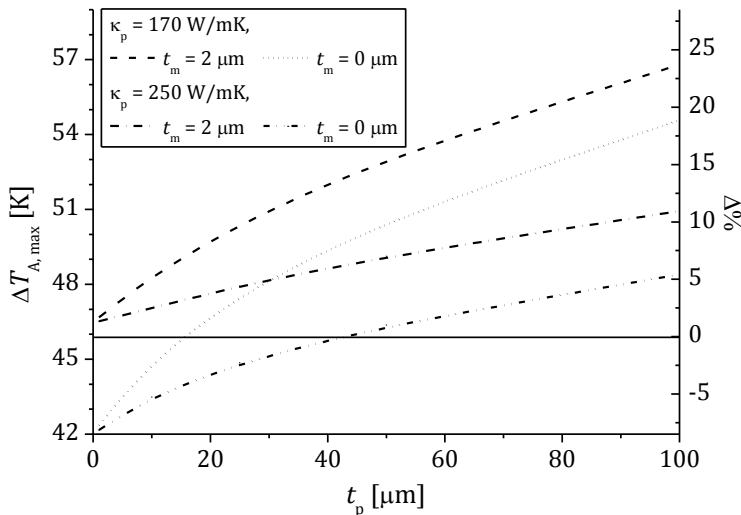
Wpływ grubości t_m metalizacji AuSn przekładek wykonanych z naturalnego diamentu ($\kappa_{\text{ND}} = 2000 \text{ W/mK}$) o różnych rozmiarach W_p , L_p w płaszczyźnie xz (patrz rysunek 7.1.10a) i ustalonej grubości $t_p = 0.3 \text{ mm}$ na obliczone wartości $\Delta T_{A, \text{max}}$ przedstawiono na rysunku 7.1.16. Dla przekładek o rozmiarach w płaszczyźnie xz (szerokości W_p i długości L_p) większych od odpowiednich rozmiarów chipu ($W_{\text{LD}} = 0.3 \text{ mm}$, $L_p = 0.5 \text{ mm}$) grubość lutu niemal jednakowo wpływa na wyniki obliczeń $\Delta T_{A, \text{max}}$. Dla przekładki o rozmiarach w płaszczyźnie xz równych odpowiednim rozmiarom chipu, tj. $W_p = W_{\text{LD}}$ i $L_p = L_{\text{LD}}$, zgodnie z wynikami przedstawionymi na rysunku 7.1.16 grubość metalizacji t_m decyduje o tym, czy wartość $\Delta T_{A, \text{max}}$ będzie wyższa, czy też niższa od odpowiedniej wartości $\Delta T_{A, \text{max}} = 45.9 \text{ K}$ otrzymanej dla montażu bez przekładki. Przykładowo dla przypadku braku metalizacji ($t_m = 0 \mu\text{m}$) przekładka $\kappa_{\text{ND}} = 2000 \text{ W/mK}$ o rozmiarach $W_p = W_{\text{LD}}$ i $L_p = L_{\text{LD}}$ może spowodować spadek $\Delta T_{A, \text{max}}$ nawet o 17% ($\Delta T_{A, \text{max}} = 38.1 \text{ K}$, $R_{\text{th}} = 17.1 \text{ K/W}$) względem wartości $\Delta T_{A, \text{max}} = 45.9 \text{ K}$ otrzymanej dla montażu bez przekładki, a z metalizacją o grubości $t_m = 10 \mu\text{m}$ wzrost temperatury $\Delta T_{A, \text{max}}$ o ok. 20%.



Rysunek 7.1.16. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \text{max}}$ od grubości t_m metalizacji dla przekładek wykonanych z naturalnego diamentu ($\kappa_{\text{ND}} = 2000 \text{ W/mK}$). Obliczenia wykonano dla przekładek o jednakowej grubości $t_p = 0.3 \text{ mm}$ i czterech różnych rozmiarach w płaszczyźnie xz (patrz rysunek 7.1.10a) tj. szerokościach W_p i długościach L_p . Na rysunkach zaznaczono procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ (wartości dodatnie/ujemne) wartości $\Delta T_{A, \text{max}}$ względem $\Delta T_{A, \text{max}} = 45.9 \text{ K}$ otrzymanej dla układu bez przekładki

Na rysunku 7.1.17 przedstawiono wyniki obliczeń wartości $\Delta T_{A, \max}$ dla lasera w układzie montażowym *p-down* z przekładką wykonaną na bazie materiałów innych niż diament o względnie niskich przewodnościach cieplnych tj. $\kappa_p = 170$ W/mK (np. MoCu, AlN) i $\kappa_p = 250$ W/mK (np. BeO, SiC otrzymany metodą CVD). Przewodności cieplne tych materiałów są niższe od przewodności cieplnej bloku miedzi (ok. 400 W/mK).

Z tego powodu zamiast spadku temperatury w laserze otrzymujemy jej wzrost. Jedynie przy założeniu braku metalizacji ($t_m = 0$ μm) lub jej bardzo niewielkiej grubości otrzymujemy niewielkie obniżenie temperatury $\Delta T_{A, \max}$ w przyrządzie. Dla przypadku braku metalizacji ($t_m = 0$ μm) przekładki $t_p = 1$ μm ($\kappa_p = 170$ W/mK i $\kappa_p = 250$ W/mK) obliczony spadek $\Delta T_{A, \max}$ to ok. 8% (względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9$ K).



Rysunek 7.1.17. Zależność maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym lasera $\Delta T_{A, \max}$ od grubości przekładki t_p dla dwóch różnych względnie niskich przewodności cieplnych κ_p oraz dwóch różnych grubości metalizacji t_m . Rozmiary w płaszczyźnie *xz* (patrz rysunek 7.1.10a) przekładek były jednakowe dla wszystkich przekładek i wynosiły $W_p = 0.7$ mm (szerokość) i $L_p = 1$ mm (długość). Na rysunku przedstawiono procentowy wzrost/spadek $\Delta\%$ wartości $\Delta T_{A, \max}$ względem $\Delta T_{A, \max} = 45.9$ K otrzymanego dla układu bez przekładki

Podsumowując wyniki uzyskane w niniejszym podrozdziale pracy, po umieszczeniu w układzie montażowym lasera w konfiguracji *p-down* przekładki o odpowiednio dobranych parametrach oporność cieplną przyrządu udało się zmniejszyć w przedziale od 20.5 K/W do ok. 16 K/W, co odpowiadało

obniżeniu maksymalnego przyrostu temperatury w jego obszarze czynnym o 22%. Grubość przekładki wykonanej na bazie diamentu, dla której obliczono najmniejsze maksymalne przyrosty temperatury w obszarze czynnym lasera, silnie zależy od jej długości, szerokości, przewodności cieplnej oraz grubości metalizacji. Rozmiary planarne przekładek wykonanych z materiałów o mniejszej przewodności cieplnej niż diament (m.in. BeO, CVD-SiC, MoCu, AlN) powinny być duże, zaś ich grubość niewielka. Należy przy tym pamiętać, że takie przekładki stosuje się głównie w celu zapewnienia lepszych właściwości mechanicznych układu montażowego szczególnie w przypadku, gdy rozmiary planarne źródła ciepła są duże, znacznie większe niż w prezentowanym przykładzie.

7.2 Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość uzyskania progu akcji laserowej dla azotkowych matryc laserowych

W tym rozdziale przedstawiona zostanie analiza możliwości uzyskania warunków progowych akcji laserowej dla pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej (CW RT) w jednowymiarowych matrycach (linijkach) laserowych zaprojektowanych na bazie emitera z wąskim (o szerokości 2 μm) paskowym obszarem czynnym. Przeprowadzona analiza numeryczna wskazała na problemy z umieszczeniem w matrycy większej liczby emiterów spowodowane zbyt niską efektywnością odprowadzania ciepła z ich obszarów czynnych, co spowodowało ich wzajemne samonagrzewanie się (*efekt thermal crosstalk*).

W celu poprawy właściwości cieplnych modelowanych przyrządów zbadano wpływ diamentowej nakładki oraz rozmiarów (grubości i szerokości) substratu GaN na maksymalny przyrost temperatury w obszarach czynnych poszczególnych emiterów. O przyrostach temperatury decydowała zarówno ilość, jak i wzajemne położenie emiterów w matrycy. Istotną rolę odgrywał przy tym wspomniany wyżej efekt wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów *thermal crosstalk*, który różnicując maksymalne temperatury obszarów czynnych prowadził do zróżnicowania wartości gęstości prądów progowych poszczególnych emiterów.

Zastosowanie diamentowej nakładki pozwoliło znacząco zmniejszyć efekt *thermal crosstalk*, natomiast zmniejszenie grubości i/lub zwiększenie szerokości substratu wyraźnie obniżyło temperaturę w całym przyrządzie.

Co więcej, przeprowadzona analiza wykazała, że proponowane w pracy rozwiązania uzupełniają się pozwalając na wykonanie matrycy ze znacznie większą liczbą emiterów niż w strukturze wyjściowej.

7.2.1 Budowa i parametry modelowanego lasera

Lasery wybrany do modelowania został opisany w pracy Kauer *et al.* [47]. Jest to przyrząd wykonany metodą epitaksji z wiązek molekularnych MBE (ang. *Molecular Beam Epitaxy*) z prekursorem w postaci amoniaku (ang. *ammonia*) na podłożu FS-GaN z Sumitomo Electric Industries. Szczegóły budowy tego lasera przedstawiono w tabeli 7.2.1.

Tabela 7.2.1. Szczegóły budowy azotkowego lasera typu RW z paskowym obszarem czynnym o powierzchni $2 \times 1000 \mu\text{m}^2$ [47]

Element lasera	Materiał warstwy	Domieszkowanie	Grubość
warstwa kontaktowa typu <i>p</i> ¹⁾	Au ¹⁾	–	2 μm ¹⁾
kontakt elektryczny typu <i>p</i>	Ni/Au	–	10 nm ¹⁾
warstwa tlenkowa	SiO ₂	–	200 nm ¹⁾
warstwa podkontaktowa typu <i>p</i>	GaN: Mg	¹⁾ 10^{19}cm^{-3}	10 nm
warstwa okładkowa typu <i>p</i>	Al _{0.05} Ga _{0.95} N: Mg	¹⁾ 10^{19}cm^{-3}	500 nm
warstwa falowodowa typu <i>p</i>	GaN: Mg	¹⁾ 10^{19}cm^{-3}	100 nm
warstwa EBL ²⁾	Al _{0.2} Ga _{0.8} N	–	5 nm
obszar czynny MQW ³⁾	3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	–	3 nm
	2B ¹⁾ GaN	–	15 nm
warstwa falowodowa typu <i>n</i>	Al _{0.11} Ga _{0.89} N	–	20 nm
	GaN: Si	¹⁾ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	100 nm
warstwa okładkowa typu <i>n</i>	SPSL		1.25 μm
	Al _{0.12} Ga _{0.88} N: Si /GaN: Si	¹⁾ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ¹⁾ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	(2.6 nm /2.6 nm)
warstwa buforowa	GaN: Si	¹⁾ $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	260 nm
podłoże	FS-GaN:Si	¹⁾ $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	420 μm
kontakt elektryczny typu <i>n</i>	Ti/Al	–	10 nm ¹⁾
warstwa kontaktowa typu <i>n</i> ¹⁾	Au ¹⁾	–	2 μm ¹⁾

1) wartości założone do obliczeń, których nie odnaleziono w pracy [47];
2) EBL (ang. *Electron Blocking Layer*) – warstwa blokująca ucieczkę nośników z obszaru czynnego do warstw typu *p*; 3) MQW (ang. *Multi Quantum Well*) – wielokrotne studnie kwantowe.

Lasery wybrany do modelowania to konstrukcja typu RW. W celu wykonania falowodu grzbietowego obszar typu *p* został wytrawiony

w kierunku wzrostu warstw na głębokość $0.5 \mu\text{m}$ i całkowicie w kierunku bocznym pozostawiając mesę o szerokości $2 \mu\text{m}$. Długość chipu lasera wynosi 1 mm . Izolacja tlenkowa (ang. *oxide layer*) została wykonana z warstwy SiO_2 . Przyrząd zaprojektowano na emisję promieniowania o długości fali ok. 400 nm . Charakteryzuje się on prądem progowym dla akcji laserowej równym $I_{\text{th}} = 110 \text{ mA}$ przy napięciu $U_{\text{th}} = 7 \text{ V}$ dla pracy w trybie CW RT. Parametr charakterystyczny lasera, który określa zmiany gęstości jego prądu progowego z temperaturą wynosi $T_0 = 123 \text{ K}$. Maksymalna moc wyjściowa tego lasera zmierzona eksperymentalnie była niewielka i wynosiła 14 mW .

Obszar czynny modelowanego lasera jest w całości niedomieszkowany (patrz tabela 7.2.1) i został wykonany w postaci wielokrotnych studni kwantowych MQW z trzech wąskich (o grubości 3 nm każda) warstw $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ rozdzielonych barierami GaN o grubości 15 nm każda. Obszar czynny otoczony jest z obu stron niedomieszkowanymi warstwami wykonanymi z materiałów $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ po stronie *p* (warstwa EBL) o grubości 5 nm oraz $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$ po stronie *n* o grubości 20 nm . Warstwy falowodowe zostały wykonane z materiałów GaN:Si po stronie *n* i GaN:Mg po stronie *p* o jednakowej grubości wynoszącej 100 nm . Warstwa ta została wykonana w postaci struktury SPSL o całkowitej grubości $1.25 \mu\text{m}$ z wielu okresów warstw materiałów $\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN:Si}$ o grubościach $2.6 \text{ nm}/2.6 \text{ nm}$. Warstwa okładkowa typu *n* została oddzielona od podłoża FS-GaN za pomocą warstwy buforowej GaN:Si o grubości 260 nm . Podłoże modelowanego lasera ma grubość $420 \mu\text{m}$ i wykonane jest z materiału FS-GaN:Si. Do obliczeń przyjęto, że poziom domieszkowania podłoża krzemem wynosi $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, zaś pozostałych warstw $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (na podstawie innej pracy tego zespołu [315]). Elektroda typu *n* naniesiona od spodu podłoża została wykonana z warstw Ti/Al o założonej do obliczeń grubości 10 nm . W modelowanym laserze w konfiguracji *p-up* pod tą warstwą znajduje się warstwa złota o grubości $2 \mu\text{m}$, która ma kontakt z lutem łączącym chip z chłodnicą.

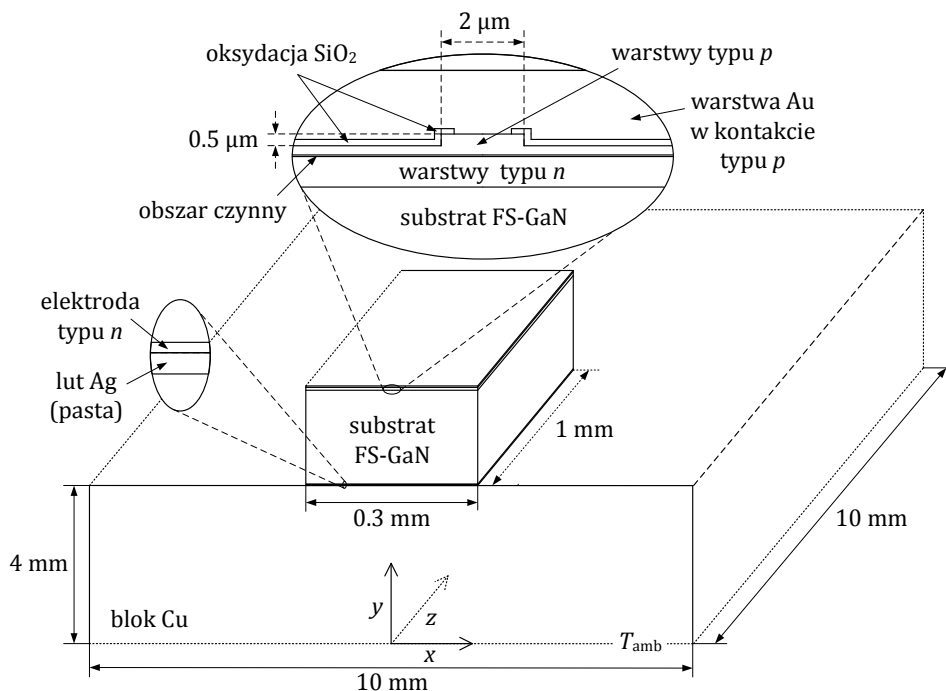
Po stronie *p* warstwa okładkowa została wykonana z pojedynczej warstwy materiału $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N:Mg}$ o grubości $0.5 \mu\text{m}$. Na podstawie pracy [315] do obliczeń przyjęto, że poziom domieszkowania magnezem warstw typu *p* wynosi 10^{19} cm^{-3} . Na warstwie okładkowej typu *p* umieszczono warstwę podkontaktową o grubości 10 nm wykonaną z materiału GaN:Mg, na którą naniesiono elektrodę typu *p* złożoną z kombinacji warstw Ni/Au o założonej do obliczeń grubości 10 nm . Elektroda Ni/Au i izolacyjna warstwa tlenkowa przykryte zostały grubą warstwą złota o założonej do obliczeń grubości $2 \mu\text{m}$.

7.2.2 Model numeryczny i jego kalibracja

W pierwszej kolejności w tym rozdziale zostaną przedstawione założone przewodności cieplne i elektryczne poszczególnych warstw lasera wybranego do obliczeń oraz elementów jego układu montażowego. W dalszej kolejności zostanie przedstawiony algorytm obliczeń i uzyskane wyniki kalibracji modelu względem charakterystyki progowej lasera dostępnej w literaturze [47].

Laser wybrany do modelowania został wykonany w konfiguracji *p-up* (rysunek 7.2.1) oraz zamocowany do miedzianego bloku za pomocą lutu. Na podstawie wcześniejszej pracy Sharp [315] przyjęto, że lut został wykonany z pasty srebrnej. Założona w obliczeniach grubość lutu oraz jego przewodność cieplna to odpowiednio $5\ \mu\text{m}$ i $220\ \text{W/mK}$ [316]. Temperatura dolnej powierzchni miedzianego bloku była utrzymywana (za pomocą układu Peltier'a) w temperaturze otoczenia $288\ \text{K}$ ($15\ ^\circ\text{C}$) (patrz rysunek 7.2.1). Rozmiary bloku miedzi wynoszą $4\times 10\times 10\ \text{mm}^3$. W konstrukcji lasera zastosowano bardzo gruby substrat ($420\ \mu\text{m}$) wykonany z materiału FS-GaN: Si. Całkowita grubość warstw epitaksjalnych umieszczonych na tym podłożu to tylko ok. $2.3\ \mu\text{m}$. Długość chipu lasera wynosi $1\ \text{mm}$, a przyjęta do modelowania szerokość wynosi $0.3\ \text{mm}$. W obliczeniach przyjęto, że warstwa tlenkowa nachodzi na elektrodę Ni/Au (w kierunku x na rysunku 7.2.1), tj. na paskowy kontakt elektryczny o szerokości $2\ \mu\text{m}$, na szerokość $0.3\ \mu\text{m}$ z każdej strony.

Parametry warstw modelowanego lasera wykorzystane do obliczeń zostały zebrane w tabeli 7.2.2. Przewodności cieplne κ_{RT} i elektryczne σ_{RT} dla temperatury pokojowej, a także współczynniki temperaturowe dla tych przewodności (odpowiednio δ_{κ} i δ_{σ}) zostały opracowane na podstawie danych zamieszczonych w rozdziałach *Parametry dla modelu cieplnego* oraz *Parametry dla modelu elektrycznego*. Oporność elektryczna kontaktu typu *n* wykonanego z warstw Ti/Al wybrana do obliczeń wynosi $2\cdot 10^{-5}\ \Omega\text{cm}^2$, zaś oporność elektryczna kontaktu typu *p* jest o rząd wielkości wyższa i dla prądu progowego modelowanego lasera wynosi ok. $3\cdot 10^{-4}\ \Omega\text{cm}^2$.



Rysunek 7.2.1. Trójwymiarowy schemat modelowanego lasera w konfiguracji *p-up* wraz z układem montażowym w postaci miedzianego bloku (ang. *heat sink*) o rozmiarach $4 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ i lutu Ag w postaci pasty srebrnej o grubości $5 \text{ }\mu\text{m}$. Na rysunku zaznaczono m.in. lokalizację ważniejszych elementów lasera, szerokość i długość chipu laserowego (odpowiednio 0.3 mm i 1 mm), głębokość trawienia ($0.5 \text{ }\mu\text{m}$) oraz położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego w obliczeniach. Linią kropkowaną zaznaczono zewnętrzną powierzchnię miedzianego bloku, którego temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{\text{amb}} = 288 \text{ K}$ ($15 \text{ }^\circ\text{C}$). Rysunek nie w skali

Z uwagi na niewspółmiernie długi czas wymagany dla samouzgodnionych obliczeń trójwymiarowych w porównaniu do czasu potrzebnego dla odpowiednich obliczeń dwuwymiarowych, podczas modelowania zastosowano elektryczno-ciepne obliczenia dla modeli dwuwymiarowych wspomagane trójwymiarowymi obliczeniami rozkładów temperatury. Dzięki temu możliwe było znaczne skrócenie czasu obliczeń przy zachowaniu poprawności otrzymanych wyników.

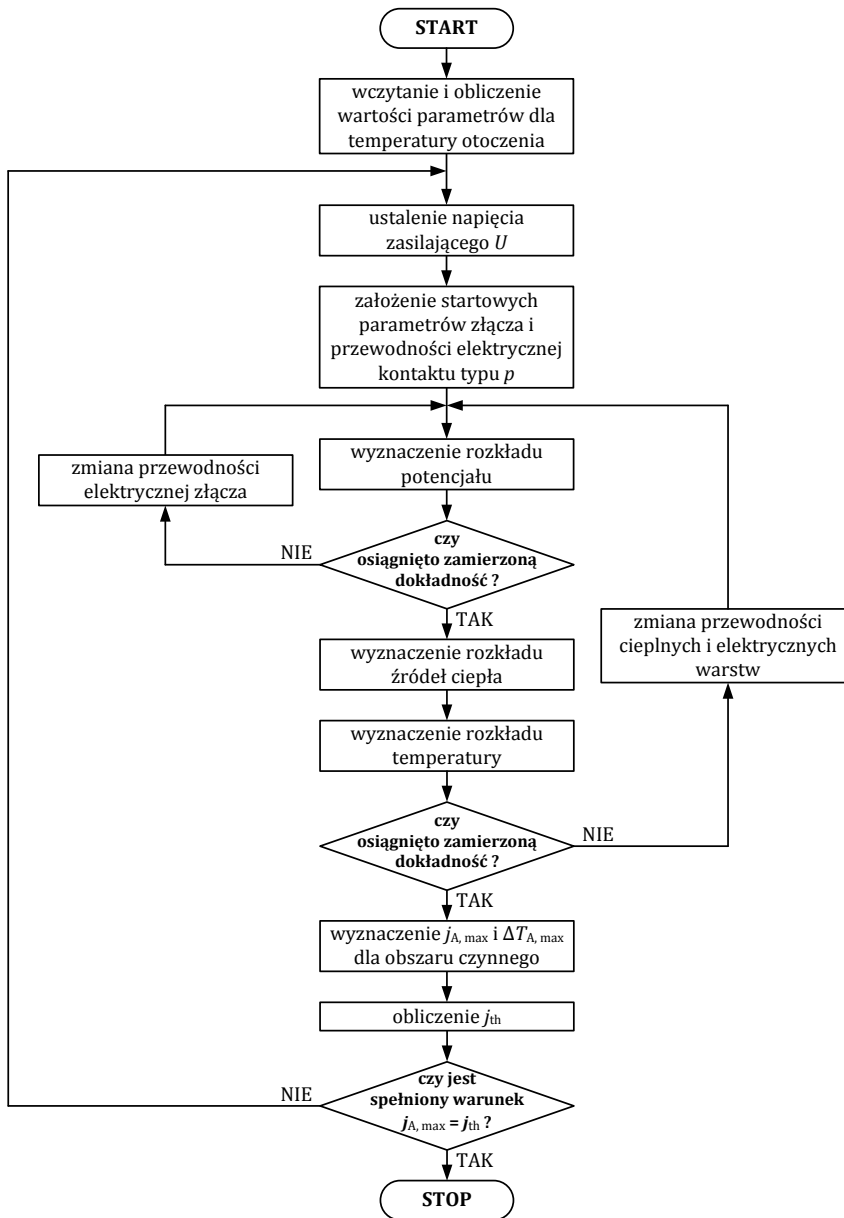
Algorytm obliczeń przedstawiony na rysunku 7.2.2 został wykorzystany zarówno do kalibracji emitera bazowego względem jego literaturowych charakterystyk progowych dla akcji laserowej w warunkach pracy CW RT, jak również do określenia odpowiednich warunków progowych dla każdego z emiterów linijek laserowych skonstruowanych na bazie tego emitera zgodnie z wytycznymi zamieszczonymi w rozdziale *Struktura azotkowych matryc laserowych*. Obliczenia rozpoczynają się od wczytania i wyznaczenia wartości parametrów dla temperatury otoczenia 288 K (15 °C), w tym przewodności cieplnych κ_{RT} i elektrycznych σ_{RT} wszystkich materiałów wykorzystanych do konstrukcji chipu lasera i jego układu montażowego. W dalszej kolejności obliczony zostaje rozkład potencjału w chipie laserowym. W przypadku, gdy obliczony rozkład potencjału nie spełnia zadanych warunków zbieżności zmieniona zostaje przewodność elektryczna złącza. Obliczenia w pętli samouzgodnionej trwają aż do osiągnięcia zamierzonej dokładności obliczonego rozkładu potencjału w laserze. Jeżeli zadana dokładność zostanie osiągnięta wyznaczany jest rozkład źródeł ciepła i następnie rozkład temperatury w całym przyrządzie, łącznie z jego układem montażowym, po czym sprawdzany jest warunek, czy obliczony rozkład temperatury odpowiada założonej dokładności. W przypadku niespełnienia tego warunku następuje zmiana przewodności cieplnych $\kappa(T)$ i elektrycznych $\sigma(T)$ dla wszystkich warstw lasera zgodnie z obliczonym rozkładem temperatury w przyrządzie oraz wyznaczonymi zależnościami temperaturowymi podanymi w tabeli 7.2.2, a następnie powrót do wyznaczenia rozkładu potencjału. Ta pętla samouzgodniona zostaje zakończona, gdy dokładność obliczonego rozkładu temperatury spełnia założony warunek. W dalszej kolejności dla obszaru czynnego emitera wyznaczana jest maksymalna temperatura $\Delta T_{A, \max}$ oraz maksymalna gęstość prądu $j_{A, \max}$.

W przypadku obliczeń przeprowadzonych dla emitera bazowego wyznaczone wartości $j_{A, \max}$ i $\Delta T_{A, \max}$ są to odpowiednio wartości gęstości prądu progowego $j_{th, 0}$ oraz odpowiadający temu prądowi przyrost temperatury $\Delta T_{A, 0}$. Dzięki znajomości rozkładu temperatury w modelowanej linijce laserowej, wartości parametru charakterystycznego $T_0 = 123$ K oraz wartości $j_{th, 0}$ i $\Delta T_{A, 0}$ dla emitera bazowego z wzoru (4.1) (rozdział *Parametr charakterystyczny T_0*) można obliczyć wartość gęstości prądu progowego j_{th} dla każdego z emiterów linijki laserowej. Obliczone niezależnie dla każdego z emiterów wybranej linijki wartości j_{th} porównywane są z wyznaczonymi dla tych emiterów wartościami $j_{A, \max}$ (warunek $j_{A, \max} \geq j_{th}$). Spełnienie tego warunku przez wybrany emiter linijki oznacza, że osiągnął on próg akcji laserowej.

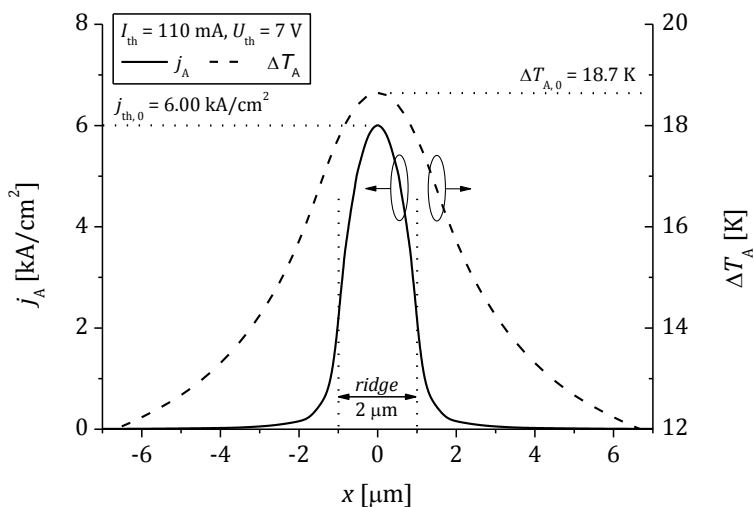
Tabela 7.2.2. Parametry elektryczne i cieplne poszczególnych warstw lasera wybranego do modelowania (N_{Si} i P_{Mg} – koncentracje domieszki krzemowej i magnezowej; t – grubość warstwy materiału; σ_{RT} i κ_{RT} – przewodności elektryczne i cieplne dla temperatury pokojowej (300 K); δ_σ – współczynnik temperaturowy dla przewodności elektrycznej ($\sigma \sim T^\delta$); δ_κ – współczynnik temperaturowy dla przewodności cieplnej ($\kappa \sim T^\delta$))

Materiał	N_{Si}, P_{Mg} [10^{18} cm^{-3}]	t [μm]	σ_{RT} [S/m]	δ_σ [-]	κ_{RT} [W/mK]	δ_κ [-]
Au	–	2	$4.4 \cdot 10^7$	–	317	–
Ni/Au	–	0.01	0.34	–	79	–
SiO ₂	–	0.2	10^{-6}	–	1.4	–
GaN	P_{Mg} (10)	0.01	70	4.2	59	-1.4
Al _{0.05} Ga _{0.95} N	P_{Mg} (10)	0.5	28	4.3	46	-1.4
GaN	P_{Mg} (10)	0.1	70	4.2	78	-1.4
Al _{0.2} Ga _{0.8} N	–	0.005	34	-0.1	15	-1.4
3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	–	0.003	1	–	20	–
2B GaN	–	0.015				
Al _{0.11} Ga _{0.89} N	–	0.02	55	-0.1	24	-1.4
GaN	N_{Si} (2)	0.1	$7.82 \cdot 10^3$	-0.2	80	-1.4
SPSL Al _{0.12} Ga _{0.88} N /GaN	N_{Si} (2)	1.25 (0.0026 /0.0026)	800	-0.2	5	-1.4
GaN	N_{Si} (2)	0.26	$7.82 \cdot 10^3$	-0.2	89	-1.4
GaN	N_{Si} (5)	420	$4.71 \cdot 10^4$	-0.2	194	-1.4
Ti/Al	–	0.01	5	–	22	–
Au	–	2	$4.4 \cdot 10^7$	–	317	–

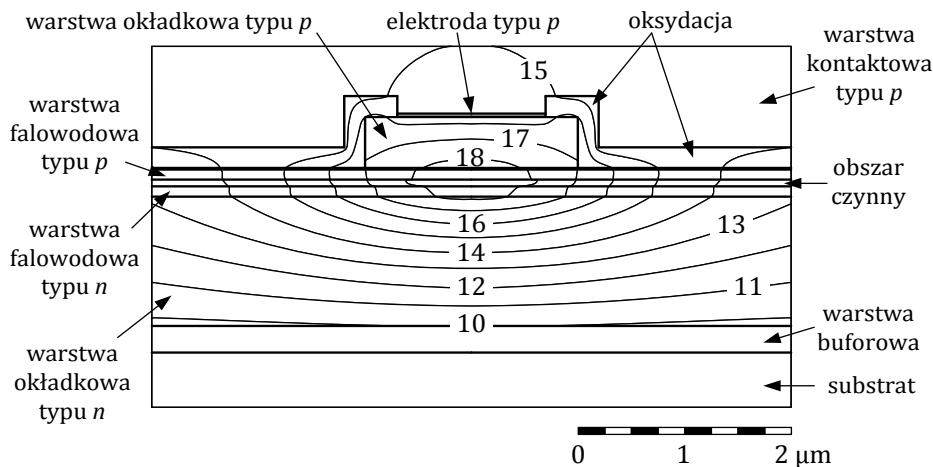
Dla emitera bazowego prąd progowy dla akcji laserowej w trybie CW RT wynosi $I_{th} = 110$ mA przy napięciu zasilającym równym $U_{th} = 7$ V. Model numeryczny dla tego emitera został skalibrowany poprzez dobranie wartości oporności powierzchniowej kontaktu typu p ($\rho_c = 2.95 \cdot 10^{-4} \Omega cm^2$) i parametrów złącza (wzór 5.6 w rozdziale *Zjawiska elektryczne*) potrzebnych do obliczenia zastępczej przewodności elektrycznej obszaru czynnego (gęstości wstecznego prądu nasycenia $j_s = 1$ A/m² i parametru $\beta_{pn, th} = 5.2$ V⁻¹).



Rysunek 7.2.2. Uproszczony algorytm obliczeń numerycznych (U – napięcie zasilające, $\Delta j_{A,max}$ i $\Delta T_{A,max}$ – maksymalna gęstość prądu i maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym emitera. j_{th} – gęstość prądu potrzebna do osiągnięcia progu akcji laserowej emitera obliczana na podstawie wartości $\Delta T_{A,max}$, T_0 , $\Delta T_{A,0}$ i $j_{th,0}$ z wzoru (4.1), gdzie $\Delta T_{A,0}$ jest to maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym emitera bazowego zasilanego prądem progowym o gęstości $j_{th,0}$



Rysunek 7.2.3. Rozkłady gęstości prądu j_A wstrzykiwanego do obszaru czynnego oraz przyrostu temperatury ΔT_A ponad temperaturę otoczenia 288 K w obszarze czynnym modelowanego lasera dla pracy w trybie RT CW w progu akcji laserowej tj. dla prądu zasilającego $I_{th} = 110$ mA przy napięciu $U_{th} = 7$ V. (x – kierunek równoległy do płaszczyzny złącza i powierzchni zwierciadeł lasera zgodnie z układem współrzędnych zaznaczonym na rysunku 7.2.1, wyniki obliczeń dla $z = 0$). Na rysunku zaznaczono obliczone maksymalne wartości j_A i ΔT_A odpowiednio $j_{th,0} = 6.00$ kA/cm² i $\Delta T_{A,0} = 18.7$ K



Rysunek 7.2.4. Rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 288 K w płaszczyźnie xy (patrz rysunek 7.2.1) we fragmencie modelowanego lasera dla pracy w trybie RT CW w progu akcji laserowej. Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A,0} = 18.7$ K

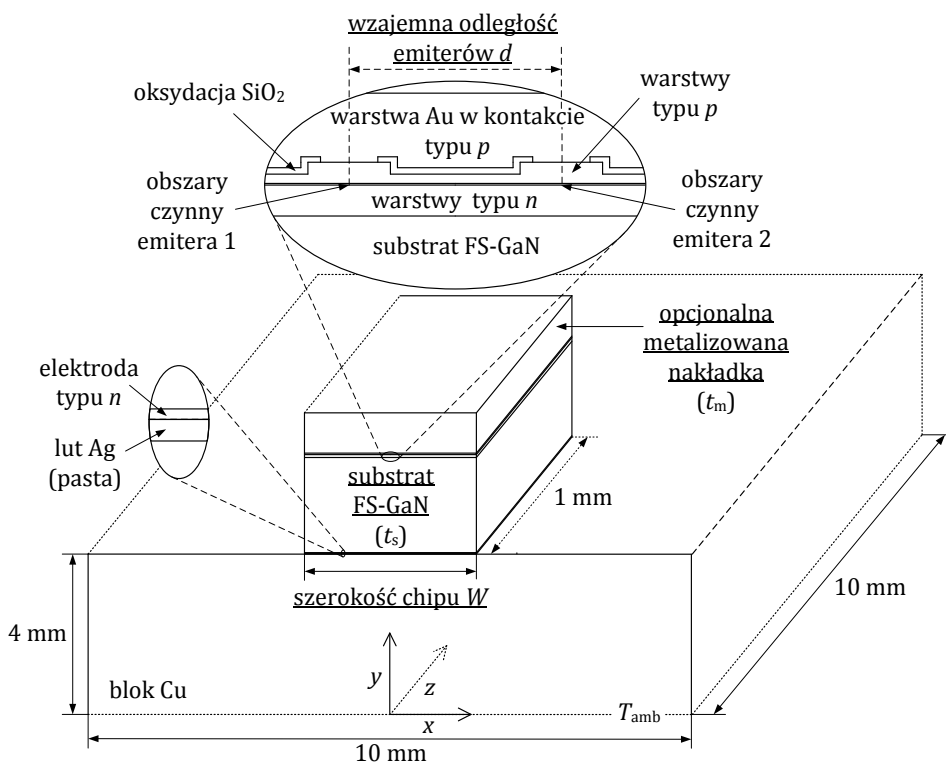
Z obliczeń numerycznych wynika, że podczas pracy lasera w trybie CW RT zasilanego prądem progowym maksymalny przyrost temperatury w jego obszarze czynnym ponad temperaturę otoczenia (288 K) wynosi $\Delta T_{A,0} = 18.7$ K, zaś maksymalna wartość gęstości prądu w tym obszarze wynosi $j_{A,0} = 6.00$ kA/cm² (patrz rysunek 7.2.3). Opór cieplny R_{th} obliczony na podstawie wartości $\Delta T_{A,0}$ oraz wartości doprowadzonej mocy elektrycznej $P_{in} = 0.77$ W do modelowanego lasera (wzór 4.12 w rozdziale *Oporność cieplna*) w progu akcji laserowej jest równy $R_{th} = 24.3$ K/W. Rysunek 7.2.4 przedstawia obliczony rozkład przyrostu temperatury ponad temperaturę otoczenia 288 K w płaszczyźnie xy , $z = 0$ (patrz rysunek 7.2.1) we fragmencie chipu laserowego dla wspomnianych wyżej warunków zasilania. Na rysunku 7.2.4 zaznaczono położenie najważniejszych warstw lasera (tabela 7.2.1).

7.2.3 Wyniki dla matryc laserowych

Na podstawie bazowej konstrukcji azotkowej diody laserowej zostały przygotowane modele jednowymiarowych matryc (linijek) poprzez powielenie paska laserowego w obrębie jednego przyrządu.

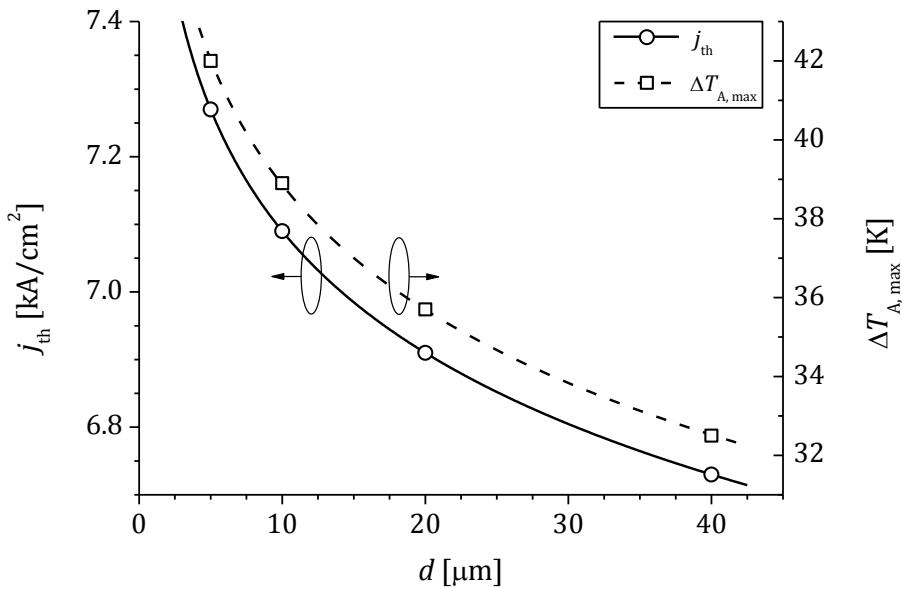
Oddziaływanie cieplne emiterów w linijkach laserowych (efekt *thermal crosstalk*) powoduje wzrost maksymalnej temperatury w ich obszarach czynnych oraz nierównomierny jej rozkład, co z kolei prowadzi do różnych warunków pracy poszczególnych emiterów, a co za tym idzie do zróżnicowania ich progów laserowania. Efekt *thermal crosstalk* zależy od liczby emiterów n , od ich szerokości oraz wzajemnej odległości d . Dla obliczeń przeprowadzonych w tym rozdziale szerokość emiterów w linijkach laserowych jest stała i równa szerokości emitera bazowego tj. 2 μ m.

Rysunek 7.2.5 przedstawia schemat linijki laserowej z dwoma emiterami przy wzajemnej ich odległości równej d . Na rysunku zaznaczono (podkreśloną czcionką) elementy i parametry konstrukcji, których wpływ na parametry pracy analizowanych przyrządów zostanie sprawdzony w trakcie obliczeń. W pierwszej kolejności zostanie zbadany wpływ wzajemnej odległości d i liczby emiterów n na możliwość osiągnięcia warunków progowych laserowania dla linijek n -elementowych. W dalszej kolejności sprawdzony zostanie wpływ innych zmian konstrukcyjnych w n -emiterowych linijkach laserowych na parametry progowe ich laserowania, w tym zmiana szerokości chipu W (patrz rysunek 7.2.5), zmiana grubości podłoża t_s , oraz wpływ nakładki wykonanej z naturalnego diamentu z różnymi grubościami metalizacji t_m .



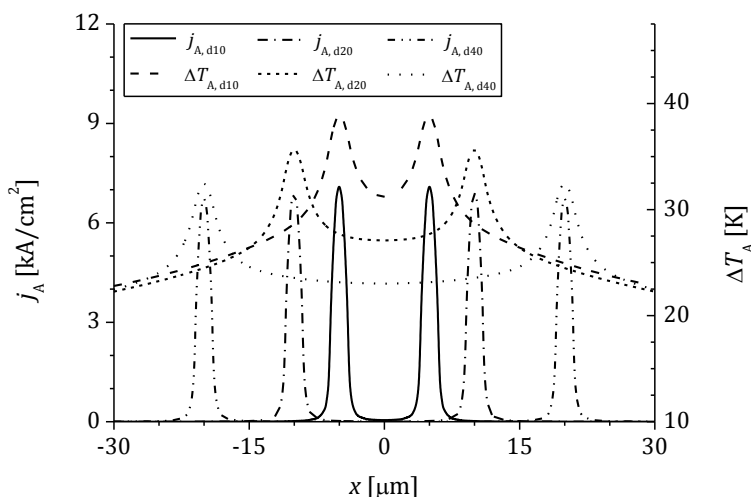
Rysunek 7.2.5. Trójwymiarowy schemat matrycy (linijki) laserowej w konfiguracji *p-up* wraz z układem montażowym. Na rysunku zaznaczono m.in. lokalizację ważniejszych elementów lasera oraz położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego do obliczeń. Rysunek przedstawia również (podkreślona czcionka) wybrane elementy konstrukcji, których parametry będą zmieniane podczas obliczeń (t_s – grubość substratu, t_m – grubość metalizacji). Linia kropkowaną zaznaczono zewnętrzną powierzchnię miedzianego bloku, którego temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{amb} = 288\text{ K}$ (15°C). Rysunek nie w skali

Podane w dalszej części pracy wartości gęstości prądu progowego dla poszczególnych linijek laserowych oznaczają minimalne wartości gęstości prądu, przy których wszystkie emitery danej linijki znajdują się powyżej progu akcji laserowej, tj. dla każdego z nich spełniony jest warunek $j_A \geq j_{th}$ (patrz rysunek 7.2.2).



Rysunek 7.2.6. Gęstość prądu progowego j_{th} oraz maksymalny wzrost temperatury $\Delta T_{\text{A,max}}$ w obszarach czynnych matrycy (linijki) z dwoma emiterami w funkcji ich wzajemnej odległości d . Matryce pracują w trybie CW RT w warunkach progowych dla akcji laserowej

Na rysunku 7.2.6 dla 2-elementowej linijki laserowej przedstawiono wpływ wzajemnej odległości d emiterów na parametry progowe CW RT tego przyrządu. Zmniejszając odległość d pomiędzy emiterami w zakresie od 40 μm do 5 μm można zaobserwować wywołany efektem *thermal crosstalk* nieliniowy wzrost przyrostu maksymalnej temperatury $\Delta T_{\text{A,max}}$ w obszarze czynnym matrycy z 32.5 K do 42 K (wzrost o ok. 29%). Wzrost wartości $\Delta T_{\text{A,max}}$ spowodowany efektem *thermal crosstalk* powoduje odpowiedni wzrost wymaganej gęstości prądu progowego j_{th} modelowanej matrycy. Obliczone wartości j_{th} dla 2-emite-rowej matrycy mieszczą się w granicach od 6.73 kA/cm^2 ($d = 40 \mu\text{m}$) do 7.27 kA/cm^2 ($d = 5 \mu\text{m}$), co daje zmianę o 8%. Dla trzech 2-emiterowych linijek laserowych pracujących w trybie CW RT w progu akcji laserowej różniących się wzajemną odległością emiterów ($d = 10 \mu\text{m}$, $d = 20 \mu\text{m}$, $d = 40 \mu\text{m}$) na rysunku 7.2.7 przedstawiono rozkłady gęstości prądu j_{A} i przyrostu temperatury ΔT_{A} w ich obszarach czynnych.

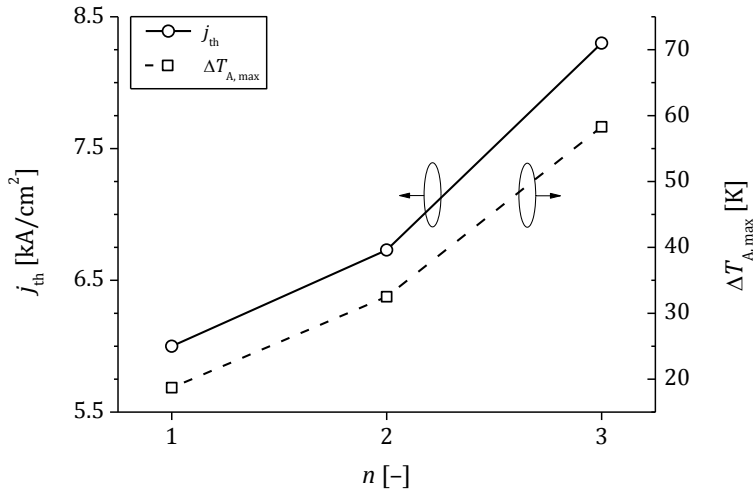


Rysunek 7.2.7. Rozkłady gęstości prądu j_A i przyrostu temperatury ΔT_A w kierunku x (patrz rysunek 7.2.5) w obszarach czynnych trzech różnych 2-emiterowych linijek laserowych pracujących w trybie CW RT w progu akcji laserowej. Linijki różnią się wzajemną odległością emiterów $d = 10 \mu\text{m}$ ($j_{A, d10}$, $T_{A, d10}$), $d = 20 \mu\text{m}$ ($j_{A, d20}$, $T_{A, d20}$), $d = 40 \mu\text{m}$ ($j_{A, d40}$, $T_{A, d40}$)

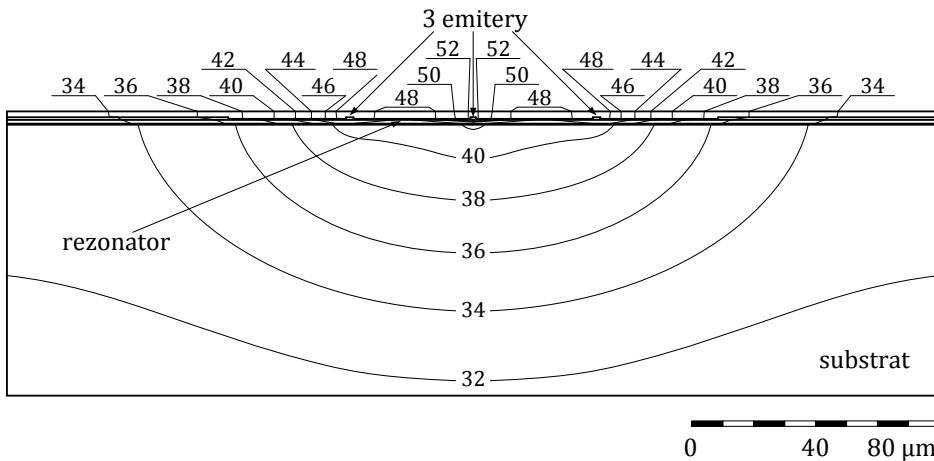
Na rysunku 7.2.8 przedstawiono wpływ liczby emiterów n w linijce laserowej przy ustalonej wzajemnej ich odległości $d = 40 \mu\text{m}$ na gęstość prądu progowego j_{th} oraz na maksymalny przyrost temperatury $\Delta T_{A, max}$ w obszarze czynnym przyrządu pracującego w progu akcji laserowej w trybie CW RT. Zwiększając liczbę emiterów z $n = 1$ (emiter bazowy) do $n = 3$ ($d = 40 \mu\text{m}$) gęstość prądu progowego wzrosła z 6.00 kA/cm^2 do 8.30 kA/cm^2 , tj. o ok. 38%. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym tej 3-emiterowej matrycy wyniósł $\Delta T_{A, max} = 58.3 \text{ K}$, czyli ponad trzykrotnie więcej niż w emiterze bazowym ($\Delta T_{A, max} = 18.7 \text{ K}$). Rozkład przyrostu temperatury w takim przyrządzie został przedstawiony na rysunku 7.2.9. Z obliczeń wynika, że $n = 3$ jest to największa możliwa liczba emiterów (przy założeniu stałej wzajemnej odległości $d = 40 \mu\text{m}$ między nimi) w matrycy opartej na konstrukcji diody laserowej wybranej do modelowania, które mogą osiągnąć próg akcji laserowej dla pracy w trybie CW RT.

W modelowanej 3-elementowej matrycy zmniejszenie odległości pomiędzy emiterami o połowę tj. z $d = 40 \mu\text{m}$ do $d = 20 \mu\text{m}$ (patrz rysunek 7.2.10) prowadzi do silnego wzrostu temperatury $\Delta T_{A, max}$ w jej obszarze czynnym równego ok. 70 K (wzrost o ok. 20% względem linijki $d = 40 \mu\text{m}$,

dla której $\Delta T_{A, \max} = 58.3 \text{ K}$), przez co linijka ta nie może osiągnąć warunków progowych akcji laserowej dla pracy w trybie CW RT.

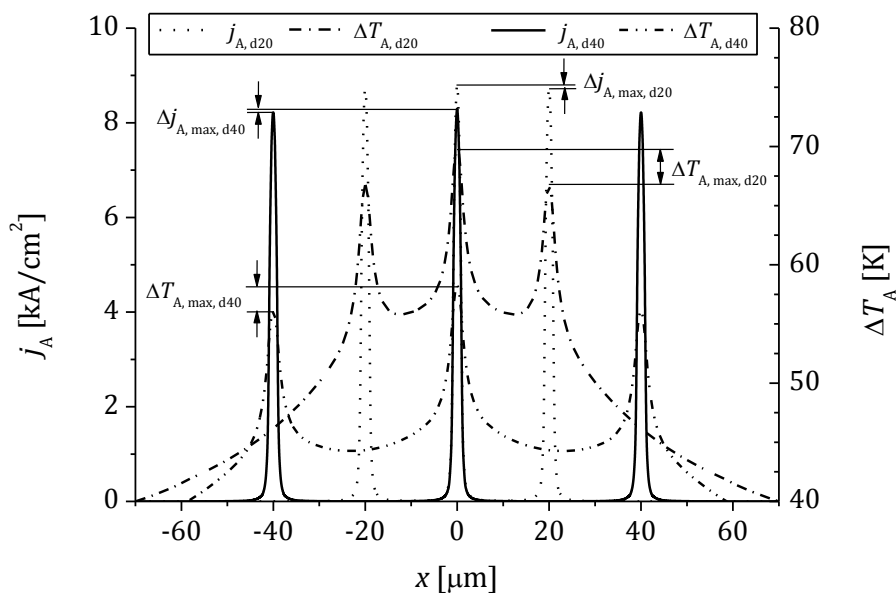


Rysunek 7.2.8. Gęstość prądu progowego j_{th} oraz maksymalny wzrost temperatury $\Delta T_{A, \max}$ obszaru czynnego modelowanych matryc w funkcji liczby emiterów przy stałej odległości $40 \mu\text{m}$ pomiędzy nimi. Matryce pracują w trybie CW RT w warunkach progowych dla akcji laserowej

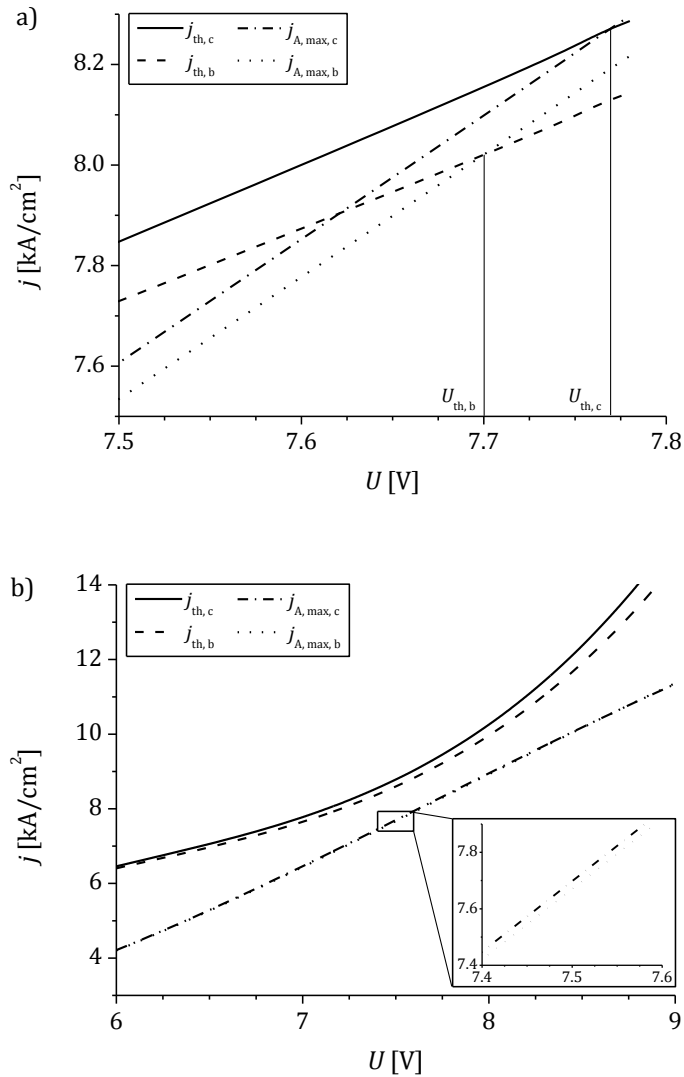


Rysunek 7.2.9. Rozkład przyrostu temperatury T [K] w 3-emiterowej linijce laserowej pracującej w progu akcji laserowej w trybie CW RT. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym ponad temperaturę otoczenia 288 K wynosi $\Delta T_{A, \max} = 58.3 \text{ K}$

Tak duży przyrost temperatury (do ok. 70 K) w obszarze czynnym matrycy wraz ze zmniejszaniem wzajemnej odległości emiterów stanowi o dużym wpływie efektu *thermal crosstalk*. Efekt ten powoduje również to, że przyrosty temperatury obszarów czynnych emiterów znajdujących się bliżej środka matrycy są wyższe od tych, obliczonych dla emiterów bocznych. *Thermal crosstalk* nasila się wraz ze spadkiem wzajemnej odległości emiterów. Zgodnie z wynikami przedstawionymi na rysunku 7.2.10 zmniejszenie odległości emiterów (z $d = 40 \mu\text{m}$ do $d = 20 \mu\text{m}$) powoduje wzrost różnicy pomiędzy maksymalnymi przyrostami temperatury w emiterach bocznych i emiterze środkowym (z 2.1 K do 3.2 K) oraz wzrost różnicy pomiędzy maksymalnymi wartościami gęstości prądu w obszarach czynnych tych emiterów (z 0.08 kA/cm^2 do 0.1 kA/cm^2).



Rysunek 7.2.10. Rozkłady gęstości prądu j_A i przyrostu temperatury ΔT_A w kierunku x (patrz rysunek 7.2.5) w obszarach czynnych dwóch różnych 3-emiterowych linijek laserowych. Linijki różnią się wzajemną odległością emiterów tj. $d = 20 \mu\text{m}$ ($j_{A, d20}$, $T_{A, d20}$), $d = 40 \mu\text{m}$ ($j_{A, d40}$, $T_{A, d40}$). Linijka z emiterami rozstawionymi w odległości $d = 40 \mu\text{m}$ osiągnęła warunki progowe akcji laserowej w trybie CW RT przy napięciu $U_{\text{th}} = 7.8 \text{ V}$, zaś linijka $d = 20 \mu\text{m}$ tych warunków nie osiągnęła (wyniki dla $U = 7.9 \text{ V}$, przy którym matryca była bliska osiągnięciu warunków laserowania). Na rysunku zaznaczono różnice pomiędzy maksymalnymi wartościami j_A i ΔT_A otrzymanymi dla emiterów środkowych i bocznych odpowiednio linijki $d = 40 \mu\text{m}$: $\Delta j_{A, \text{max}, d40} = 0.08 \text{ kA/cm}^2$, $\Delta T_{A, \text{max}, d40} = 2.1 \text{ K}$ oraz linijki $d = 20 \mu\text{m}$: $\Delta j_{A, \text{max}, d20} = 0.1 \text{ kA/cm}^2$, $\Delta T_{A, \text{max}, d20} = 3.2 \text{ K}$



Rysunek 7.2.11. Zależność gęstości prądu j od napięcia zasilającego U dla modelowanych matryc a) z trzema emiterami i b) z czterema emiterami rozsuniętymi na odległość 40 μm . (j_{th} – gęstości prądu wymaganego dla progu akcji laserowej, $j_{A,max}$ – maksymalna gęstość prądu w obszarze czynnym). Wartości j_{th} i $j_{A,max}$ zostały obliczone dla wszystkich emiterów modelowanych matryc tj. środkowych ($j_{th,c}$ i $j_{A,max,c}$) oraz bocznych ($j_{th,b}$ i $j_{A,max,b}$). Przecięcie linii $j_{th,c} = j_{A,max,c}$ i $j_{th,b} = j_{A,max,b}$, które oznacza próg laserowania dla wybranych emiterów matrycy w przypadku matrycy z trzema emiterami ma miejsce dla każdego z dwóch rodzajów emiterów przy dwóch różnych wartościach napięcia odpowiednio $U_{th,c}$ i $U_{th,b}$ (patrz rysunek a)

Zgodnie z wynikami przedstawionymi na rysunku 7.2.11a emiterzy boczne w matrycy 3-emiterowej ($d = 40 \mu\text{m}$) osiągają progowe warunki laserowania przy niższej gęstości prądu $j_{\text{th},b} = 8.02 \text{ kA/cm}^2$, a więc i niższej wartości napięcia zasilającego $U_{\text{th},b} = 7.70 \text{ V}$, niż emiter środkowy tj. $j_{\text{th},c} = 8.30 \text{ kA/cm}^2$, $U_{\text{th},c} = 7.78 \text{ V}$. Efekt *thermal crosstalk* może zatem doprowadzić do sytuacji, w której emiterzy boczne osiągną próg CW RT akcji laserowej, zaś położone bliżej środka nie będą świecić. Możliwa jest również sytuacja, w której wzajemne oddziaływania cieplne poszczególnych emiterów linijki uniemożliwi osiągnięcie warunków progowych dla każdego z nich.

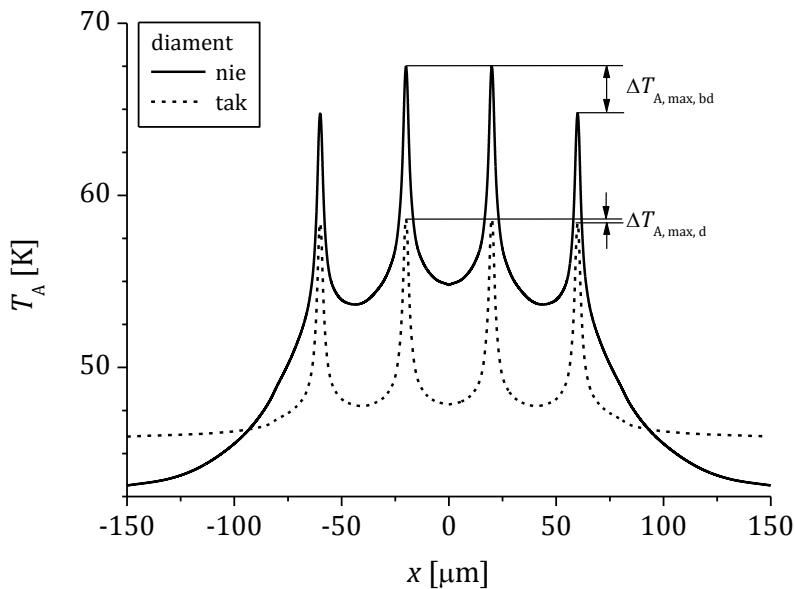
W przypadku matrycy z czterema emiterami (Rys. 4.2.11b) żaden z emiterów nie osiągnął progu akcji laserowej. Maksymalna gęstość prądu $j_{A,\text{max}}$ w obszarach czynnych emiterów środkowych, tj. położonych bliżej płaszczyzny zwierciadlanej (płaszczyzna yz , $x = 0$ na rysunku 7.2.5), oraz w obszarach czynnych emiterów bocznych (położonych w dalszej odległości względem płaszczyzny zwierciadlanej) była w przybliżeniu jednakowa w całym badanym zakresie napięcia zasilającego. Wymagana gęstość prądu j_{th} dla progu akcji laserowej obliczona dla bocznych emiterów była niższa niż dla emiterów środkowych ($j_{\text{th},b} < j_{\text{th},c}$), analogicznie jak w przypadku matrycy z trzema emiterami (patrz rysunek 7.2.11b). Różnica pomiędzy wymaganą gęstością prądu dla emiterów środkowych $j_{\text{th},c}$ i bocznych $j_{\text{th},b}$ wyraźnie rosła wraz ze wzrostem przyłożonego napięcia, tj. z ok. 0.05 kA/cm^2 dla napięcia 6 V do ok. 0.73 kA/cm^2 dla napięcia 9 V .

Najmniejsza różnica pomiędzy gęstością prądu progowego $j_{\text{th},c} = 9.76 \text{ kA/cm}^2$ dla środkowych emiterów, a maksymalną gęstością prądu $j_{A,\text{max},c} = 8.57 \text{ kA/cm}^2$ w ich obszarach czynnych wynosiła ok. 1.18 kA/cm^2 dla napięcia zasilającego ok. 7.8 V . Tak duża różnica wynika z dużego wzrostu temperatury w obszarze czynnym matrycy tj. 79.6 K dla emiterów centralnych i 76.4 K dla emiterów bocznych.

Oddziaływanie cieplne emiterów w linijkach laserowych powoduje więc wzrost maksymalnej temperatury w ich obszarach czynnych oraz nierównomierny jej rozkład, co z kolei prowadzi do różnych warunków dla progu ich laserowania. Poszukując możliwości obniżenia i ujednorodnienia temperatury w linijkach w pierwszej kolejności przeanalizowano możliwość zastosowania diamentowej nakładki (patrz rysunek 7.2.5)

Zadaniem takiej nakładki było rozproszenie ciepła z emiterów matrycy na całą szerokość struktury w taki sposób, aby mogło ono być transportowane przez substratu na całej jego szerokości w kierunku miedzianego radiatora. Nakładka została wykonana z naturalnego diamentu o przewodności cieplnej

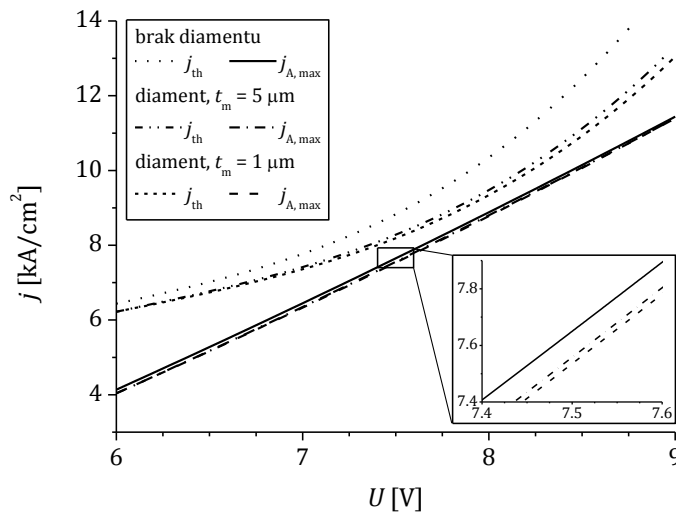
2000 W/mK. Do obliczeń przyjęto grubość nakładki równą 0.5 mm, aby nie wpływała ona na otrzymane wyniki obliczeń. Rozmiary nakładki w płaszczyźnie xz (patrz rysunek 7.5.2) są takie same jak odpowiednie rozmiary chipu (szerokość wynosi 0.3 mm, a długość wynosi 1 mm). Nakładka została zamocowana na szczycie chipu linijki za pomocą metalizacji wykonanej z eutektyka AuSn o przewodności cieplnej równej 57 W/mK oraz grubości równej 5 μm .



Rysunek 7.2.12. Rozkłady temperatury ΔT_A w kierunku x (patrz rysunek 7.2.5) w obszarach czynnych dwóch 4-emiterowych linijek laserowych z nakładką diamentową (patrz rysunek 7.2.5) i bez niej. Wzajemna odległość emiterów w obu linijkach jest jednakowa i wynosi $d = 40 \mu\text{m}$. Różnice pomiędzy maksymalnymi przyrostami temperatury w emiterach środkowych i bocznych wynoszą $\Delta T_{A, \max, bd} = 2.6 \text{ K}$ dla linijki bez diamentowej nakładki oraz $\Delta T_{A, \max, d} = 0.3 \text{ K}$ dla linijki z nakładką. Grubość metalizacji nakładki wykonanej z materiału AuSn wynosi $t_m = 5 \mu\text{m}$. Maksymalna gęstość prądu w obszarach czynnych obu linijek jest jednakowa (8.57 kA/cm^2) i odpowiada warunkom zasilania, przy których oba przyrządy są najbliżej osiągnięcia progu akcji laserowej w warunkach CW RT

Na rysunku 7.2.12 przedstawiono rozkłady temperatury w obszarach czynnych 4-emiterowych linijek ($d = 40 \mu\text{m}$) z diamentową nakładką i bez niej. Maksymalna gęstość prądu w obszarach czynnych obu linijek jest jednakowa i równa 8.57 kA/cm^2 . Po zastosowaniu nakładki przyrost maksymalnej

temperatury w obszarze czynnym linijki zmalał z 79.6 K do 71.6 K (spadek o 10%), zaś różnica pomiędzy maksymalnymi przyrostami temperatury w emiterze środkowym i emiterach bocznych zmalała z 3.2 K do 0.3 K. Wielkość efektu *thermal crosstalk* może być wyrażona za pomocą wartości ΔT_E , która określa procentową różnicę pomiędzy maksymalnymi przyrostami temperatury w obszarach czynnych emiterów danej matrycy, które nagrzewają się najbardziej oraz najmniej spośród wszystkich jej emiterów (tj. osiągają skrajne wartości maksymalnej temperatury w obszarze czynnym). Dla linijki 4-emiterowej ($d = 40 \mu\text{m}$) obliczone wartości ΔT_E dla montażu bez nakładki i z nakładką wynoszą odpowiednio ponad 4% oraz poniżej 1%. Mała wartość ΔT_E wskazuje na zmniejszenie różnic przyrostu temperatury pomiędzy emiterami środkowymi i bocznymi, a więc ujednorodnienie temperatury w całym obszarze, w którym znajdują się poszczególne emitery.



Rysunek 7.2.13. Zależność gęstości prądu j od napięcia zasilającego U dla matryc z czterema emiterami rozsuniętymi na odległość $40 \mu\text{m}$. Matryce znajdowały się w układzie montażowym bez nakładki diamentowej oraz w układzie z nakładką zamocowaną na szczycie chipu za pomocą metalizacji o grubości t_m równej $1 \mu\text{m}$ lub $5 \mu\text{m}$. (j_{th} – gęstości prądu wymaganego dla progu laserowania, $j_{A,\text{max}}$ – maksymalna gęstość prądu w obszarze czynnym). Żadna z modelowanych linijek nie uzyskała warunków progowych dla akcji laserowej w trybie CW RT. Linijki są najbliższe osiągnięcia tych warunków dla $j_{A,\text{max}} = 8.57 \text{ kA}/\text{cm}^2$ (tj. dla napięcia zasilającego ok. 7.8–7.9 V)

Analizując wyniki przedstawione na rysunku 7.2.13 widać, że po dodaniu do układu montażowego 4-emiterowej matrycy ($d = 40 \mu\text{m}$) metalizowanej diamentowej nakładki różnica pomiędzy wymaganą j_{th} i osiąganą $j_{\text{A,max}}$ gęstością prądu zmalała z 1.18 kA/cm^2 (dla montażu bez nakładki) do 0.65 kA/cm^2 dla metalizacji o grubości $t_{\text{m}} = 5 \mu\text{m}$ oraz do 0.55 kA/cm^2 dla metalizacji o grubości $t_{\text{m}} = 1 \mu\text{m}$. Nie jest to jednak wystarczająca poprawa, aby spełnić warunki progowe akcji laserowej.

W przypadku montażu *p-up* transport ciepła z emiterów liniiki do bloku miedzi odbywa się przez substrat. Wysoka przewodność cieplna przyjęta do obliczeń dla substratu emitera bazowego i liniiek laserowych (ok. 200 W/mK w temperaturze pokojowej) powoduje, że może on działać jak przekładka transportując ciepło z emiterów na szerszą powierzchnię miedzianego bloku. Powierzchnia ta ograniczona jest przez powierzchnię podstawy chipu laserowego. Zwiększenie szerokości chipu W (patrz rysunek 7.5.2) powinno spowodować odpowiedni wzrost szerokość strumienia ciepła przepływającego z matrycy do miedzianego radiatora, a przez to zmalenie maksymalnego przyrostu temperatury w obszarach czynnych modelowanych przyrządów.

Na rysunku 7.2.14a przedstawiono wpływ szerokości W chipu na parametry progowe 4-emiterowej liniiki. Po zwiększeniu W z 0.3 mm do 0.5 mm liniika osiągnęła próg laserowania przy prądzie o gęstości $j_{\text{th}} = 8.24 \text{ kA/cm}^2$ (dla napięcia progowego $U_{\text{th}} = 7.8 \text{ V}$), któremu towarzyszy maksymalny wzrost temperatury w obszarze czynnym równy $\Delta T_{\text{A,max}} = 58.0 \text{ K}$ ($\Delta T_{\text{E}} = 6\%$). Dla $W = 1 \text{ mm}$ gęstość prądu progowego zmalała do $j_{\text{th}} = 7.06 \text{ kA/cm}^2$ (przy napięciu progowym $U_{\text{th}} = 7.4 \text{ V}$), któremu towarzyszy maksymalny wzrost temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{\text{A,max}} = 38.9 \text{ K}$ ($\Delta T_{\text{E}} = 7\%$). Wraz ze wzrostem W dla 4-emiterowej liniiki laserowej maleje więc gęstość prądu progowego j_{th} oraz maksymalny przyrost temperatury $\Delta T_{\text{A,max}}$ w jej obszarze czynnym, a rosną względne różnice pomiędzy przyrostami temperatury w emiterach środkowych i bocznych ΔT_{E} .

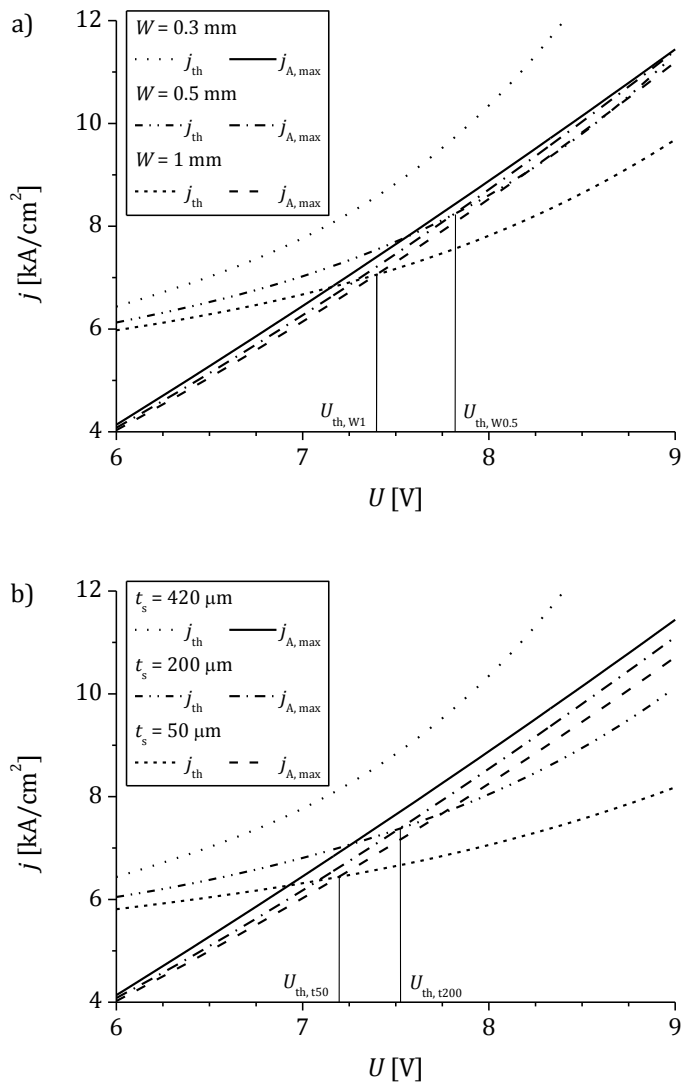
Jak było pokazane w poprzednich rozdziałach pracy o wydajności przekładki obok przewodności cieplnej decydują także jej rozmiary, w tym również grubość. Grubość substratu emitera bazowego tj. $420 \mu\text{m}$ jest duża, na co zwracają uwagę autorzy konstrukcji emitera bazowego [47] proponując jej zmniejszenie w celu poprawy parametrów cieplnych przyrządu. Duża grubość substratu powoduje, że źródła ciepła (emitery modelowanych liniiek) znajdują się w dużej odległości od miedzianego bloku (patrz rysunek 7.2.5). Dla modelowanych przyrządów zmniejszenie grubości substratu GaN powinno spowodować spadek oporności cieplnej, przez co również zmalenie

maksymalnego przyrostu temperatury w obszarach czynnych modelowanych linijek laserowych.

Na rysunku 7.2.14b przedstawiono wpływ grubości podłoża t_s dla 4-emiterowej linijki na jej parametry progowe. Zmniejszenie grubości t_s z 420 μm do 200 μm spowodowało obniżenie maksymalnego przyrostu temperatury w jej obszarze czynnym, przez co linijka osiągnęła warunki progowe dla $j_{\text{th}} = 7.40 \text{ kA/cm}^2$, $\Delta T_{\text{A,max}} = 44.1 \text{ K}$ ($\Delta T_{\text{E}} = 6\%$) przy napięciu $U_{\text{th}} = 7.53 \text{ V}$. Dla $t_s = 50 \mu\text{m}$ gęstość prądu progowego zmalała do $j_{\text{th}} = 6.45 \text{ kA/cm}^2$ (dla napięcia progowego $U_{\text{th}} = 7.2 \text{ V}$), któremu towarzyszy maksymalny wzrost temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{\text{A,max}} = 27.3 \text{ K}$ ($\Delta T_{\text{E}} = 7\%$). Podobnie, jak dla zwiększania szerokości chipu W , wraz ze zmniejszaniem t_s dla 4-emiterowej linijki maleją wartości j_{th} i $\Delta T_{\text{A,max}}$, a rośnie wartość ΔT_{E} .

Zarówno po zwiększeniu szerokości chipu W , jak i po pocienieniu substratu t_s 4-emiterowej linijki laserowej maksymalny przyrost temperatury $\Delta T_{\text{A,max}}$ w jej obszarze czynnym był wystarczająco niski, aby przyrząd mógł osiągnąć warunki progowe akcji laserowej dla warunków CW RT (patrz rysunek 7.2.14). W tabeli 7.2.3 przedstawiono wyniki obliczeń dla n -emiterowych linijek laserowych w układach montażowych z metalizowaną nakładką diamentową oraz bez niej dla dwóch różnych wielkości chipu, określonego przez jego szerokość W i grubość podłoża t_s .

W przypadku szerszych linijek z grubszym substratem, w którym nie zastosowano nakładki ($W = 1 \text{ mm}$, $t_s = 420 \mu\text{m}$) maksymalna liczba emiterów rozmieszczonych w stałej odległości $d = 40 \mu\text{m}$ mogących osiągnąć warunki progowe jest ograniczona do $n = 5$. Wraz ze wzrostem emiterów n (z 4 do 5) w matrycy rośnie maksymalny przyrost temperatury w jej obszarze czynnym $\Delta T_{\text{A,max}}$ (z 38.7 K do 49.9 K), gęstość prądu progowego j_{th} (z 7.07 kA/cm^2 do 7.74 kA/cm^2) oraz efekt *thermal crosstalk* wyrażony przez parametr ΔT_{E} (z 7% do 9%). Dla węższych linijek z cieńszym substratem ($W = 0.3 \text{ mm}$, $t_s = 100 \mu\text{m}$) maksymalna liczba emiterów przy $d = 40 \mu\text{m}$, które mogą osiągnąć warunki progowe jest większa i wynosi $n = 7$.



Rysunek 7.2.14. Zależność gęstości prądu j od napięcia zasilającego U 4-emiterowe matryce a) z chipem o szerokości W (0.3 mm, 0.5 mm, 1 mm) i b) z substratem o grubości t_s (420 μ m, 200 μ m, 50 μ m). Odległość pomiędzy emiterami była stała i równa 40 μ m. Matryce znajdowały się w układzie montażowym bez nakładki diamentowej (j_{th} – gęstości prądu wymaganego dla progu akcji laserowej, $j_{A,max}$ – maksymalna uzyskana gęstość prądu w obszarze czynnym). Matryce z chipami o szerokościach $W = 0.5$ mm i $W = 1$ mm osiągnęły warunki progowe akcji laserowej przy napięciu zasilającym odpowiednio $U_{th,W0.5}$ i $U_{th,W1}$. Matryce z substratami o grubościach $t_s = 200$ μ m i $t_s = 50$ μ m osiągnęły warunki progowe dla CW RT akcji laserowej przy napięciu zasilającym odpowiednio $U_{th,t200}$ i $U_{th,t50}$

Tabela 7.2.3. Parametry progowe dla CW RT akcji laserowej dla n -emiterowych matryc ($d = 40 \mu\text{m}$) o dwóch różnych szerokościach chipu W i grubościach substratu t_s . Obliczenia zostały przeprowadzone dla matryc z metalizowaną nakładką diamentową oraz bez niej. Grubość metalizacji nakładki to $5 \mu\text{m}$. (j_{th} – gęstości prądu progowego dla akcji laserowej, $\Delta T_{A, \text{max}}$ – maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym matrycy, ΔT_E – maksymalna względna różnica pomiędzy przyrostami temperatury w obszarach czynnych poszczególnych emiterów danej matrycy)

Linijka laserowa		$W = 1 \text{ mm}, t_s = 420 \mu\text{m}$			$W = 0.3 \text{ mm}, t_s = 100 \mu\text{m}$		
n	nakładka	j_{th} [kA/cm ²]	$\Delta T_{A, \text{max}}$ [K]	ΔT_E [%]	j_{th} [kA/cm ²]	$\Delta T_{A, \text{max}}$ [K]	ΔT_E [%]
4	nie	7.07	38.7	7	6.68	31.7	6
4	tak	6.12	21.1	1	6.24	23.5	1
5	nie	7.74	49.9	9	7.02	38.0	8
5	tak	6.33	25.1	1	6.52	28.8	1
6	nie	–	–	–	7.56	46.9	7
6	tak	6.61	30.6	1	6.91	35.9	1
7	nie	–	–	–	8.40	60.0	4
7	tak	6.92	36.1	2	7.40	44.4	1
8	nie	–	–	–	–	–	–
8	tak	7.41	44.6	2	8.65	63.6	1

Podobnie, jak dla poprzednich, również i w tym przypadku matryc z mniejszym chipem wraz ze wzrostem liczby emiterów n (z 4 do 7) znacznie rosną $\Delta T_{A, \text{max}}$ (z 31.7 K do 60.0 K) oraz j_{th} (z 6.68 kA/cm² do 8.40 kA/cm²). Wzrost ΔT_E z 6% dla $n = 4$ do 8% dla $n = 5$ spowodowany jest efektem *thermal crosstalk*, zaś spadek przy dalszym wzroście n z 8% (dla $n = 5$) do 4% dla $n = 7$ spowodowany jest ograniczoną szerokością chipu ($W = 0.3 \text{ mm}$). Przy stałej wartości $d = 40 \mu\text{m}$ kolejne emitery dodane do linijki znajdują się coraz bliżej krawędzi chipu, co powoduje wzrost ujednorodnienia rozkładu temperatury w obszarze czynnym przyrządu kosztem jej podwyższenia w całym przyrządzie.

W montażu bez nakładki linijki z wąskim chipem i pocienionym podłożem osiągają próg przy niższej gęstości prądu j_{th} i niższym przyroście temperatury $\Delta T_{A, \text{max}}$ niż odpowiednie linijki z szerokim chipem i grubym substratem. Sytuacja się odwraca, gdy do układu montażowego modelowanych linijek laserowych zostanie dodana diamentowa nakładka. Dla przykładu wśród przedstawionych w tabeli 7.2.3 linijek z czterema emiterami ($n = 4$) najwyższą wartość prądu progowego $j_{\text{th}} = 7.07 \text{ kA/cm}^2$ ($\Delta T_{A, \text{max}} = 38.7 \text{ K}$) uzyskała matryca z szerszym chipem bez nakładki, a najniższą $j_{\text{th}} = 6.12 \text{ kA/cm}^2$ ($\Delta T_{A, \text{max}} = 21.1 \text{ K}$) ta sama matryca (z szerokim chipem) w montażu z nakładką.

Wartości pośrednie uzyskują matryce z węższym chipem. Dla 4-emiterowej liniiki z szerokim chipem po zastosowaniu nakładki wartość $\Delta T_{A, \max}$ zmalała z 38.7 K do 21.1 K tj. o 45%. Analogiczny spadek temperatury dla liniiki z węższym chipem wyniósł tylko 26% (z 31.7 K do 23.5 K). Wartość $\Delta T_{A, \max}$ dla 8-emiterowej liniiki z szerszym chipem i z nakładką wynosi tylko 44.6 K ($j_{\text{th}} = 7.41 \text{ kA/cm}^2$) i jest o 42% niższa od odpowiedniej wartości $\Delta T_{A, \max} = 63.6 \text{ K}$ dla analogicznej liniiki z węższym chipem. Wzrost wartości ΔT_E z 1% do 2% w liniijkach z szerszym chipem i większą liczbą emiterów nie jest obserwowany w liniijkach z mniejszym chipem, w których ΔT_E pozostaje równe 1%. Jest to spowodowane tym, że w węższych liniijkach z dużą liczbą emiterów przy $d = 40 \mu\text{m}$ emitery najbardziej oddalone od płaszczyzny zwierciadlanej znajdują się blisko krawędzi chipu, co powoduje dodatkowe (poza wpływem nakładki) ujednorodnienie temperatury w obszarach czynnych tych przyrządów.

Podsumowując, można stwierdzić, że przeprowadzone obliczenia elektryczno-ciepne pozwoliły określić m.in. wpływ liczby emiterów w liniijkach laserowych oraz ich wzajemnej odległości na ich parametry progowe dla akcji laserowej w trybie CW RT. Bez zmian konstrukcyjnych względem emitera bazowego (takich jak zmiana szerokości chipu, grubości podłoża, dodania do układu montażowego diamentowej nakładki) największa liczba emiterów oddalonych względem siebie na odległość $40 \mu\text{m}$, które mogą osiągnąć próg laserowania jest równa trzy. Zastosowanie samej nakładki pomimo obniżenia temperatury oraz jej ujednorodnienia nie pozwala na laserowanie większej liczby emiterów umieszczonych w liniijke (przy zachowanej ich wzajemnej odległości $40 \mu\text{m}$). Osiągnięcie warunków progowych laserowania można uzyskać dla liniijek 4-emiterowych po zmianie szerokości chipu lub grubości substratu. Połączenie tych rozwiązań konstrukcyjnych tj. zmiany szerokości chipu i/lub zmiany grubości podłoża z umieszczeniem nakładki na szczycie chipu powoduje, że warunki progowe mogą osiągnąć liniijki zawierające przynajmniej 8 emiterów.

7.3 Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego

W tym rozdziale przedstawiona zostanie numeryczna analiza możliwości zwiększenia mocy wyjściowej uzyskiwanej z krawędziowego lasera

azotkowego oraz zaprojektowanych na jego podstawie jednowymiarowych matryc laserowych poprzez zastosowanie wybranych zmian konstrukcyjnych. Dwuwymiarowy elektryczno-ciepłny model numeryczny został skalibrowany dla danych eksperymentalnych otrzymanych dla pracy w trybie CW RT lasera wykonanego w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk. Znajomość szczegółów konstrukcji modelowanego lasera oraz jego charakterystyk umożliwiły przeprowadzenie obliczeń pozwalających określić progową moc wyjściową dla zjawiska *thermal rollover*. W symulacji założono, że efekt katastroficznego zniszczenia zwierciadeł COD (ang. *Catastrophic Optical Damage*) w modelowanych przyrządach występuje dla wyższych wartości mocy wyjściowej niż obliczone moce progowe dla zjawiska *thermal roll-over*. Wobec tego obliczone moce progowe są jednocześnie maksymalnymi wartościami mocy wyjściowej możliwymi do uzyskania z modelowanych konstrukcji przyrządów jedno- i wieloemiterowych. Przeprowadzone obliczenia miały na celu określenie wpływu na parametry eksploatacyjne modelowanego przyrządu:

- szerokości chipu laserowego,
- grubości i przewodności cieplnej podłoża,
- grubości i przewodności cieplnej elektrody typu *p* (warstwy złota),
- grubości i przewodności cieplnej oksydacji,
- zastosowania diamentowej nakładki o zadanej grubości i przewodności cieplnej,
- liczby i rozstawienia emiterów w linijkach laserowych,
- rozstawienia emiterów w laserowych linijkach 2-elementowych.

7.3.1 Budowa i parametry modelowanego lasera

Wybrany do modelowania laser został wykonany w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk metodą MOVPE na podłożu GaN typu *bulk* otrzymanym metodą HNPS. Szczegóły budowy tego lasera przedstawiono w tabeli 7.3.1. Modelowany laser krawędziowy to konstrukcja z wąskim paskowym obszarem czynnym typu RW o powierzchni $3 \times 700 \mu\text{m}^2$. Przyrząd został wykonany w konfiguracji *p-up* oraz zamocowany do miedzianego bloku za pomocą lutu PbSn.

Obszar czynny modelowanego lasera (patrz tabela 7.3.1) został wykonany w postaci wielokrotnych studni kwantowych MQW z trzech wąskich (o grubości 3.5 nm każda) warstw $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}:\text{Mg}$ rozdzielonych barierami $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 9 nm. Obszar czynny umieszczono bezpośrednio

na warstwie wstrzykującej (ang. *injection layer*) wykonanej z materiału $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Si}$ o grubości 40 nm. Warstwa ta wraz z warstwą falowodową $\text{GaN}:\text{Si}$ o grubości 100 nm tworzą falowód lasera po stronie *n*.

Tabela 7.3.1. Szczegóły azotkowego lasera typu RW z paskowym obszarem czynnym o powierzchni $3 \times 700 \mu\text{m}^2$ zaprojektowanego i wykonanego w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk

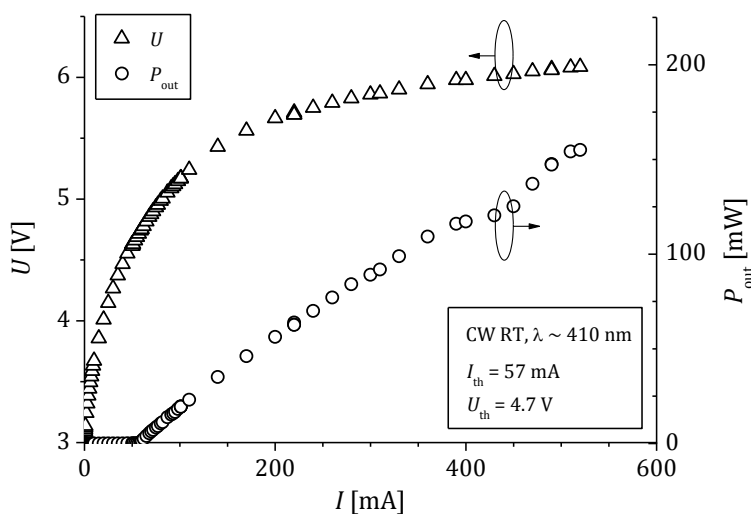
Element lasera	Materiał warstwy	Domieszkowanie	Grubość
warstwa kontaktowa typu <i>p</i>	Au	–	2 μm
kontakt elektryczny typu <i>p</i>	Ni/Au	–	5 nm
warstwa tlenkowa	ZrO ₂	–	200 nm
warstwa podkontaktowa typu <i>p</i>	GaN: Mg	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	30 nm
warstwa okładkowa typu <i>p</i>	Al _{0.05} Ga _{0.95} N: Mg	$5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	330 nm
		$1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	100 nm
warstwa falowodowa typu <i>p</i>	GaN: Mg	$1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	150 nm
warstwa EBL ¹⁾	Al _{<i>x</i>} Ga _{1-<i>x</i>} N: Mg, <i>x</i> = 0–0.12	$5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	28 nm
<i>cap layer</i> ²⁾	GaN: Mg	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	10 nm
obszar czynny MQW ³⁾	3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N: Mg	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3.5 nm
	4B In _{0.02} Ga _{0.98} N: Mg	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	9 nm
<i>injection layer</i> ⁴⁾	In _{0.02} Ga _{0.98} N: Si	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	40 nm
warstwa falowodowa typu <i>n</i>	GaN: Si	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 nm
warstwa okładkowa typu <i>n</i>	Al _{0.08} Ga _{0.92} N: Si	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	800 nm
warstwa buforowa	Al _{<i>x</i>} Ga _{1-<i>x</i>} N: Si, <i>x</i> = 0.03–0.08	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20 nm
podłoże	GaN: Si	$0.5\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	120 μm
kontakt elektryczny typu <i>n</i>	Ti/Au	–	5 nm
warstwa kontaktowa typu <i>n</i>	Au	–	0.5 μm

1) EBL (ang. *Electron Blocking Layer*) – warstwa blokująca ucieczkę nośników z obszaru czynnego do warstw typu *p*; 2) *cap layer* – warstwa nakrywkowa; 3) MQW (ang. *Multi Quantum Well*) – wielokrotne studnie kwantowe; 4) *injection layer* – warstwa wstrzykująca.

Warstwa okładkowa po stronie *n* została wykonana z materiału Al_{0.08}Ga_{0.92}N: Si o grubości 800 nm. W celu zmniejszenia naprężeń w strukturze lasera warstwa okładkowa typu *n* została oddzielona od podłoża GaN: Si

o grubości 120 μm za pomocą warstwy buforowej AlGaN:Si z gradientową zmianą składu (Al: 3%–8%) o grubości 20 nm. Podłoże typu *bulk* wykonane z materiału GaN:Si metodą HNPS jest silniej domieszkowane w obszarze położonym bliżej warstwy okładkowej typu *n* w celu osiągnięcia lepszego ograniczenia optycznego WPC (ang. *Weak Plasmonic Cladding*). Elektroda typu *n* została wykonana z warstw Ti/Au, gdzie warstwa złota ma grubość 0.5 μm .

Po stronie *p* falowod jest nieco grubszy niż po stronie *n* i składa się z warstwy nakrywkowej (ang. *cap layer*) chroniącej obszar czynny wykonanej z materiału GaN: Mg o grubości 10 nm, warstwy blokującej ucieczkę nośników EBL wykonanej z materiału AlGaN: Mg z gradientową zmianą składu (Al: 0%–12%) o całkowitej grubości 28 nm oraz warstwy falowodowej GaN: Mg o grubości 150 nm. Warstwa okładkowa po stronie *p* wykonana z materiału $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$: Mg o całkowitej grubości 430 nm jest niemal o połowę cieńsza od warstwy okładkowej typu *n*. Dodatkowo w celu zmniejszenia wewnętrznych strat optycznych warstwa okładkowa typu *p* została słabiej domieszkowana w obszarze położonym bliżej obszaru czynnego.



Rysunek 7.3.1. Charakterystyki eksperymentalne dla pracy w trybie CW RT modelowanej diody laserowej (P_{out} – moc wyjściowa, I – prąd, U – napięcie) wykonanej w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk i zaprojektowanej na emisję promieniowania o długości fali λ ok. 400 nm. Na rysunku podano wartość prądu progowego dla akcji laserowej $I_{\text{th}} = 57$ mA uzyskanego przy napięciu $U_{\text{th}} = 4.7$ V

Obszar silniej domieszkowany o grubości 330 nm jest niemal w całości wytrawiony w kierunku wzrostu warstw oraz w całości wytrawiony w kierunku bocznym pozostawiając mesę o szerokości 3 μm w celu wykonania falowodu grzbietowego RW. Izolacja tlenkowa została wykonana z warstwy ZrO_2 o grubości 200 nm. Elektroda typu p została wykonana z kombinacji warstw Ni/Au na silnie domieszkowanej magnezem warstwie podkontaktowej GaN: Mg o grubości 30 nm umieszczonej na warstwie okładkowej typu p . Grubość warstwy złota po stronie p jest 4-krotnie grubsza niż po stronie n i wynosi 2 μm .

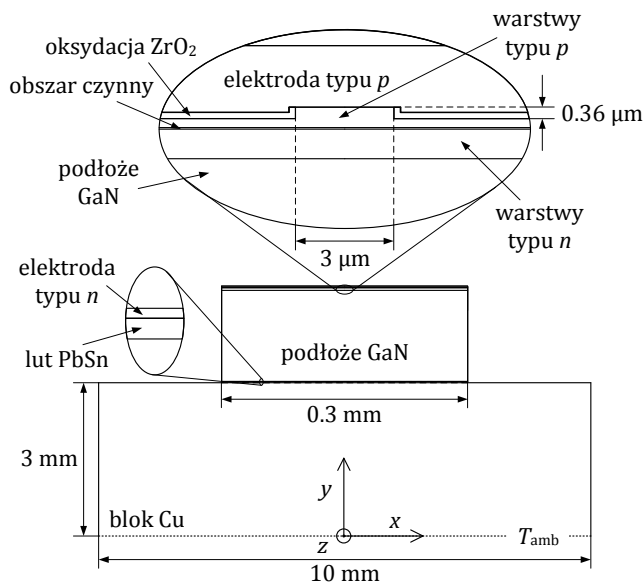
Modelowany laser został zaprojektowany na emisję promieniowania o długości fali ok. 410 nm i charakteryzuje się niskim prądem progowym dla akcji laserowej $I_{\text{th}} = 57$ mA przy napięciu $U_{\text{th}} = 4.7$ V dla pracy w trybie CW RT (rysunek 7.3.1). Maksymalna moc wyjściowa tego lasera zmierzona eksperymentalnie to ok. 155 mW przy prądzie 520 mA i napięciu zasilającym 6.1 V. Obliczona dla tego przyrządu sprawność zamiany energii elektrycznej na optyczną jest dość niska i wynosi niecałe 5% (przy pracy z maksymalną mocą wyjściową 155 mW).

7.3.2 Model numeryczny i jego kalibracja

Obliczenia zostały przeprowadzone przy użyciu dwuwymiarowego elektryczno-cieplnego modelu numerycznego skalibrowanego dla lasera wykonanego w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk. Kalibracja modelu numerycznego na podstawie charakterystyk pracy lasera w trybie CW RT została podzielona na dwa etapy. W pierwszym etapie model został skalibrowany dla proggu laserowania, zaś w drugim dodatkowo względem charakterystyki nadprogowej lasera. Parametry modelowania oraz wyniki obliczeń otrzymane w pierwszym etapie zostały wykorzystane dla pełniejszej kalibracji modelu w drugim etapie (dla obliczeń powyżej proggu akcji laserowej).

W pierwszej kolejności w tym rozdziale zostaną przedstawione szczegóły konstrukcyjne lasera, w tym opracowane przewodności cieplne i elektryczne poszczególnych jego warstw oraz elementów jego układu montażowego. W dalszej kolejności zostaną przedstawione algorytmy obliczeń oraz uzyskane wyniki dla obu etapów kalibracji modelu względem charakterystyk eksperymentalnych przyrządu.

Modelowany laser został wykonany w konfiguracji *p-up* (rysunek 7.3.2) oraz zamocowany do miedzianego bloku (ang. *heat sink*) za pomocą eutektycznego lutu PbSn o przewodności cieplnej 50 W/mK i grubości $1 \mu\text{m}$. Temperatura dolnej powierzchni miedzianego bloku była utrzymywana (za pomocą układu Peltier'a) w temperaturze otoczenia 293 K ($20 \text{ }^\circ\text{C}$). Rozmiary poprzeczne bloku miedzi wybrane do modelowania to $3 \times 10 \text{ mm}^2$. Niemal całą objętość chipu laserowego stanowi jego podłoże wykonane z materiału GaN: Si o grubości $120 \mu\text{m}$. Całkowita grubość warstw epitaksjalnych umieszczonych na tym podłożu to ok. $1.65 \mu\text{m}$. Szerokość chipu lasera wynosi 0.3 mm , a jego długość to 0.7 mm .



Rysunek 7.3.2. Dwuwymiarowy schemat modelowanego lasera w konfiguracji *p-up* wraz z układem montażowym w postaci miedzianego bloku (ang. *heat sink*) o rozmiarach $3 \times 10 \text{ mm}^2$ i eutektycznego lutu PbSn o grubości $1 \mu\text{m}$. Na rysunku zaznaczono m.in. lokalizację ważniejszych elementów lasera, głębokość trawienia $0.36 \mu\text{m}$, szerokość chipu laserowego 0.3 mm oraz położenie początku kartezjańskiego układu współrzędnych wykorzystanego do obliczeń. Linia kropkowaną zaznaczono zewnętrzną powierzchnię miedzianego bloku, którego temperatura w obliczeniach nie ulega zmianie (utrzymywana jest za pomocą układu Peltier'a) i wynosi $T_{\text{amb}} = 293 \text{ K}$ ($20 \text{ }^\circ\text{C}$). Rysunek nie w skali

Tabela 7.3.2 przedstawia parametry elektryczne oraz cieplne dla poszczególnych warstw modelowanego lasera opracowane na podstawie

danych zawartych w tabeli 7.3.1 i równań opisanych w rozdziale *Dane materiałowe*. Oporność elektryczna kontaktu typu *n* wybrana do obliczeń wynosi $5 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$, zaś oporność elektryczna kontaktu typu *p* jest o rząd wielkości wyższa i dla prądu progowego modelowanego lasera wynosi $5 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$.

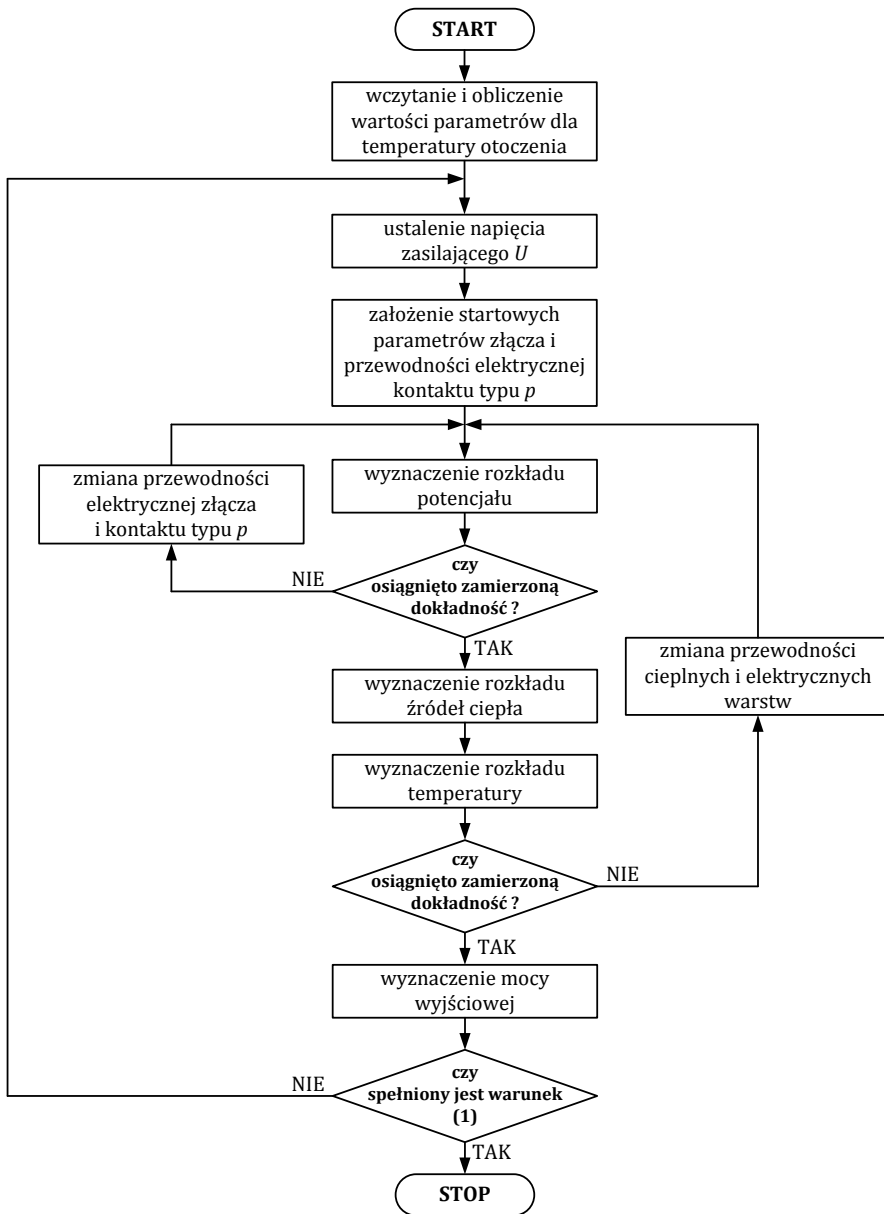
Tabela 7.3.2. Parametry elektryczne i cieplne poszczególnych warstw lasera wybranego do modelowania (N_{Si} i P_{Mg} – koncentracje domieszki krzemowej i magnezowej; t – grubość warstwy materiału; σ_{RT} i κ_{RT} – przewodności elektryczne i cieplne dla temperatury pokojowej (300 K); δ_{σ} – współczynnik temperaturowy dla przewodności elektrycznej ($\sigma \sim T^{\delta_{\sigma}}$); δ_{κ} – współczynnik temperaturowy dla przewodności cieplnej ($\kappa \sim T^{\delta_{\kappa}}$).

Materiał	$N_{\text{Si}}, P_{\text{Mg}}$ [10^{18}cm^{-3}]	t [μm]	σ_{RT} [S/m]	δ_{σ} [-]	κ_{RT} [W/mK]	δ_{κ} [-]
Au	–	2	$4.4 \cdot 10^7$	–	317	–
Ni/Au	–	0.005	0.1	–	79	–
ZrO ₂	–	0.2	10^{-6}	–	1.5	–
GaN	P_{Mg} (100)	0.03	157	4.2	64	-1.4
Al _{0.05} Ga _{0.95} N	P_{Mg} (50)	0.33	58	4.3	43	-1.4
	P_{Mg} (10)	0.1	28	4.3	43	-1.4
GaN	P_{Mg} (10)	0.15	70	4.2	88	-1.4
Al _x Ga _{1-x} N, $x = 0-0.12$	P_{Mg} (50)	0.028	142-36	4.4	37	-1.4
GaN	P_{Mg} (0.5)	0.01	10	4.2	61	-1.4
3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	P_{Mg} (0.5)	0.0035	1	–	5	–
4B In _{0.02} Ga _{0.98} N		0.009				
In _{0.02} Ga _{0.98} N	N_{Si} (5)	0.04	$4.7 \cdot 10^3$	-0.2	30	-1.4
GaN	N_{Si} (5)	0.1	$1.6 \cdot 10^4$	-0.2	79	-1.4
Al _{0.08} Ga _{0.92} N	N_{Si} (5)	0.8	$4.5 \cdot 10^3$	-0.2	30	-1.4
Al _x Ga _{1-x} N, $x = 0.03-0.08$	N_{Si} (5)	0.02	$6.1 \cdot 10^3$	-0.2	40	-1.4
GaN	N_{Si} (50-100)	120	$0.9-1.7 \cdot 10^5$	-0.2	132	-1.4
Ti/Au	–	0.005	1	–	22	–
Au	–	0.5	$4.4 \cdot 10^7$	–	317	–

Uproszczony algorytm obliczeń wykorzystany zarówno do kalibracji emitera bazowego względem jego charakterystyk, jak również do wyznaczenia charakterystyk przyrządów po zastosowaniu wybranych zmian konstrukcyjnych został przedstawiony na rysunku 7.3.3. Algorytm nieco różni się dla obliczeń dla progów akcji laserowej emitera bazowego i obliczeń

nadprogowych. Te różnice zostaną wyjaśnione poniżej w tekście w sekcjach poświęconych kalibracji modelu dla progu laserowania oraz kalibracji modelu dla charakterystyki nadprogowej. Obliczenia rozpoczynają się od wczytania i wyznaczenia wartości parametrów dla temperatury otoczenia 293 K (20 °C), w tym przewodności cieplnych κ_{RT} i elektrycznych σ_{RT} wszystkich materiałów wykorzystanych do konstrukcji chipu lasera i jego układu montażowego. Następnie przy ustalonej wartości gęstości wstecznego prądu nasycenia $j_s = 1 \text{ A/m}^2$ dla obszaru czynnego modelowanego lasera (wzór 5.6) dla założonego napięcia zasilającego wyznaczana jest startowa wartość parametru β_{pn} i oporność elektryczna ρ_c kontaktu typu p .

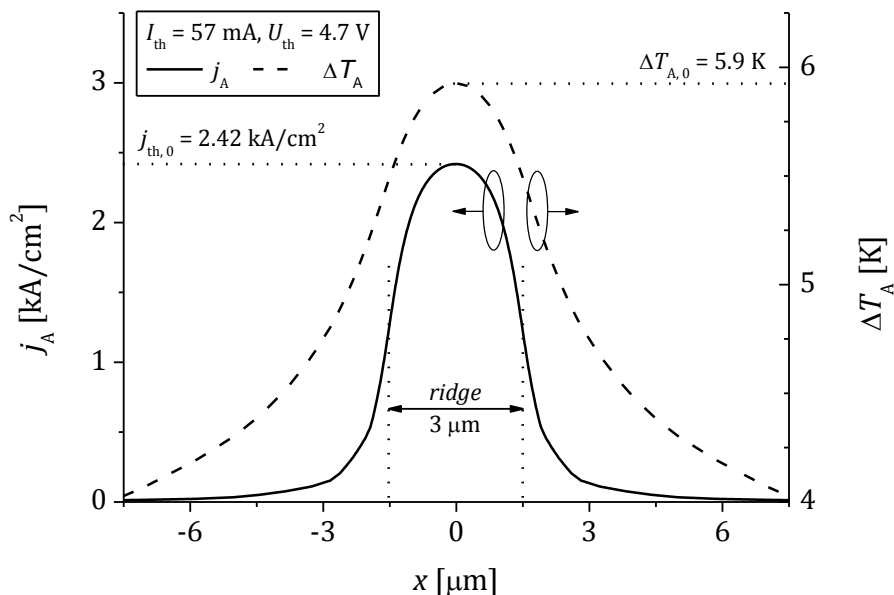
W dalszej kolejności obliczony zostaje rozkład potencjału w chipie laserowym. W przypadku, gdy obliczony rozkład potencjału nie spełnia zadanych warunków zbieżności zmieniona zostaje przewodność elektryczna złącza (poprzez zmianę parametru β_{pn}) oraz oporność elektryczna ρ_c kontaktu typu p . Obliczenia w pętli samouzgodnionej trwają aż do osiągnięcia zamierzonej dokładności obliczonego rozkładu potencjału w laserze. Jeżeli zadana dokładność zostanie osiągnięta wyznaczany jest rozkład źródeł ciepła i następnie rozkład temperatury w całym przyrządzie, łącznie z jego układem montażowym, po czym sprawdzany jest warunek, czy obliczony rozkład temperatury odpowiada założonej dokładności. W przypadku niespełnienia tego warunku następuje zmiana przewodności cieplnych $\kappa(T)$ i elektrycznych $\sigma(T)$ dla wszystkich warstw lasera zgodnie z obliczonym rozkładem temperatury w przyrządzie oraz wyznaczonymi zależnościami temperaturowymi podanymi w tabeli 7.3.2, a następnie powrót do wyznaczenia rozkładu potencjału. Ta pętla samouzgodniona zostaje zakończona, gdy dokładność obliczonego rozkładu temperatury spełnia założony warunek, po czym następuje wyznaczenie mocy wyjściowej. Warunek (1) na rysunku 7.3.3 w przypadku, kiedy jest spełniony pozwala zakończyć obliczenia. Dla obliczeń progowych warunek (1) jest spełniony, gdy napięcie zasilające jest równe wartości progowej $U = U_{th}$ i jednocześnie laser zaczyna świecić tj. jego moc wyjściowa jest większa od zera $P_{out} > 0$. W przypadku obliczeń nadprogowych, trwają one dotąd, aż zwiększana w każdym kroku zewnętrznej pętli wartość napięcia U powyżej progowej wartości U_{th} nie spowoduje spadku mocy wyjściowej do zera tj. $P_{out} = 0$.



Rysunek 7.3.3. Uproszczony algorytm obliczeń numerycznych (U – napięcie zasilające). Warunek (1) pozwala zakończyć obliczenia. Dla obliczeń dla progu akcji laserowej, gdy laser zaczyna świecić warunek (1) można zapisać w postaci $U = U_{th}$ (U_{th} – napięcie progowe), $P_{out} > 0$ (P_{out} – moc wyjściowa). Dla obliczeń nadprogowych warunek (1) można zapisać w postaci $U > U_{th}$, $P_{out} = 0$

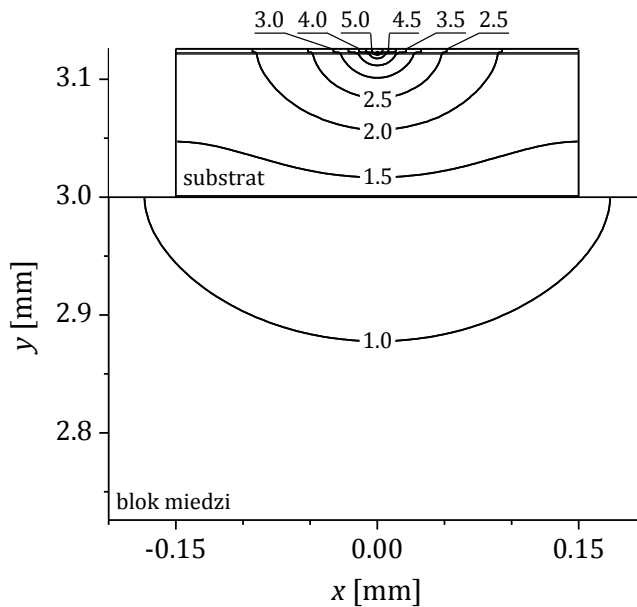
Kalibracja modelu dla progów laserowania

Prąd progowy dla akcji laserowej modelowanego lasera pracującego w trybie CW RT (rysunek 7.3.1) wynosi $I_{th} = 57$ mA przy napięciu zasilającym równym $U_{th} = 4.7$ V.



Rysunek 7.3.4. Obliczone rozkłady gęstości prądu j_A wstrzykiwanego do obszaru czynnego oraz przyrostu temperatury ΔT_A ponad temperaturę otoczenia 293 K w obszarze czynnym modelowanego lasera dla pracy w trybie RT CW w progu akcji laserowej tj. dla prądu zasilającego $I_{th} = 57$ mA przy napięciu $U_{th} = 4.7$ V. (x – kierunek równoległy do płaszczyzny złącza i powierzchni zwierciadeł lasera zgodnie z układem współrzędnych zaznaczonym na rysunku 7.3.2). Na rysunku zaznaczono obliczone maksymalne wartości j_A oraz ΔT_A odpowiednio $j_{th,0} = 2.42$ kA/cm² i $\Delta T_{A,0} = 5.9$ K

W celu kalibracji modelu względem charakterystyki progowej lasera na podstawie algorytmu przedstawionego na rysunku 7.3.3 została wybrana dokładna wartość oporności powierzchniowej kontaktu typu p równa $\rho_c = 4.73 \cdot 10^{-4}$ Ωcm² oraz parametry złącza (wzór 5.6) potrzebne do obliczenia zastępczej przewodności elektrycznej obszaru czynnego tj. gęstość wstecznego prądu nasycenia $j_s = 1$ A/m² i parametr $\beta_{pn,th} = 5.5$ V⁻¹.



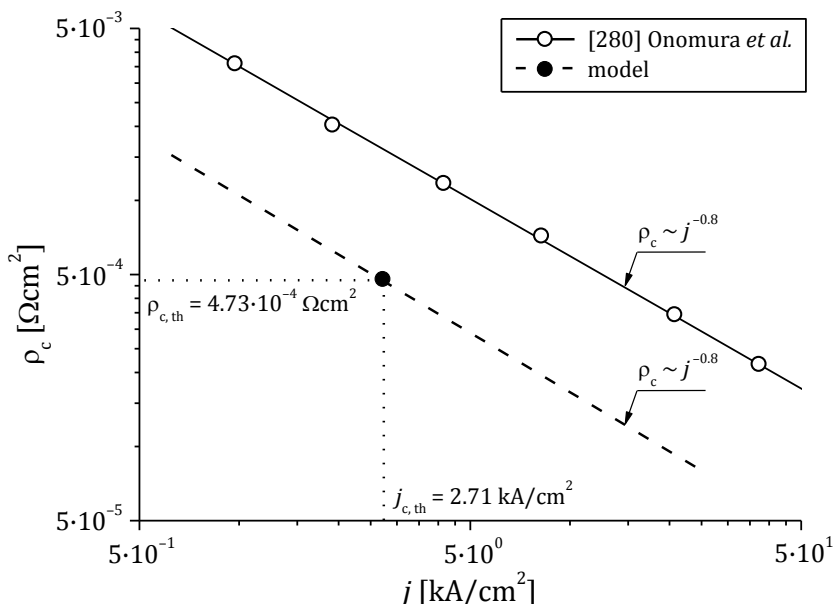
Rysunek 7.3.5. Obliczony rozkład temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW w progu akcji laserowej (x, y – kierunki zgodnie z układem współrzędnych zaznaczonym na rysunku 7.3.2). Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A,0} = 5.9$ K

Z obliczeń numerycznych wynika, że podczas pracy lasera w trybie CW RT zasilanego prądem progowym maksymalny przyrost temperatury w jego obszarze czynnym ponad temperaturę otoczenia (293 K) wynosi $\Delta T_{A,0} = 5.9$ K, zaś maksymalna wartość gęstości prądu w tym obszarze wynosi $j_{A,0} = 2.42$ kA/cm² (patrz rysunek 7.3.4). Opór cieplny R_{th} obliczony na podstawie wartości $\Delta T_{A,0}$ oraz wartości doprowadzonej mocy elektrycznej $P_{in} = 0.268$ W do modelowanego lasera w progu akcji laserowej wynosi $R_{th} = 22$ K/W. Na rysunku 7.3.5 przedstawiono rozkład przyrostu temperatury ponad temperaturę otoczenia 293 K w laserze i jego układzie montażowym dla wspomnianych wyżej warunków zasilania.

Kalibracja modelu dla charakterystyki nadprogowej

Podczas obliczeń nadprogowych prowadzonych zgodnie z algorytmem przedstawionym na rysunku 7.3.3 rozkład źródeł ciepła wyznaczany jest w oparciu o obliczony rozptyw prądu w strukturze lasera, parametry

materiałowe oraz dodatkowo o założone do obliczeń parametry makroskopowe – temperaturę charakterystyczną T_0 (rozdział *Parametr charakterystyczny T_0*), różniczkową sprawność przyrostową η_{SE} (rozdział *Sprawność różniczkowa*) i obliczone w modelu numerycznym wartości gęstości prądu j_{th} i maksymalnego przyrostu temperatury w obszarze czynnym $T_{A,0}$ dla progu akcji laserowej.



Rysunek 7.3.6. Zależność oporności powierzchniowej ρ_c kontaktu typu p osadzonego na warstwie GaN od gęstości przepływającego przez ten kontakt prądu j odczytana z pracy Onomura *et al.* [280] (wzór 7.3.1, linia ciągła) oraz zależność wykorzystana do kalibracji modelu (wzór 7.3.2, linia przerywana). Dla obu zależności $\rho_c \sim j^{-0.8}$. Na rysunku zaznaczono wartość gęstości prądu $j_{c,th} = 2.71 \text{ kA/cm}^2$ dla progu akcji laserowej przepływającego przez kontakt elektryczny typu p modelowanego lasera wyznaczony na podstawie jego charakterystyki eksperymentalnej oraz odpowiadającą tej gęstości założoną w modelu oporność elektryczną $\rho_{c,th} = 4.73 \cdot 10^{-4} \text{ } \Omega\text{cm}^2$ dla kontaktu typu p

Zwiększenie napięcia zasilającego powoduje wzrost gęstości prądu przepływającego przez obszar czynny lasera, co z kolei podnosi temperaturę w jego obszarze czynnym powyżej wartości progowej $T_{A,0}$. Zmiany gęstości prądu progowego lasera j_{th} wraz ze zmianą temperatury w jego obszarze czynnym określa parametr T_0 zgodnie z równaniem 4.1. Powyżej progu laserowania, gdy temperatura wewnątrz obszaru czynnego lasera $T_{A,0}$ wzrośnie

o wartość ΔT parametr T_0 pozwala określić minimalną gęstość prądu $j_{th}(T_{A,0} + \Delta T)$ potrzebną do osiągnięcia inwersji obsadzeń. Zgodnie z wzorem (4.5) tylko część dostarczonej do obszaru czynnego lasera mocy elektrycznej zamieniana jest na moc wyjściową, a pozostała część na moc cieplną. To ciepło dodatkowo podnosi temperaturę w obszarze czynnym lasera zwiększając wartość $j_{th}(T_{A,0} + \Delta T)$. Wzrost prądu zasilającego laser powoduje więc jednocześnie wzrost mocy wyjściowej oraz wzrost temperatury w jego obszarze czynnym, który prowadzi do wystąpienia efektu *thermal roll-over*. Podczas przepływu prądu odpowiadającego wystąpieniu tego efektu laser emituje maksymalną moc wyjściową (przy założeniu, że progowa wartość mocy dla zjawiska COD jest wyższa niż dla efektu *thermal roll-over*).

W celu kalibracji modelu numerycznego z charakterystyką nadprogową lasera uwzględniono m.in. zmiany oporności powierzchniowej ρ_c kontaktu typu p wraz ze zmianą gęstości przepływającego przez ten kontakt prądu j . Zależność ta została opracowana na podstawie danych eksperymentalnych zaczerpniętych z pracy Onomura *et al.* [280] (rysunek 7.3.6, linia ciągła) (j [kA/cm²], ρ_c [Ω cm²]):

$$\rho_c(j) = 3.5 \cdot 10^{-3} \cdot j^{-0.8} \quad (7.3.1)$$

Powierzchnia kontaktu typu p modelowanego lasera wynosi $3 \times 700 \mu\text{m}^2$. Podczas pracy przyrzędu w progu akcji laserowej, tj. dla $I_{th} = 57 \text{ mA}$, gęstość prądu przepływającego przez ten kontakt wynosi $j_{c,th} = 2.71 \text{ kA/cm}^2$, a w momencie osiągnięcia maksymalnej mocy wyjściowej ($I(P_{max}) = 520 \text{ mA}$) wynosi ona $j_{c,max} = 24.76 \text{ kA/cm}^2$ (rysunek 7.3.1). Zgodnie z wzorem (7.3.1) zmianie gęstości prądu przepływającego przez kontakt typu p od gęstości prądu od $j_{c,th}$ do $j_{c,max}$ towarzyszy ok. 6-krotny spadek jego oporności powierzchniowej ρ_c . Ponieważ w przypadku modelowanego lasera przyjęto, że dla warunków progowych ($j_{c,th} = 2.71 \text{ kA/cm}^2$) oporność kontaktu typu p wynosi $\rho_{c,th} = 4.73 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ (czarny punkt na rysunku 7.3.6) ciągłą linię na rysunku 7.3.6 należy przesunąć równolegle do pozycji oznaczonej linią przerywaną. Odpowiednia zależność $\rho_c(j)$ przyjmuje postać równania (j [kA/cm²], ρ_c [Ω cm²]):

$$\rho_c(j) = 1.05 \cdot 10^{-3} \cdot j^{-0.8} \quad (7.3.2)$$

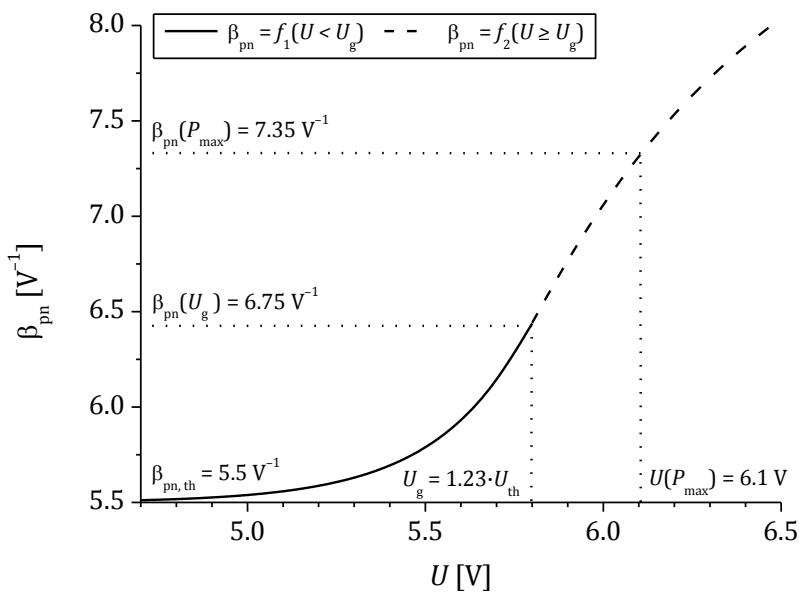
Dla pełnej kalibracji modelu numerycznego diody laserowej wybranej do obliczeń z jej charakterystyką nadprogową opracowana została zależność parametru złącza β_{pn} , wpływającego na przewodność elektryczną obszaru

czynnego, w funkcji napięcia zasilającego U (rysunek 7.3.7) (β_{pn} [V^{-1}], $\beta_{\text{pn, th}}$ [V^{-1}], U [V], U_{g} [V]):

$$\beta_{\text{pn}}(U < U_{\text{g}}) = \beta_{\text{pn, th}} + 7.5 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(4 \cdot U) \quad (7.3.3)$$

$$\beta_{\text{pn}}(U \geq U_{\text{g}}) = 9.0 - 8.6 \cdot 10^3 \cdot \exp(-1.4 \cdot U) \quad (7.3.4)$$

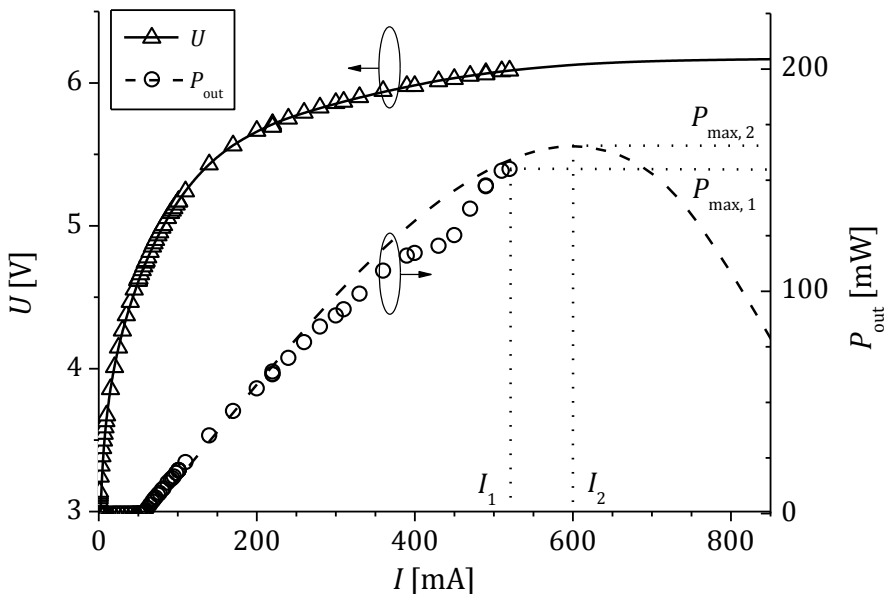
gdzie graniczna wartość napięcia wynosi $U_{\text{g}} = 1.23 \cdot U_{\text{th}}$, $U_{\text{th}} = 4.7 \text{ V}$ (patrz rysunek 7.3.7).



Rysunek 7.3.7. Przyjęta do kalibracji modelu zależność parametru obszaru czynnego β_{pn} w funkcji napięcia zasilającego U . (U_{th} – napięcie progowe, U_{g} – napięcie graniczne, $U(P_{\text{max}})$ – napięcie dla maksymalnej mocy wyjściowej, $f_1(U < U_{\text{g}})$ – funkcja opisana wzorem (7.3.3), $f_2(U < U_{\text{g}})$ – funkcja opisana wzorem (7.3.4), $\beta_{\text{pn, th}}$ – wartość dla progu akcji laserowej, $\beta_{\text{pn}}(U_{\text{g}})$ – wartość dla napięcia U_{g} , $\beta_{\text{pn}}(P_{\text{max}})$ – wartość dla maksymalnej mocy wyjściowej lasera)

Dla progu akcji laserowej modelowanego lasera przyjęta wartość parametru złącza $\beta_{\text{pn, th}}$ wynosi 5.5 V^{-1} . Dla napięcia, przy którym laser osiąga maksymalną moc wyjściową (rysunek 7.3.1) tj. $U(P_{\text{max}}) = 6.1 \text{ V}$ obliczony zgodnie z zależnością (7.3.4) parametr złącza $\beta_{\text{pn, th}}$ wynosi 7.35 V^{-1} (wzrost o $1/3$ względem $\beta_{\text{pn, th}}$).

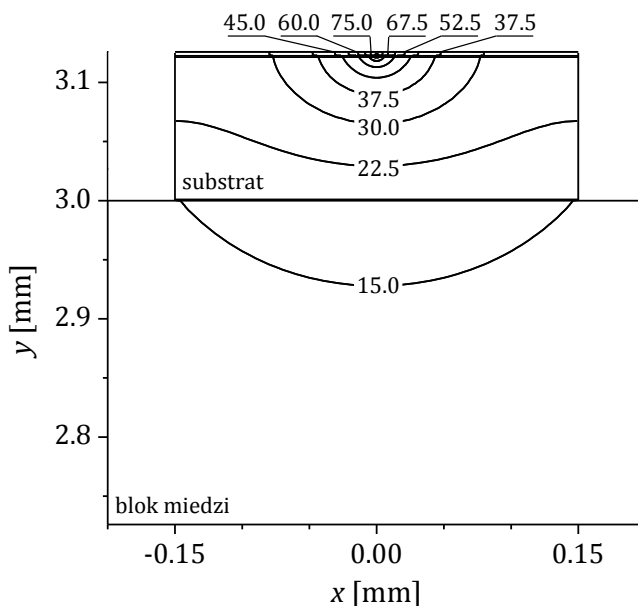
Uwzględniając dane z tabeli 7.3.2, parametry kalibracji modelu względem charakterystyki progowej ($\beta_{\text{pn, th}} = 5.5 \text{ V}^{-1}$, $\rho_{\text{c, th}} = 4.73 \cdot 10^{-4} \text{ } \Omega \text{ cm}^2$) i wyniki obliczeń ($j_{\text{A, 0}} = 2.42 \text{ kA/cm}^2$, $\Delta T_{\text{A, 0}} = 5.9 \text{ K}$), parametry kalibracji dla charakterystyki nadprogowej ($T_0 = 50 \text{ K}$, $\eta_{\text{SE}} = 0.2 \text{ W/A}$), zależności (7.3.2–4) w algorytmie przedstawionym na rysunku 7.3.3 oraz uwzględniając odbijalności zwierciadeł $R_1 = 20\%$ (dla zwierciadła przedniego), $R_2 = 95\%$ (dla zwierciadła tylnego) dopasowano model numeryczny do charakterystyk eksperymentalnych lasera wykonanego w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk i uzyskano charakterystyki eksploatacyjne przedstawione na rysunku 7.3.8.



Rysunek 7.3.8. Charakterystyki eksperymentalne (punkty) dla pracy modelowanej diody laserowej w trybie CW RT (P_{out} – moc wyjściowa, I – prąd, U – napięcie) oraz wyniki obliczeń uzyskane ze skalibrowanego modelu numerycznego (linia ciągła dla charakterystyki $U(I)$ oraz linia przerywana dla $P_{\text{out}}(I)$). Na rysunku zaznaczono maksymalną moc zmierzoną $P_{\text{max, 1}} = 155 \text{ mW}$ i obliczoną $P_{\text{max, 2}} = 165.5 \text{ mW}$, przy wartościach prądu zasilającego odpowiednio $I_1 = 520 \text{ mA}$, $I_2 = 600 \text{ mA}$

W obliczeniach nie uwzględniono zjawiska *kink* obserwowanego na charakterystyce eksperymentalnej I - P_{out} (prąd-moc), przez co obliczona maksymalna moc wyjściowa modelowanego lasera $P_{\text{max, 2}} = 165.5 \text{ mW}$ (dla prądu $I_2 = 600 \text{ mA}$) jest większa (o ok. 7%) od wartości odczytanej

z charakterystyki eksperymentalnej $P_{\max, 2} = 155 \text{ mW}$ (dla prądu $I_2 = 520 \text{ mA}$). Wartość oporności cieplnej przyrządu podczas pracy z maksymalną mocą wyjściową $P_{\max, 2}$ wynosi $R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$ i jest wyższa (o ok. 13%) od wartości obliczonej dla progu laserowania (22 K/W). Na rysunku 7.3.9 przedstawiono obliczony rozkład przyrostu temperatury ponad temperaturę otoczenia 293 K w laserze i jego układzie montażowym dla pracy w trybie CW RT podczas emisji maksymalnej mocy wyjściowej. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym modelowanego lasera wynosi $\Delta T_{A, \max} = 87.4 \text{ K}$.

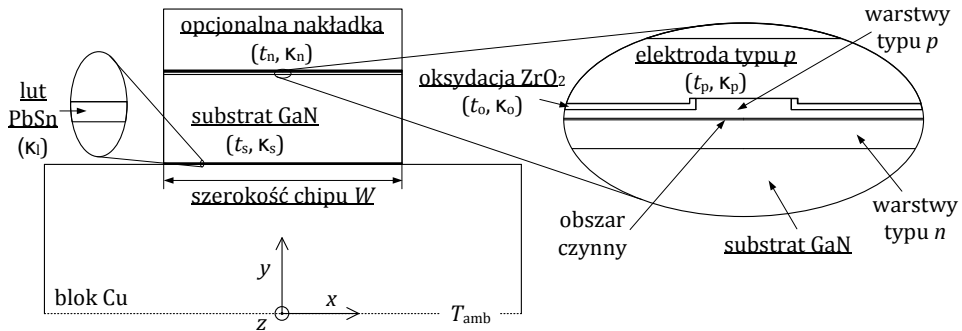


Rysunek 7.3.9. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW podczas emisji maksymalnej mocy wyjściowej $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$ (x, y – kierunki zgodne z układem współrzędnych zaznaczonym na rysunku 7.3.2). Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 87.4 \text{ K}$

7.3.3 Wyniki dla lasera z pojedynczym emiterym

Na rysunku 7.3.10 przedstawiono wybrane elementy konstrukcji lasera, których parametry będą zmieniane w celu ustalenia ich wpływu na charakterystyki wyjściowe przyrządu. Obliczenia obejmują zmianę grubości t_p i przewodności cieplnej κ_p warstwy złota w kontakcie elektrycznym typu p , zmianę grubości t_o i przewodności cieplnej κ_o oksydacji, zmianę grubości t_s

i przewodności cieplnej podłoża κ_s oraz zastosowanie nakładek wykonanych na bazie diamentu o różnej przewodności cieplnej κ_n , grubości t_n , i szerokości równej szerokości chipu laserowego W .



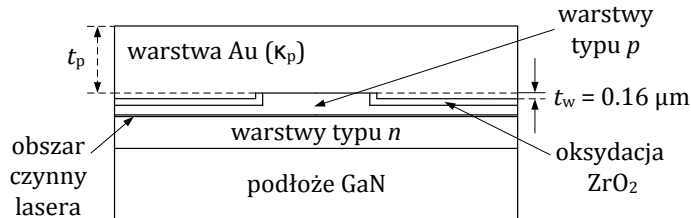
Rysunek 7.3.10. Dwuwymiarowy schemat modelowanego lasera w konfiguracji *p-up* wraz z układem montażowym. Na rysunku zaznaczono (podkreślona czcionką) wybrane elementy konstrukcyjne lasera, których parametry będą zmieniane w obliczeniach numerycznych (t – grubość warstwy, κ – przewodność cieplna). Rysunek nie w skali

Zmiany wprowadzone do konstrukcji lasera z pojedynczym emiterym mają na celu zmianę jego oporności cieplnej R_{th} i przez to zmianę progowej wartości mocy dla zjawiska *thermal roll-over* (maksymalnej mocy wyjściowej przyrządu P_{max}). Oporność cieplna R_{th} przyrządu określa jego sprawność rozpraszania ciepła, które w modelowanym laserze jest transportowane z paskowego obszaru czynnego do miedzianej chłodnicy przez substrat wykonany z materiału GaN.

Warstwa złota w kontakcie elektrycznym typu *p*

Sprawność transportu ciepła z obszaru czynnego modelowanego lasera do chłodnicy zależy m.in. od ich wzajemnej odległości oraz od szerokości strumienia ciepła. Na szerokość strumienia ciepła duży wpływ mają warstwy o dobrej przewodności cieplnej położone blisko paskowego obszaru czynnego, którymi ciepło może być transportowane w kierunku bocznym (równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego). W pierwszej kolejności zostaną przedstawione wyniki obliczeń dla zmian konstrukcyjnych polegających na zmianie samej grubości warstwy złota t_p o ustalonej przewodności cieplnej $\kappa_p = 317 \text{ W/mK}$ w kontakcie elektrycznym po stronie *p* lasera (rysunek 7.3.11). Warstwa ta ma zapewniony kontakt poprzez warstwę ZrO_2 z chipem

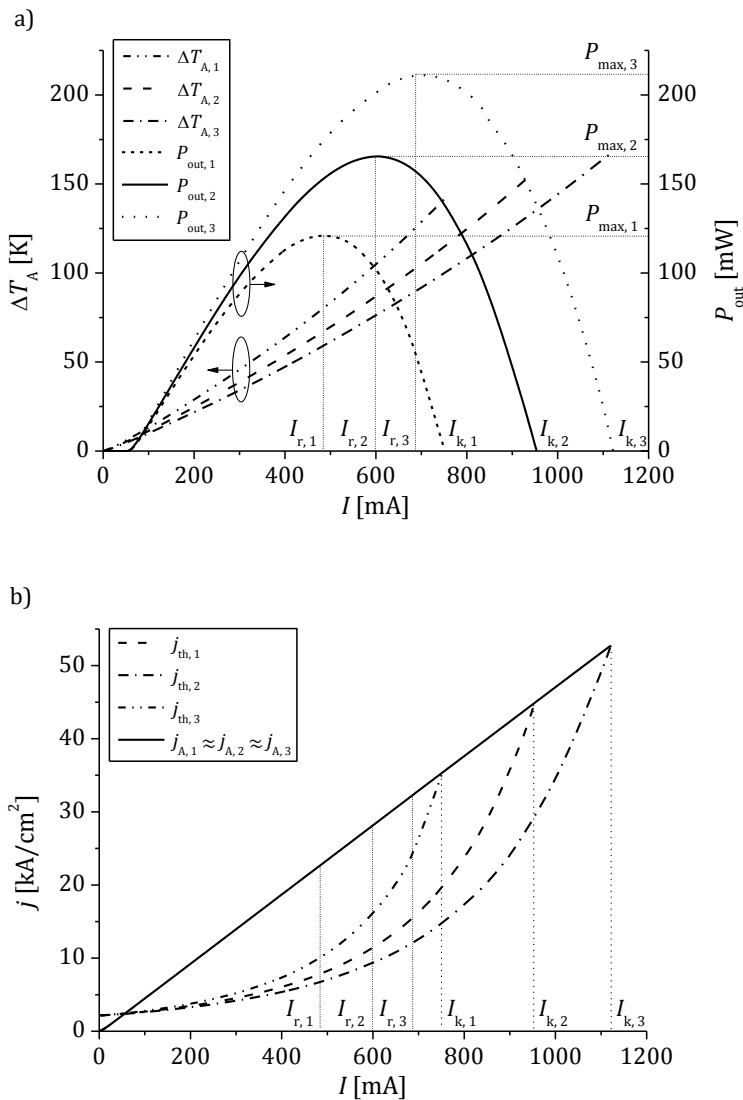
laserowym na całej jego szerokości $W = 0.3$ mm. Wypełnienie pomiędzy warstwą tlenkową ZrO_2 a warstwą złota wykonane jest również ze złota ($\kappa_w = 317$ W/mK) o grubości $t_w = 0.16$ μ m.



Rysunek 7.3.11. Schemat fragmentu modelowanego lasera, na którym zaznaczono m.in. położenie oraz grubość warstwy złota t_p w elektrodzie typu p o przewodności cieplnej κ_p oraz wypełnienie o stałej grubości $t_w = 0.16$ μ m umieszczone pomiędzy tą warstwą a warstwą izolującego tlenku ZrO_2

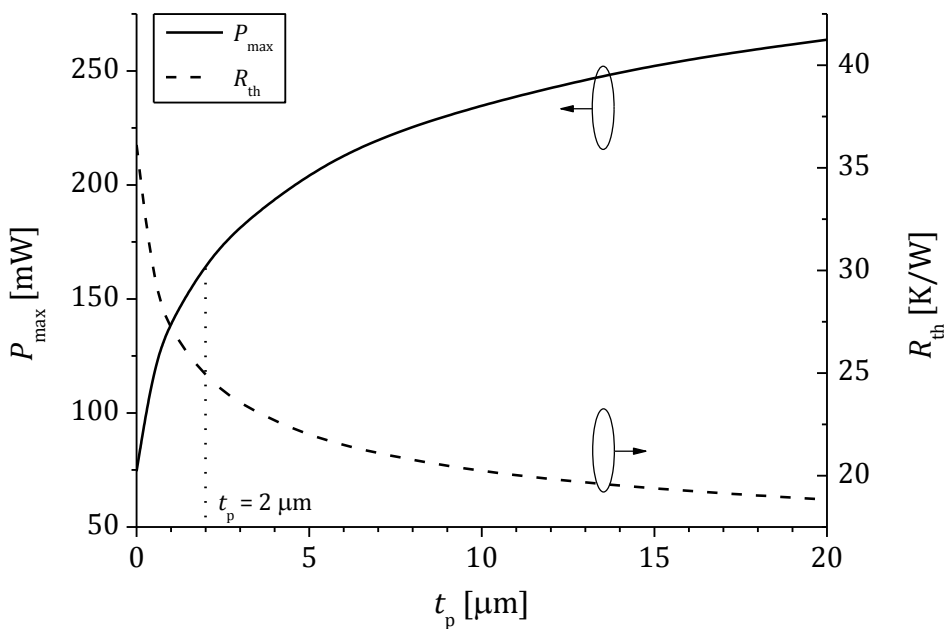
Na rysunku 7.3.12a przedstawiono zmiany obliczonych maksymalnych przyrostów temperatury ΔT_A w obszarach czynnych laserów oraz zmiany ich mocy wyjściowych P_{out} wraz ze wzrostem prądu zasilającego I dla trzech konstrukcji laserów różniących się grubością warstwy złota t_p . Konstrukcja 2 z warstwą złota o grubości $t_{p,2} = 2$ μ m to konstrukcja emitera bazowego tj. lasera (tabela 7.3.2), dla którego został skalibrowany model numeryczny. W konstrukcji 1 grubość warstwy złota $t_{p,1} = 0.5$ μ m jest 4-krotnie mniejsza, zaś w konstrukcji 3 $t_{p,3} = 5$ μ m jest 2.5-krotnie większa niż w emiterze bazowym. Obliczona wartość ΔT_A (patrz rysunek 7.3.12a) najszybciej rośnie dla konstrukcji 1 ($t_{p,1} = 0.5$ μ m), co oznacza, że oporność cieplna tej konstrukcji jest wyższa od oporności cieplnych konstrukcji 2 i 3 z grubszą warstwą złota. Dla maksymalnych mocy osiągniętych przez modelowane konstrukcje o numerach 1, 2, 3 równych odpowiednio $P_{max,1} = 121$ mW, $P_{max,2} = 165.5$ mW, $P_{max,3} = 205$ mW obliczone wartości oporności cieplnych wynoszą odpowiednio $R_{th,1} = 29.1$ K/W, $R_{th,2} = 24.8$ K/W, $R_{th,3} = 21.9$ K/W.

Szybszy przyrost temperatury $\Delta T_{A,1}$ w obszarze czynnym dla lasera 1 w porównaniu do tempa przyrostów temperatury dla laserów 2 i 3 tj. $\Delta T_{A,2}$ i $\Delta T_{A,3}$ podczas wzrostu prądu zasilającego I (rysunek 7.3.12a) to również nieliniowy (opisany wzorem 4.1) wzrost gęstości prądu potrzebnego dla progu laserowania $j_{th,1}$, szybszy niż tempo wzrostu odpowiednich wartości $j_{th,2}$, $j_{th,3}$ (rysunek 7.3.12b).



Rysunek 7.3.12. a) obliczone moce wyjściowe P_{out} , maksymalne przyrosty temperatury ΔT_A i b) maksymalne gęstości prądów j_A w obszarach czynnych oraz progowe gęstości prądów j_{th} w funkcji prądu zasilającego I dla 3 różnych konstrukcji laserów 1, 2, 3 pracujących w trybie RT CW. Konstrukcje laserów różnią się grubością warstwy złota t_p . Dla konstrukcji 1 $t_{p,1} = 0.5 \mu\text{m}$, dla 2 $t_{p,2} = 2 \mu\text{m}$ oraz dla 3 $t_{p,3} = 5 \mu\text{m}$). Na rysunku zaznaczono wartości prądów, przy których lasery przestają świecić $I_{k,1} = 752$ mA, $I_{k,2} = 954$ mA, $I_{k,3} = 1127$ mA oraz wartości, przy których występuje zjawisko *thermal roll-over* $I_{r,1} = 492$ mA, $I_{r,2} = 600$ mA, $I_{r,3} = 693$ mA i lasery osiągają maksymalne wartości mocy wyjściowej $P_{max,1} = 121$ mW, $P_{max,2} = 165.5$ mW, $P_{max,3} = 205$ mW

Obserwowane na rysunku 7.3.12a "zagięcia" charakterystyk $P_{\text{out}}(I)$ ograniczające maksymalną moc wyjściową $P_{\text{max},1}(I_r, 1)$, $P_{\text{max},2}(I_r, 2)$, $P_{\text{max},3}(I_r, 3)$ dla konstrukcji 1, 2, 3 odpowiadają występowaniu efektu *thermal roll-over*, który można wytłumaczyć analizując rysunek 7.3.12b przedstawiający zmiany ich gęstości prądów progowych $j_{\text{th},1}$, $j_{\text{th},2}$, $j_{\text{th},3}$ oraz maksymalnych osiągniętych gęstości prądów w ich obszarach czynnych $j_{A,1}$, $j_{A,2}$, $j_{A,3}$. Dla wszystkich trzech konstrukcji modelowanych laserów gęstość prądu w ich obszarach czynnych $j_{A,1}$, $j_{A,2}$, $j_{A,3}$ rośnie liniowo i w przybliżeniu w takim samym tempie wraz ze wzrostem prądu zasilającego tj. $j_{A,1}(I) \approx j_{A,2}(I) \approx j_{A,3}(I)$, zaś progowe wartości $j_{\text{th},1}(I) > j_{\text{th},2}(I) > j_{\text{th},3}(I)$ rosną tym szybciej im większa jest oporność cieplna konstrukcji $R_{\text{th},1} > R_{\text{th},2} > R_{\text{th},3}$.



Rysunek 7.3.13. Maksymalna moc wyjściowa P_{max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW lasera przy różnych grubościach warstwy złota t_p w kontakcie elektrycznym po stronie p o ustalonej przewodności cieplnej $\kappa_p = 317 \text{ W/mK}$. Na rysunku zaznaczono $t_p = 2 \mu\text{m}$ dla bazowej konstrukcji lasera

Gdy obliczona gęstość prądu w obszarze czynnym danej konstrukcji lasera zrówna się z wymaganą gęstością prądu progowego ($j_A = j_{\text{th}}$) wtedy zaczyna on (próg akcji laserowej) lub przestaje świecić. Laser pracuje, gdy gęstość prądu w jego obszarze czynnym jest większa od wymaganej gęstości

prądu dla uzyskania inwersji obsadzeń ($j_A > j_{th}$). Powyżej progu laserowania wraz ze wzrostem prądu zasilającego rośnie różnica pomiędzy wartościami j_A i j_{th} dla wszystkich trzech konstrukcji (rysunek 7.3.12b), którym towarzyszy wzrost mocy wyjściowych (rysunek 7.3.12a). Każdy z modelowanych laserów 1, 2, 3 osiąga maksymalną moc wyjściową $P_{max,1}$, $P_{max,2}$, $P_{max,3}$ dla zjawiska *thermal roll-over* odpowiednio dla prądów $I_{r,1}$, $I_{r,2}$, $I_{r,3}$ (rysunek 7.3.12b). Od tego momentu nadwyżka prądu j_A nad prądem progowym j_{th} przestaje rosnać, a zaczyna maleć. Prowadzi to do spadku mocy lasera. Spadek ten związany jest z szybszym wzrostem temperatury w obszarach czynnych laserów (rysunek 7.3.12a), zależnym od oporności cieplnej R_{th} każdej z konstrukcji.

Na rysunku 7.3.13 przedstawiono obliczony wpływ grubości warstwy złota t_p ($\kappa_p = 317 \text{ W/mK}$) na oporność cieplną R_{th} lasera z pojedynczym emiterem, przez co również i na obliczoną maksymalną moc wyjściową P_{max} . Wzrost grubości warstwy złota t_p z $2 \mu\text{m}$ do $20 \mu\text{m}$ powoduje nieliniowy spadek oporności cieplnej przyrządu R_{th} z 23.8 K/W do 18.8 K/W (spadek o 24%) i jednocześnie nieliniowy wzrost obliczonej mocy P_{max} z 165.5 mW do 264 mW (wzrost o ok. 60%). Rozkład temperatury w takiej konstrukcji ($t_p = 20 \mu\text{m}$) został przedstawiony na rysunku 7.3.14 dla pracy w trybie CW RT z maksymalną mocą wyjściową $P_{max} = 264 \text{ mW}$. Niższa oporność cieplna $R_{th} = 18.8 \text{ K/W}$ konstrukcji z grubą warstwą złota ($t_p = 20 \mu\text{m}$) niż oporność cieplna $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$ konstrukcji bazowej ($t_p = 2 \mu\text{m}$) powoduje, że osiąga ona wyższą moc $P_{max} = 264 \text{ mW}$ przy wyższym maksymalnym przyroście temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{A,max} = 100.3 \text{ K}$ niż emiter bazowy ($P_{max} = 165.5 \text{ mW}$, $\Delta T_{A,max} = 87.4 \text{ K}$).

Zwiększając grubość warstwy złota powyżej wartości bazowej $t_p = 2 \mu\text{m}$ do ok. $t_p = 10 \mu\text{m}$ otrzymujemy szybki wzrost mocy wyjściowej P_{max} (rysunek 7.3.13). Natomiast podczas zmniejszania grubości tej warstwy poniżej $t_p = 2 \mu\text{m}$ można zaobserwować szybki spadek mocy P_{max} . Dla konstrukcji bez warstwy złota ($t_p = 0 \mu\text{m}$) obliczone wartości P_{max} i R_{th} to odpowiednio 74 mW (spadek o 55% względem $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$) i 36.1 K/W (wzrost o 46% względem $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$). W przypadku usunięcia warstwy złota i dodatkowo warstwy wypełnienia ($t_p = 0 \mu\text{m}$, $t_w = 0 \mu\text{m}$ (porównaj rysunek 7.3.11)) obliczone wartości P_{max} oraz R_{th} to odpowiednio 69 mW (spadek o 58% względem $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$) oraz 37.0 K/W (wzrost o 49% względem $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$). Rozkład temperatury w takiej konstrukcji (bez warstwy złota i wypełnienia) przedstawia rysunek 7.3.15. Wysoka oporność cieplna $R_{th} = 37.0 \text{ K/W}$ tej konstrukcji powoduje, że osiąga ona próg dla efektu *thermal*

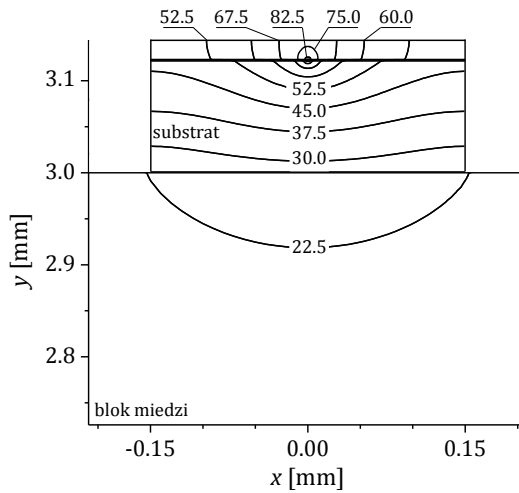
roll-over przy niskim prądzie zasilającym i co za tym idzie względnie niskiej temperaturze panującej w jej obszarze czynnym $\Delta T_{A, \max} = 69.9$ K.

Porównując na rysunkach 7.3.14 i 7.3.15 rozkłady izoterm w substratach konstrukcji laserów różniących się obecnością warstwy złota (i wypełnienia) można zauważyć znaczące różnice w sprawności transportowania ciepła z pasków laserowych do chłodziń. Dla konstrukcji z grubą warstwą złota $t_p = 20$ μm (rysunek 7.3.14) o przewodności cieplnej $\kappa_{RT} = 317$ W/mK znacząco wyższej od przewodności cieplnej substratu $\kappa_{s, RT} = 132$ W/mK transport ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza jest dużo sprawniejszy. Dzięki temu ciepło jest transportowane szerszym strumieniem w kierunku chłodziń niż w przypadku konstrukcji bez warstwy złota i wypełnienia (rysunek 7.3.15).

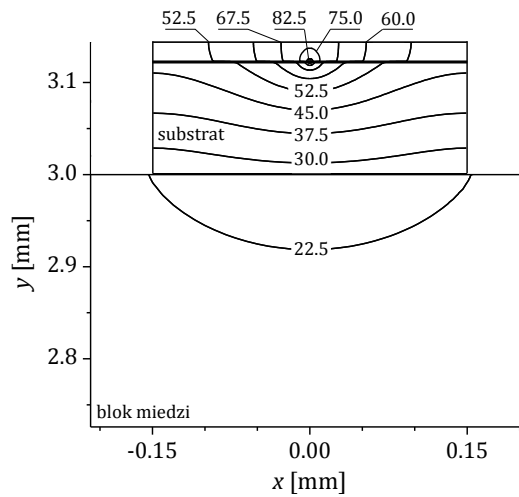
W przypadku konstrukcji bez warstwy złota i bez wypełnienia transport ciepła z paska laserowego zarówno w kierunku chłodziń, jaki i w kierunku do niego prostopadłym (w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza) realizowany jest tylko przez substrat o izotropowej przewodności cieplnej (rysunku 7.3.15).

Przewodność cieplna warstwy złota elektrolitycznego, którym pokrywane są chipy laserowe w celu zapewnienia kontaktu elektrycznego może być niższa od wartości zakładanej dla emitera bazowego tj. $\kappa_p = 317$ W/mK. Niestety w literaturze nie udało się odszukać żadnych informacji na temat wartości przewodności cieplnej takiego materiału. Rysunek 7.3.16 przedstawia wpływ hipotetycznej zmiany przewodności cieplnej warstwy złota κ_p o ustalonej grubości $t_p = 2$ μm na obliczone wartości maksymalnej mocy P_{\max} i odpowiadającej jej oporności termicznej R_{th} .

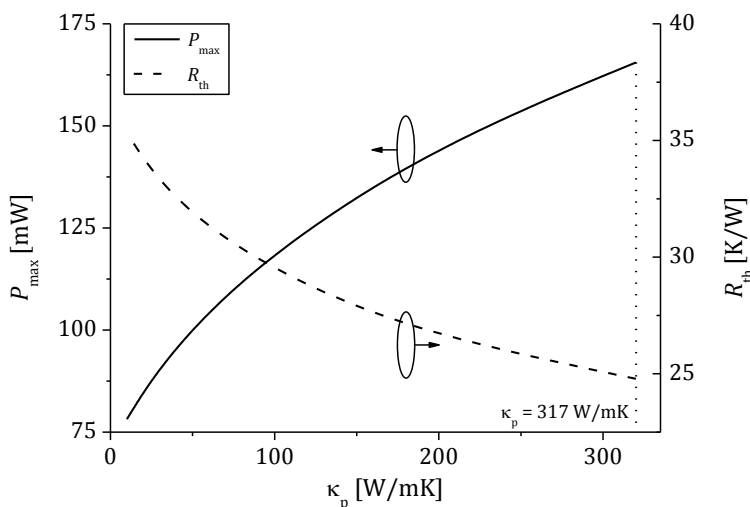
Po zmniejszeniu przewodności cieplnej warstwy złota κ_p do ok. połowy wartości początkowej (z 317 W/mK do 160 W/mK) obliczona moc P_{\max} zmalała o 18% (z 165.5 mW do 136 mW). W tym samym czasie oporność cieplna R_{th} wzrosła o 11% (z 24.8 K/W do 27.4 K/W). Duże obniżenie przewodności cieplnej warstwy złota do $\kappa_p = 10$ W/mK w konstrukcji lasera powoduje nieliniowy spadek mocy do $P_{\max} = 78$ mW (spadek o 53% względem $P_{\max} = 165.5$ mW) oraz znaczący wzrost oporności do $R_{th} = 35.3$ K/W (wzrost o 43% względem $R_{th} = 24.8$ K/W).



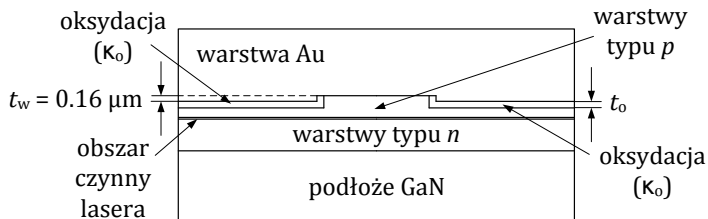
Rysunek 7.3.14. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 264$ mW ($R_{\text{th}} = 18.8$ K/W). W konstrukcji lasera wykorzystano grubą warstwę złota $t_p = 20$ μm ($\kappa_p = 317$ W/mK). Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 100.3$ K



Rysunek 7.3.15. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 69$ mW ($R_{\text{th}} = 37.0$ K/W). W konstrukcji lasera została usunięta zarówno warstwa złota $t_p = 0$ μm , jak i wypełnienie $t_w = 0$ μm (porównaj rysunek 7.3.11). Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 69.9$ K



Rysunek 7.3.16. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW lasera przy różnych wartościach przewodności cieplnej warstwy złota po stronie p κ_p o ustalonej grubości $t_p = 2 \mu\text{m}$. Na rysunku zaznaczono wartość $\kappa_p = 317$ W/mK założoną dla bazowej konstrukcji lasera

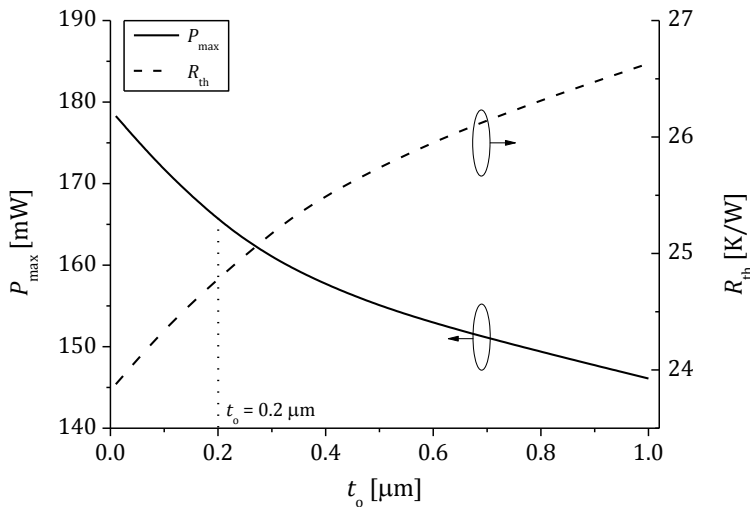


Rysunek 7.3.17. Schemat fragmentu modelowanego lasera, na którym zaznaczono m.in. badaną warstwę tlenkową o grubości t_o i przewodności cieplnej κ_o

Parametry warstwy złota tj. jej grubość i przewodność cieplna, ze względu na bliski kontakt tej warstwy z paskiem laserowym, mają znaczący wpływ na transport ciepła z obszaru czynnego w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza lasera (rysunki 7.3.13–7.3.16), a następnie w kierunku chłodnicy. Wszelkie bariery utrudniające ten przepływ mogą poważnie zredukować efektywność tego procesu. Naturalną barierą dla wspomnianego procesu może być np. warstwa izolującego tlenku (w przypadku modelowanego lasera jest to ZrO_2).

Warstwa tlenkowa (oksydacja)

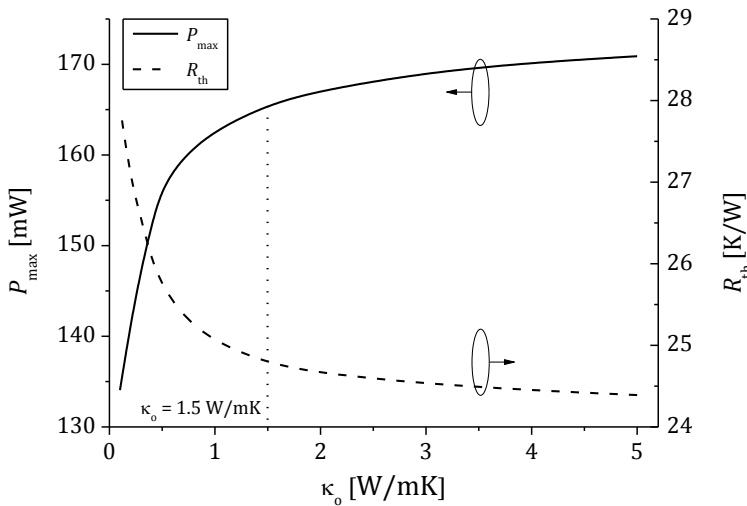
W laserach typu EEL RW konstruowanych na bazie materiałów III-N warstwy tlenkowe zapewniają ograniczenie elektryczne oraz optyczne. Warstwy te oddzielają obszar lasera typu p znajdujący się poza wytrawioną mesą (paskiem laserowym) od elektrody typu p tj. od grubej warstwy złota elektrolitycznego (rysunek 7.3.17). Z uwagi na niską przewodność cieplną $\kappa_{RT} = 1\text{--}2\text{ W/mK}$ [143, 144] tlenków SiO_2 i ZrO_2 (κ_{RT} dla SiO_2 jest zazwyczaj niższa niż dla ZrO_2) wykorzystywanych w tych konstrukcjach warstwy te stanowią również naturalną barierę dla przepływu ciepła, wpływając na oporność cieplną R_{th} tych przyrządów. Grubości warstw tlenkowych wykorzystywanych w konstrukcjach laserów azotkowych typu EEL RW wynoszą zazwyczaj $0.1\ \mu\text{m}$ lub $0.2\ \mu\text{m}$ [36, 54, 73, 82, 95]. W konstrukcji modelowanego lasera bazowego, jako warstwę tlenkową wykorzystano warstwę ZrO_2 o grubości $t_o = 0.2\ \mu\text{m}$, dla której założono do obliczeń przewodność cieplną równą $\kappa_o = 1.5\text{ W/mK}$.



Rysunek 7.3.18. Maksymalna moc wyjściowa P_{max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} dla pracy w trybie RT CW lasera przy różnych grubościach jego warstwy tlenkowej t_o o ustalonej przewodności cieplnej $\kappa_o = 1.5\text{ W/mK}$. Na rysunku zaznaczono $t_o = 0.2\ \mu\text{m}$ uwzględnioną w obliczeniach dla bazowej konstrukcji lasera

Na rysunku 7.3.18 przedstawiono wpływ grubości warstwy oksydacyjnej t_o o ustalonej przewodności cieplnej $\kappa_o = 1.5\text{ W/mK}$ na maksymalną moc

wyjściową lasera P_{\max} oraz odpowiadającą tej mocy oporność cieplną R_{th} . Wartość t_0 była zmieniana w bardzo szerokim zakresie od $0.01 \mu\text{m}$ do $1 \mu\text{m}$. Po zwiększeniu t_0 z $0.2 \mu\text{m}$ do $0.36 \mu\text{m}$ (warstwa wypełnienia o grubości $t_w = 0.16 \mu\text{m}$ zastąpiona została warstwą tlenkową (patrz rysunek 7.3.17)) obliczona wartość P_{\max} zmalała zaledwie o 4% (z 165.5 mW do 159 mW) przy wzroście R_{th} o 2% (z 24.8 K/W do 25.4 K/W). Wzrost grubości t_0 do $0.5 \mu\text{m}$ (warstwa tlenkowa jest większa od głębokości trawienia o $0.14 \mu\text{m}$ i wchodzi w warstwę złota kontaktowego) powoduje spadek mocy P_{\max} do 155 mW (spadek o 6% względem $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$) i wzrost R_{th} do 25.8 K/W (wzrost o 4% względem $R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$). Dalszy wzrost t_0 do $1 \mu\text{m}$ powoduje spadek P_{\max} do 146 mW (spadek o 12%) i dalszy niewielki wzrost R_{th} do 26.6 K/W (wzrost o 8%). Niewielki wpływ na obliczone wartości P_{\max} i R_{th} , obok zwiększania grubości warstwy tlenkowej, ma również jej pocienianie. Dla warstwy tlenkowej pocienionej do połowy jej grubości wyjściowej tj. dla $t_0 = 0.1 \mu\text{m}$ moc P_{\max} wzrosła tylko o 4% (z 165.5 mW do 172 mW), zaś oporność R_{th} zmalała o 2% (z 24.8 K/W do 24.4 K/W). Dla bardzo cieniutkiej warstwy tlenkowej $t_0 = 0.01 \mu\text{m}$ obliczone wartości P_{\max} i R_{th} wynoszą odpowiednio 178 mW (wzrost o 8%) i 23.9 K/W (spadek o 4%).

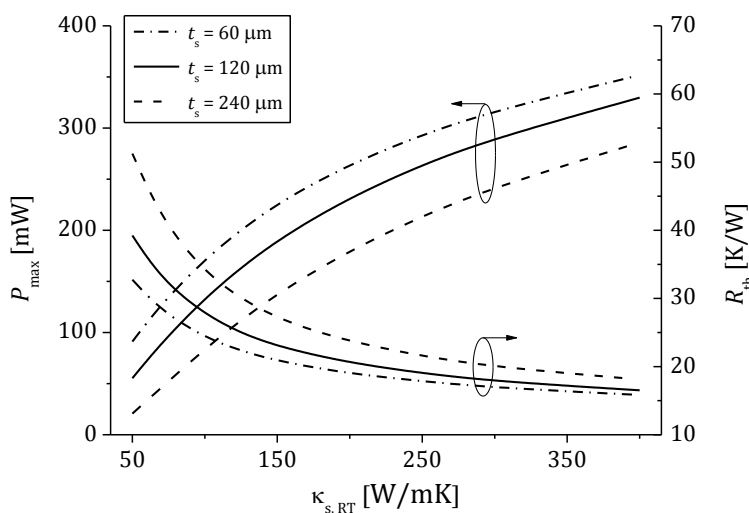


Rysunek 7.3.19. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} dla pracy w trybie RT CW lasera przy różnych wartościach przewodności cieplnej jego warstwy tlenkowej κ_o o ustalonej grubości $t_0 = 0.2 \mu\text{m}$. Na rysunku zaznaczono wartość $\kappa_o = 1.5 \text{ W/mK}$ uwzględnioną w obliczeniach dla bazowej konstrukcji lasera

Rysunek 7.3.19 przedstawia zmianę obliczonych wartości P_{\max} i R_{th} dla konstrukcji lasera, w której zmieniana była przewodność cieplna warstwy tlenkowej κ_o w szerokim zakresie od 0.1 W/mK do 5 W/mK. Grubość warstwy tlenkowa dla tych obliczeń była ustalona $t_o = 0.2 \mu\text{m}$. Dla zmian wartości κ_o w typowym przedziale 1–2 W/mK obliczone zmiany mocy P_{\max} , R_{th} nie wynoszą od 1% do 2% względem odpowiednich wartości dla emitera bazowego. Zwiększanie κ_o powyżej 2 W/mK ma niewielki wpływ na obliczone wartości P_{\max} i R_{th} . Dla przykładu po zwiększeniu κ_o do 5 W/mK moc lasera P_{\max} wzrosła o 3% (od 165.5 mW do 171 mW) przy spadku R_{th} o 2% (z 24.8 K/W do 24.4 K/W). Zmniejszenie κ_o poniżej wartości ok. 0.5 W/mK spowodowało znacząco większe (niekorzystne) zmiany obliczonych wartości P_{\max} i R_{th} . Dla najmniejszej uwzględnionej w obliczeniach wartości $\kappa_o = 0.1 \text{ W/mK}$ moc P_{ma} zmalała do 134 mW (spadek o 19% względem $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$), zaś oporność R_{th} wzrosła do 27.9 K/W (wzrost o 13% względem $R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$).

Substrat

W konfiguracji *p-up*, w której wykonano laser wybrany do modelowania, ciepło z jego paskowego obszaru czynnego transportowane jest do chłodnicy przez substrat. Z tego powodu niezależnie od sprawności transportu ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego, na który mają wpływ m.in. warstwa złota w kontakcie po stronie *p* oraz w mniejszym stopniu oksydacja, na oporność cieplną modelowanego przyrządu ma również wpływ grubość oraz przewodność cieplna substratu. Substrat emitera bazowego wykonany został z warstwy materiału GaN:Si bardzo silnie domieszkowanego krzemem ($N_{\text{Si}}: 0.5\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) o grubości $t_s = 120 \mu\text{m}$. Przewodność cieplna substratu uwzględniona w obliczeniach wynosi $\kappa_{s, \text{RT}} = 132 \text{ W/mK}$ w temperaturze pokojowej i maleje z temperaturą (tabela 7.3.2 oraz rysunek 6.4).



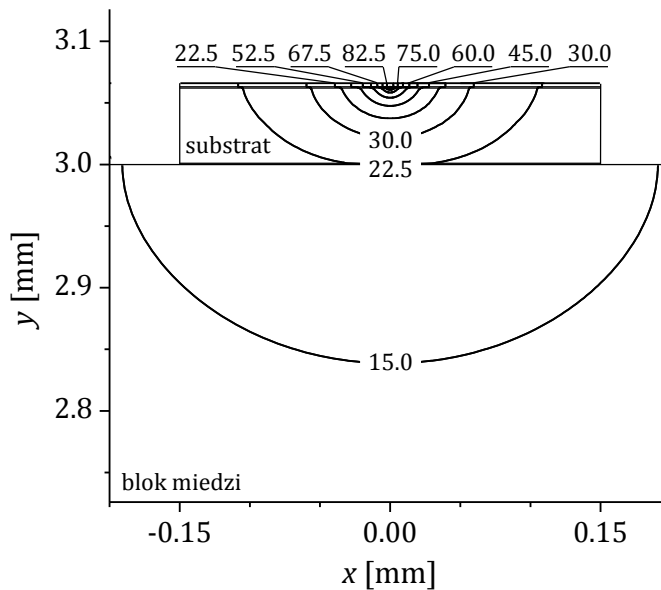
Rysunek 7.3.20. Maksymalna moc wyjściowa P_{max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} dla pracy lasera w trybie RT CW przy trzech różnych grubościach substratu t_s , których przewodność cieplna w temperaturze pokojowej była stała i równa $\kappa_{s,RT}$ (w obliczeniach uwzględniono zależność temperaturową przewodności cieplnej substratu GaN $\kappa_s(T)$)

Rysunek 7.3.20 przedstawia wpływ zarówno grubości t_s , jak i ewentualnych zmian przewodności cieplnej $\kappa_{s,RT}$ substratu na obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{max} i odpowiadającej tej mocy oporności cieplnej R_{th} . W obliczeniach uwzględniono zamiany temperaturowe przewodności cieplnej substratu GaN zgodnie z wzorem 6.2, gdzie wartość $\kappa_{RT}(t)$ została zastąpiona przez $\kappa_{s,RT}$. Zakres wartości $\kappa_{s,RT}$ uwzględniony w obliczeniach odpowiada wartościom przewodności cieplnej materiału GaN odnalezionych w literaturze (rysunek 6.1) tj. od 50 W/mK do 386 W/mK. Wybrane do obliczeń grubości podłoża wynoszą $t_s = 120 \mu\text{m}$ (grubość podłoża emitera bazowego), $t_s = 60 \mu\text{m}$ (połowa grubości) i $t_s = 240 \mu\text{m}$ (podwojona grubość).

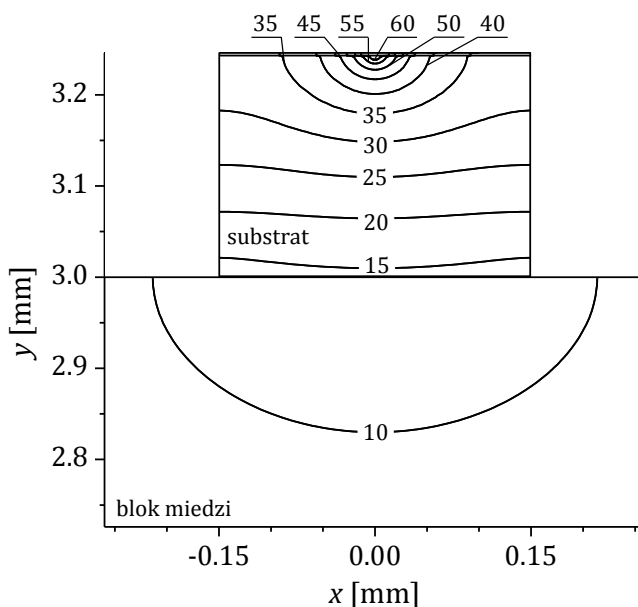
Niezależnie od grubości podłoża uwzględnionej w obliczeniach największe zmiany obliczonych wartości mocy P_{max} powoduje wzrost $\kappa_{s,RT}$ od 50 W/mK do ok. 230 W/mK (patrz rysunek 7.3.20). Dla lasera z podłożem o grubości $t_s = 120 \mu\text{m}$ i przewodności cieplnej $\kappa_{s,RT} = 50 \text{ W/mK}$ obliczone wartości mocy P_{max} oraz oporności cieplnej R_{th} wynoszą odpowiednio 55 mW (spadek o 67% względem $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$) oraz 39 K/W (wzrost o 58% względem $R_{th} = 24.8 \text{ K}$). Dla $\kappa_{s,RT} = 230 \text{ W/mK}$ obliczone wartości P_{max} i R_{th} to odpowiednio 252 mW (wzrost o 53%) oraz 19.6 K/W (spadek o 21%).

Dla maksymalnej uwzględnionej w obliczeniach przewodności cieplnej podłoża $\kappa_{s, RT} = 386 \text{ W/mK}$ moc P_{\max} wzrosła do 325 mW (wzrost o 96%) przy spadku R_{th} do 16.7 K/W (spadek o 33%).

Dla konstrukcji lasera z podłożem pocienionym do połowy grubości początkowej tj. $t_s = 60 \mu\text{m}$ obliczone wartości P_{\max} w całym przedziale wartości $\kappa_{s, RT}$, tj. od 50 W/mK do 386 W/mK, są znacząco wyższe od odpowiednich wartości obliczonych dla konstrukcji z podłożem o grubości $t_s = 120 \mu\text{m}$. Różnice pomiędzy obliczonymi wartościami P_{\max} dla $t_s = 60 \mu\text{m}$ oraz $t_s = 120 \mu\text{m}$ przy takiej samej przewodności $\kappa_{s, RT}$ maleją od ok. 65% dla $\kappa_{s, RT} = 50 \text{ W/mK}$ do ok. 7% dla $\kappa_{s, RT} = 386 \text{ W/mK}$. Dla $\kappa_{s, RT} = 130 \text{ W/mK}$ obliczone wartości P_{\max} i R_{th} to odpowiednio 206 mW (wzrost o 25% względem $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$) i 21.9 K/W (spadek o 12% względem $R_{th} = 24.8 \text{ K}$). Rozkład temperatury w takiej konstrukcji dla pracy CW RT z mocą $P_{\max} = 206 \text{ mW}$ przedstawiono na rysunku 7.3.21. Dla $\kappa_{s, RT} = 386 \text{ W/mK}$ obliczona moc P_{\max} wynosi aż 357 mW (wzrost o 110%), R_{th} wynosi 16.0 K/W (spadek o 36%) przy maksymalnym wzroście temperatury w obszarze czynnym $\Delta T_{A, \max} = 90.8 \text{ K}$.



Rysunek 7.3.21. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 206 \text{ mW}$ ($R_{th} = 21.9 \text{ K/W}$). W konstrukcji lasera substrat ma grubość $t_s = 60 \mu\text{m}$ i przewodność cieplną $\kappa_{s, RT} = 130 \text{ W/mK}$. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 90.8 \text{ K}$



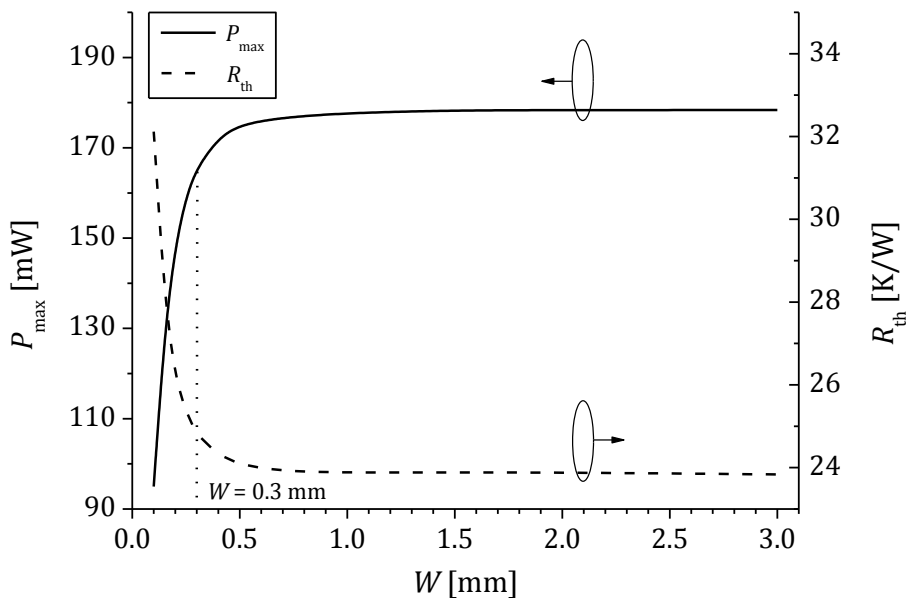
Rysunek 7.3.22. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 118$ mW ($R_{\text{th}} = 29.2$ K/W). W konstrukcji lasera substrat ma grubość $t_s = 240$ μm i przewodność cieplną $\kappa_{s, \text{RT}} = 130$ W/mK. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 80.0$ K

Dla konstrukcji lasera z podłożem dwukrotnie pogrubionym $t_s = 240$ μm względem odpowiedniej grubości podłoża dla emitera bazowego ($t_s = 120$ μm) obliczone wartości mocy P_{\max} są znacząco niższe, gdy przewodność cieplna $\kappa_{s, \text{RT}}$ w obu konstrukcjach jest jednakowa. Dla $t_s = 240$ μm i $\kappa_{s, \text{RT}} = 130$ W/mK obliczone P_{\max} i R_{th} to odpowiednio 118 mW (spadek o 29% $P_{\max} = 165.5$ mW) i 29.2 K/W (wzrost o 18% względem $R_{\text{th}} = 24.8$ K). Rysunek 7.3.22 przedstawia rozkład temperatury w takiej konstrukcji dla pracy CW RT z mocą P_{\max} . Obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym takiej konstrukcji lasera wynosi $\Delta T_{A, \max} = 80.0$ K. Dla wartości $\kappa_{s, \text{RT}} = 50$ W/mK obliczona moc P_{\max} wynosi tylko 21 mW (spadek o 88%), zaś R_{th} wynosi 51.3 K/W (wzrost o 107%).

Szerokość chipu laserowego

Jak pokazano wyżej sprawność transportu ciepła z obszaru czynnego modelowanego lasera do jego chłodnicy zależy w istotny sposób od

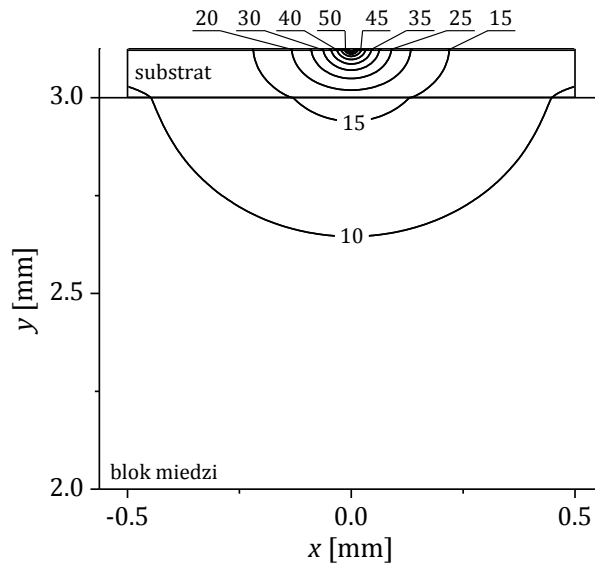
parametrów substratu oraz warstw pozostających w kontakcie z jego paskowym obszarem czynnym. Warstwy te (m.in. warstwa złota w kontakcie typu *p*, oksydacja) wpływają na szerokość strumienia ciepła transportowanego przez podłoże do chłodnicy. Na szerokość tego strumienia w oczywisty sposób powinna mieć również wpływ szerokość chipu lasera. W konstrukcji przyrządu bazowego szerokość chipu laserowego to $W = 0.3$ mm. Zmiana szerokości W lasera (patrz rysunek 7.3.10) powoduje zmianę wartości oporności cieplnej R_{th} przyrządu i przez to również zmianę wartości jego maksymalnej mocy P_{max} (rysunek 7.3.23).



Rysunek 7.3.23. Maksymalna moc wyjściowa P_{max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW lasera przy różnych szerokościach jego chipu W . Na rysunku zaznaczono wartość $W = 0.3$ mm dla bazowej konstrukcji lasera

Na rysunku 7.3.23 wartości P_{max} i R_{th} ulegają największym zmianom, gdy szerokość chipu W zmienia się w zakresie od $0.1 \mu\text{m}$ do ok. $0.5 \mu\text{m}$. Zmniejszanie szerokości chipu poniżej $W = 0.3 \mu\text{m}$ powoduje znacząco większe (niekorzystne) zmiany obliczonych wartości P_{max} i R_{th} niż zwiększanie szerokości chipu. Dla chipu o szerokości $W = 0.1 \mu\text{m}$ obliczona wartość oporności cieplnej R_{th} wzrosła do 32.1 K/W (wzrost o 30% względem $R_{th} = 24.8 \text{ K}$), przez co moc zmalała do $P_{max} = 95 \text{ mW}$ (spadek o 43% względem

$P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$). Zwiększenie szerokości W z $0.3 \mu\text{m}$ do $0.5 \mu\text{m}$ powoduje niewielki spadek oporności cieplnej konstrukcji lasera z 24.8 K/W do 24.1 K/W (spadek o 3%) i przez to wzrost mocy P_{\max} z 165.5 mW do 175 mW (wzrost o 6%). Dalsze, poszerzanie chipu do $W=1 \text{ mm}$ niewiele już zwiększa maksymalną moc P_{\max} , do ok. 178 mW . Rozkład temperatury w takiej konstrukcji podczas pracy CW RT z maksymalną mocą P_{\max} przedstawiono na rysunku 7.3.24. Wyniki uzyskane dla chipu $W=1 \text{ mm}$ i $W=3 \text{ mm}$ są w przybliżeniu takie same.



Rysunek 7.3.24. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 177 \text{ mW}$ ($R_{\text{th}} = 23.9 \text{ K/W}$). W konstrukcji lasera szerokość chipu wynosi $W = 1 \text{ mm}$. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 88.9 \text{ K}$

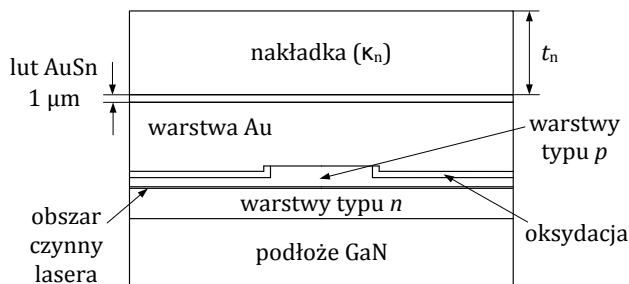
Poszerzanie chipu W bez wprowadzania innych zmian konstrukcyjnych, zapewniających zwiększenie sprawności transportu ciepła z obszaru czynnego do chłodnicy nie wpływa znacząco na obliczone wartości oporności cieplnej R_{th} i maksymalnej mocy P_{\max} . Na transport ciepła korzystny wpływ ma zmniejszenie odległości pomiędzy paskiem laserowym a chłodnicą poprzez pocienienie grubości substratu t_s (rysunki 7.3.20, 7.3.21) oraz poszerzenie strumienia ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza uzyskane w wyniku zwiększenia grubości warstwy złota t_p w kontakcie elektrycznym

lasera typu p . Zastosowanie wszystkich trzech zmian w konstrukcji modelowanego lasera tj. zmniejszenie grubości podłoża t_s , zwiększenie grubości warstwy złota t_p oraz zwiększenie szerokości chipu W powinno znacząco zmniejszyć jego oporność cieplną R_{th} i zwiększyć progową wartość mocy P_{max} dla zjawiska *thermal roll-over*. Dla konstrukcji $t_s = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 10 \mu\text{m}$, $W = 1 \text{ mm}$ obliczone wartości dla P_{max} i R_{th} wynoszą odpowiednio 298 mW i 17.5 K/W i są znacząco niższe od wartości uzyskanych dla konstrukcji emitera bazowego. Zysk mocy równy 80% jest znacząco większy niż dla tych trzech zmian konstrukcyjnych wprowadzonych osobno do modelu emitera bazowego, tj. $t_s = 60 \mu\text{m}$ (zysk mocy 25%), $t_p = 10 \mu\text{m}$ (zysk mocy 42%), $W = 1 \text{ mm}$ (zysk mocy 7%) i większy niż uzyskana suma (74%).

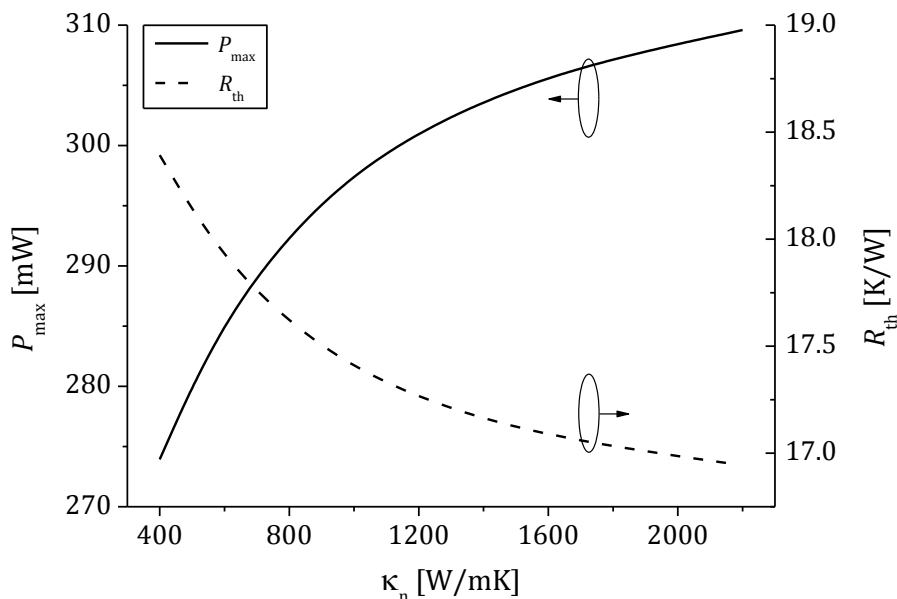
Nakładka diamentowa

W celu zwiększenia sprawności transportu ciepła z obszaru czynnego lasera w kierunku równoległym do jego płaszczyzny i tym samym zwiększenia strumienia ciepła transportowanego przez substrat w kierunku chłodnicy poddano analizie konstrukcję z dodatkową warstwą (ang. *heat spreader*) wykonaną na bazie diamentu o wysokiej przewodności cieplnej (400–2200 W/mK) umieszczoną na szczycie chipu laserowego (rysunek 7.3.25). Szerokość nakładki jest równa szerokości chipu W .

W obliczeniach uwzględniono zmiany temperaturowe przewodności cieplnej stosowanych nakładek zgodnie ze wzorem (6.9). Nakładki zamocowano na szczycie chipów do warstwy złota (o grubości $2 \mu\text{m}$) za pomocą eutektyka AuSn ($\kappa_{RT} = 57 \text{ W/mK}$) o grubości równej $1 \mu\text{m}$ (rysunek 7.3.25).



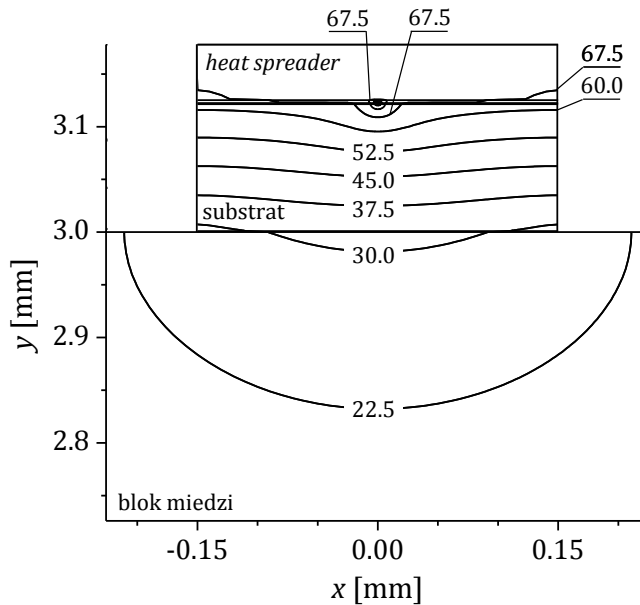
Rysunek 7.3.25. Schemat fragmentu modelowanego lasera, na którym zaznaczono m.in. położenie nakładki (ang. *heat spreader*) o grubości t_n i przewodności cieplnej κ_n . Nakładka zamocowana jest do chipu za pomocą lutu AuSn o grubości $1 \mu\text{m}$



Rysunek 7.3.26. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} dla pracy w trybie RT CW lasera z nakładką wykonaną na bazie diamentu o przewodności cieplnej κ_n i o ustalonej grubości $t_n = 50 \mu\text{m}$. Obliczenia przeprowadzono dla chipu laserowego o szerokości równej $W = 0.3 \text{ mm}$

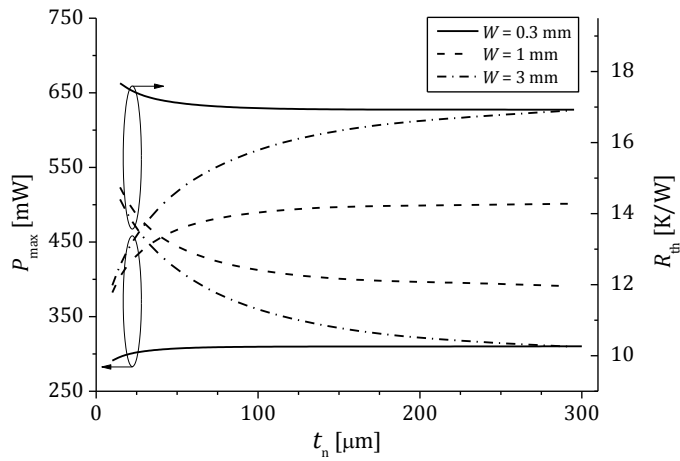
Na rysunku 7.3.26 przedstawiono wpływ przewodności cieplnej nakładki κ_n o ustalonej grubości $t_n = 50 \mu\text{m}$ zamocowanej na chipie o szerokości $W = 0.3 \text{ mm}$ na obliczone wartości P_{\max} i R_{th} . Oporność cieplna R_{th} modelowanego lasera maleje nieliniowo wraz ze wzrostem κ_n od 18.4 K/W (dla $\kappa_n = 400 \text{ W/mK}$) do 16.9 K/W (dla $\kappa_n = 2200 \text{ W/mK}$). Spadkowi R_{th} towarzyszy wzrost mocy lasera P_{\max} od 274 mW dla $\kappa_n = 400 \text{ W/mK}$ (wzrost o 66% względem struktury bazowej, dla której $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$) do 310 mW dla $\kappa_n = 2200 \text{ W/mK}$ (wzrost o 87% względem $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$). Największe zmiany P_{\max} i R_{th} obliczono dla κ_n w przedziale od 400 W/mK do ok. 1200 W/mK .

Rysunek 7.3.27 przedstawia rozkład temperatury w konstrukcji lasera z chipem o niezmięnionej szerokości $W = 0.3 \text{ mm}$ względem emitera bazowego, z nakładką o przewodności cieplnej $\kappa_n = 2200 \text{ W/mK}$ i grubości $t_n = 50 \mu\text{m}$ dla pracy CW RT z maksymalną obliczoną mocą $P_{\max} = 310 \text{ mW}$. Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym tej konstrukcji dla mocy P_{\max} wynosi $\Delta T_{A, \max} = 104.3 \text{ K}$.

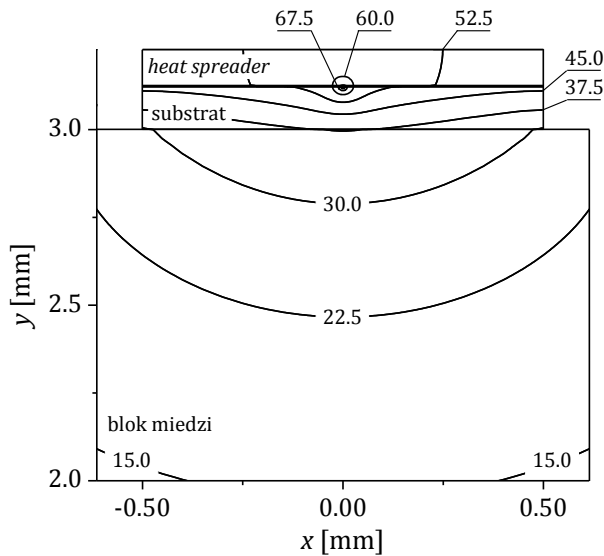


Rysunek 7.3.27. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 310$ mW ($R_{\text{th}} = 17.0$ K/W). W konstrukcji lasera z chipem o szerokości $W = 0.3$ mm zastosowano diamentową nakładkę (ang. *heat spreader*) o grubości $t_n = 50$ μm i przewodności cieplnej $\kappa_n = 2200$ W/mK. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym to $\Delta T_{A, \max} = 104.3$ K

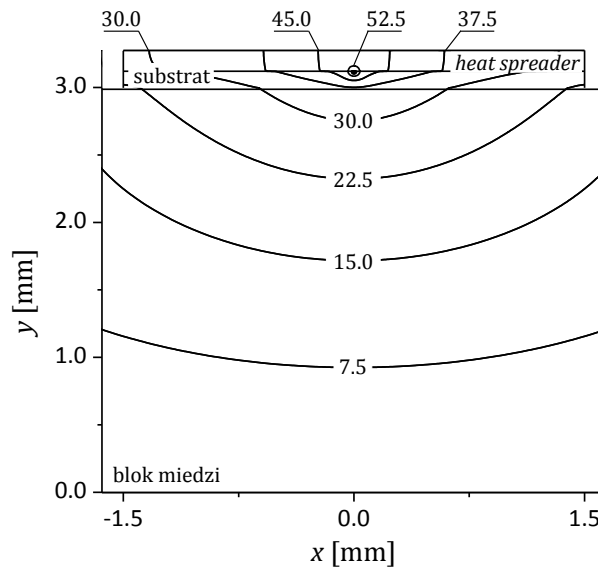
Dla konstrukcji z nakładką umieszczoną na chipie laserowym o szerokości $W = 0.3$ mm niezależnie od przyjętej wartości przewodności cieplnej nakładki κ_n (rysunek 7.3.26) oraz jej grubości t_n (rysunek 7.3.28) obliczony maksymalny zysk mocy nie przekracza 90% ($P_{\max} = 310$ mW). Aby uzyskać dalsze obniżenie oporności cieplnej modelowanego przyrządu konieczne jest zwiększenie szerokości chipu W . Na rysunku 7.3.28 przedstawiono wpływ grubości nakładki diamentowej o ustalonej przewodności cieplnej $\kappa_n = 2000$ W/mK na obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} i oporności cieplnej R_{th} dla trzech różnych szerokości chipu W tj. 0.3 mm, 1 mm i 3 mm. Optymalna grubość nakładki zależy od szerokości chipu W (rysunek 7.3.28). Obliczone wartości P_{\max} i R_{th} ulegają znaczącym zmianom wraz ze wzrostem t_n do ok. 50 μm dla $W = 0.3$ mm, do ok. 100 μm dla $W = 1$ mm oraz do przynajmniej do ok. 200 μm dla $W = 3$ mm. Dla najszerszego z badanych chipów $W = 3$ mm zwiększanie grubości nakładki t_n powyżej 150 μm powoduje dalsze niewielkie liniowe zmiany obliczonych wartości P_{\max} i R_{th} .



Rysunek 7.3.28. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW lasera z nakładką wykonaną na bazie diamentu o grubości t_n i przewodności cieplnej $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, która nie ulega zmianie. Obliczenia przeprowadzono dla trzech szerokości chipu laserowego $W = 0.3 \text{ mm}$, 1 mm i 3 mm



Rysunek 7.3.29. Rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę 293 K w laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 491 \text{ mW}$ ($R_{\text{th}} = 12.1 \text{ K/W}$). W konstrukcji chipem o szerokości $W = 1 \text{ mm}$ zastosowano diamentową nakładkę (ang. *heat spreader*) o grubości $t_n = 100 \mu\text{m}$ i przewodności cieplnej $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 120.0 \text{ K}$



Rysunek 7.3.30. Rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę 293 K w laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 601$ mW ($R_{\text{th}} = 10.4$ K/W). W konstrukcji z chipem o szerokości $W = 3$ mm zastosowano diamentową nakładkę (ang. *heat spreader*) o grubości $t_n = 150$ μm i przewodności cieplnej $\kappa_n = 2000$ W/mK. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 133.0$ K.

Obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} i oporności cieplnej R_{th} dla konstrukcji lasera bez nakładki z chipem o szerokości $W = 1$ mm to odpowiednio 177 mW i 23.9 K/W. Po umieszczeniu diamentowej nakładki o grubości 100 μm na szczycie tej konstrukcji jej oporność cieplna zmalała do 12.1 K/W (spadek o ok. 51% względem konstrukcji bazowej, dla której $R_{\text{th}} = 24.8$ K/W), dzięki czemu moc P_{\max} wzrosła do 491 mW (wzrost o 197% względem $P_{\max} = 165.5$ mW). Rysunek 7.3.29 przedstawia rozkład temperatury w takiej konstrukcji z diamentową nakładką ($\kappa_n = 2000$ W/mK, $t_n = 100$ μm) dla pracy CW RT z mocą $P_{\max} = 491$ mW. Odpowiadający tej mocy maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym modelowanego lasera wynosi $\Delta T_{A, \max} = 120.0$ K. Dla konstrukcji lasera bez nakładki z chipem $W = 3$ mm obliczone wartości P_{\max} i R_{th} są w przybliżeniu równe wynikom uzyskanym dla konstrukcji z 3-krotnie węższym chipem ($W = 1$ mm). Po umieszczeniu diamentowej nakładki o grubości $t_n = 150$ μm na szczycie konstrukcji o szerokości chipu $W = 3$ mm oporność R_{th} przyrządu zmalała do 10.4 K/W (spadek o 58% względem konstrukcji bazowej, dla której

$R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$), zaś moc P_{max} wzrosła do 601 mW (wzrost o 263% względem konstrukcji bazowej, dla której $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$).

Rysunek 7.3.30 przedstawia rozkład temperatury w konstrukcji lasera o szerokości 3 mm z diamentową nakładką ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 150 \mu\text{m}$) dla pracy CW RT z maksymalną mocą wyjściową $P_{max} = 601 \text{ mW}$. Odpowiadający tej mocy obliczony maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym lasera wynosi $\Delta T_{A,max} = 133.0 \text{ K}$. Dalsze dwukrotne zwiększenie grubości nakładki $t_n = 300 \mu\text{m}$ powoduje spadek R_{th} do 10.1 K/W (spadek o 59% względem konstrukcji bazowej, dla której $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$) i dzięki temu wzrost P_{max} do 627 mW (wzrost o ok. 279% względem konstrukcji bazowej, dla której $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$). Wynika stąd, że dalsze zwiększanie grubości przekładki ponad 150 μm tylko zwiększy znacząco koszty urządzenia bez wyraźnego wzrostu jego mocy użytkowej. Warstwa znajdująca się na szczycie chipu o bardzo dobrych parametrach cieplnych znacząco poprawia transport ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego lasera. Ważnym elementem w konstrukcji lasera jest również jego substrat (rysunek 7.3.20). Zmniejszenie jego grubości zmniejsza oporność cieplną przyrządu poprzez skrócenie odległości pomiędzy obszarem czynnym a chłodnicą, do której odprowadzane jest ciepło.

Dla konstrukcji z chipem o szerokości $W = 0.3 \text{ mm}$ i pocienionym podłożem do $t_s = 60 \mu\text{m}$ oraz z nakładką diamentową ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 50 \mu\text{m}$) obliczone wartości P_{max} i R_{th} to odpowiednio 384 mW (wzrost o 132% względem konstrukcji bazowej, dla której $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$) i 14.6 K/W (spadek o 41% względem konstrukcji bazowej, dla której $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$). Zestawiając te wyniki z wynikami uzyskanymi dla konstrukcji z substratem $t_s = 120 \mu\text{m}$ z taką samą szerokością chipu oraz nakładką ($W = 0.3 \text{ mm}$, $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 50 \mu\text{m}$) można wyciągnąć wniosek, że obliczony zysk mocy w wyniku pocienienia substratu do połowy grubości początkowej w takiej konstrukcji wynosi ok. 45%.

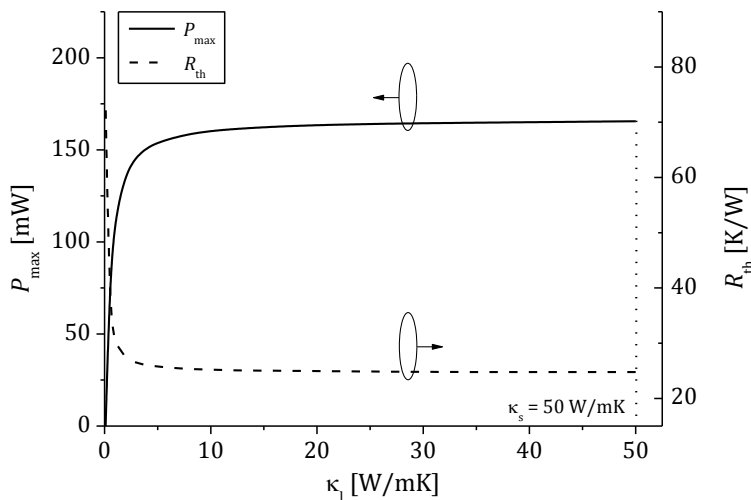
Dla konstrukcji z chipem o szerokości $W = 1 \text{ mm}$ pocienionym podłożem do $t_s = 60 \mu\text{m}$ i nakładką ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 100 \mu\text{m}$) obliczone wartości P_{max} i R_{th} wynoszą odpowiednio 530 mW (wzrost o 220% względem konstrukcji bazowej, dla której $P_{max} = 165.5 \text{ mW}$) i 11.5 K/W (spadek o 54% względem konstrukcji bazowej, dla której $R_{th} = 24.8 \text{ K/W}$). Obliczony zysk mocy w wyniku pocienienia substratu z $t_s = 120 \mu\text{m}$ do $t_s = 60 \mu\text{m}$ w konstrukcji ($W = 1 \text{ mm}$) z diamentową nakładką ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 100 \mu\text{m}$) wynosi 23% i jest niższy od zysku (45%) obliczonego dla konstrukcji ($W = 0.3 \text{ mm}$,

$\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 50 \text{ }\mu\text{m}$) uzyskanego po pocienieniu substratu do połowy grubości początkowej.

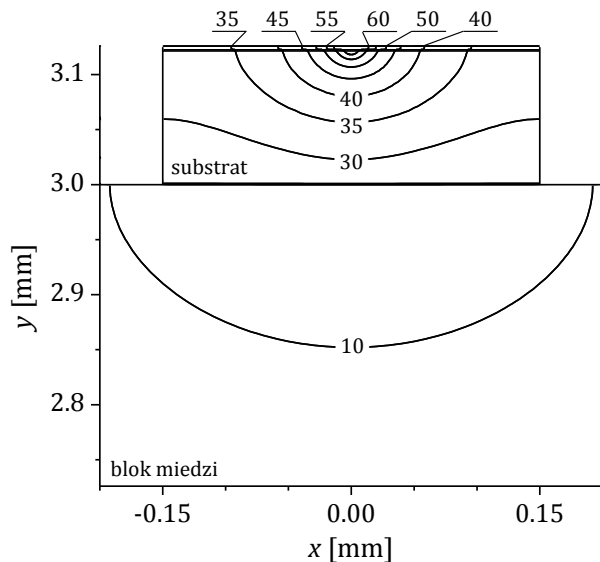
Dla konstrukcji o szerokości chipu $W = 3 \text{ mm}$ z nakładką diamentową ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 150 \text{ }\mu\text{m}$) i pocienionym podłożem ($t_s = 60 \text{ }\mu\text{m}$) obliczone wartości P_{\max} i R_{th} to odpowiednio 617 mW (wzrost o 273% względem konstrukcji bazowej, dla której $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$) i 10.1 K/W (spadek o 59% względem konstrukcji bazowej, dla której $R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$). Obliczony zysk mocy w wyniku pocienienia substratu z $t_s = 120 \text{ }\mu\text{m}$ do $t_s = 60 \text{ }\mu\text{m}$ w konstrukcji ($W = 3 \text{ mm}$) z nakładką ($\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$, $t_n = 150 \text{ }\mu\text{m}$) wynosi tylko 10% tj. mniej niż dla odpowiednich zmian w konstrukcjach $W = 0.3 \text{ mm}$ (45%) i $W = 1 \text{ mm}$ (23%).

Lut

W bazowej konstrukcji lasera lut został wykonany z warstwy eutektyka PbSn o przewodności cieplnej $\kappa_l = 50 \text{ W/mK}$ i grubości $1 \text{ }\mu\text{m}$. Z uwagi na to, że ciepło z chipu laserowego do chłodnicy transportowane jest przez lut (patrz rysunek 7.3.10) może on w znaczący sposób wpływać na oporność cieplną całego przyrządu. Na rysunku 7.3.31 przedstawiono obliczone wartości oporności cieplnej R_{th} , które odpowiadają pracy lasera w trybie CW RT z maksymalną mocą P_{\max} dla różnych przewodności cieplnych lutu κ_l (jedyna zmiana w stosunku do konstrukcji emitera bazowego). Po obniżeniu wartości κ_l z 50 W/mK do 10 W/mK obliczone wartości P_{\max} i R_{th} uległy bardzo niewielkim zmianom poniżej 3% względem odpowiednich wartości obliczonych dla emitera bazowego. Zauważalny wzrost wartości R_{th} o 5% (z 24.8 K/W do 26 K/W) i towarzyszący mu spadek mocy P_{\max} o 9% (z 165.5 mW do 151 mW) obliczono po zmniejszeniu κ_l z 50 W/mK do 4 W/mK . Dalsze obniżanie κ_l bardzo znacząco pogarsza parametry lasera tj. dla $\kappa_l = 2 \text{ W/mK}$ opór cieplny wzrasta względem odpowiedniej wartości obliczonej dla struktury bazowej o 10%, dla $\kappa_l = 1 \text{ W/mK}$ o 20%, dla $\kappa_l = 0.5 \text{ W/mK}$ o 40% i dla $\kappa_l = 0.1 \text{ W/mK}$ laser przestaje działać ($R_{\text{th}} > 70 \text{ K/W}$).



Rysunek 7.3.31. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy lasera w trybie RT CW w zależności od różnych wartości przewodności cieplnej jego lutu κ_l . Na rysunku zaznaczono wartość $\kappa_l = 50$ W/mK dla bazowej konstrukcji lasera

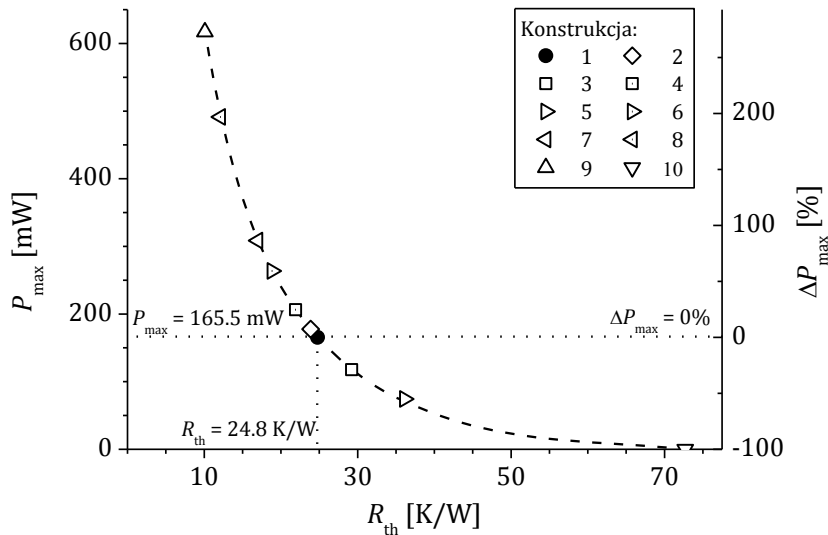


Rysunek 7.3.32. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanym laserze i fragmencie jego układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 114$ mW ($R_{\text{th}} = 29.8$ K/W). W konstrukcji lasera zastosowano lut o przewodności cieplnej $\kappa_l = 1$ W/mK. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym to $\Delta T_{A, \max} = 81.8$ K

Rysunek 7.3.32 przedstawia rozkład temperatury w konstrukcji lasera z lutem o przewodności cieplnej $\kappa_l = 1 \text{ W/mK}$ podczas pracy w trybie CW RT z maksymalną mocą wyjściową $P_{\max} = 114 \text{ mW}$.

Podsumowanie

Dla lasera z pojedynczym emiterem z różnymi zmianami konstrukcyjnymi obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} i odpowiadające tej mocy wartości oporności cieplnej R_{th} układają się na krzywej przedstawionej na rysunku 7.3.33. Maksymalna moc wyjściowa obliczona dla modelowanego lasera bazowego tj. bez zmian konstrukcyjnych wynosi $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$, a odpowiadająca jej oporność cieplna jest równa $R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$.



Rysunek 7.3.33. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz jej zmiana procentowa względem wartości $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$ ($R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$) w funkcji odpowiadającej tej mocy oporności cieplnej R_{th} obliczonej dla pracy w trybie RT CW dla modelowanego lasera z pojedynczym emiterem z różnymi zmianami konstrukcyjnymi. (1: emiter bazowy; 2: $W = 3 \text{ mm}$; 3: $t_s = 240 \text{ }\mu\text{m}$; 4: $t_s = 60 \text{ }\mu\text{m}$; 5: $t_p = 0 \text{ }\mu\text{m}$; 6: $t_p = 20 \text{ }\mu\text{m}$; 7: $t_n = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$; 8: $W = 1 \text{ mm}$, $t_n = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$; 9: $W = 3 \text{ mm}$, $t_s = 60 \text{ }\mu\text{m}$, $t_n = 150 \text{ }\mu\text{m}$, $\kappa_n = 2000 \text{ W/mK}$; 10: $\kappa_n = 0.1 \text{ W/mK}$; gdzie: W — szerokość chipu laserowego, t_s — grubość substratu, t_p — grubość warstwy złota w kontakcie typu p , t_n — grubość nakładki, κ_n — przewodność cieplna nakładki, κ_l — przewodność cieplna lutu

W konstrukcji 2 szerokość chipu W została zwiększona 10-krotnie tj. z 0.3 mm do 3 mm, co dało zysk maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} poniżej 10% ($P_{\max} = 178$ mW, $R_{\text{th}} = 23.8$ K/W) bez stosowania innych dodatkowych zmian konstrukcyjnych. Większy wpływ na obliczone wartości P_{\max} i R_{th} niż zmiany samej szerokości chipu laserowego W miały zmiany grubości podłoża t_s (konstrukcje 3 oraz 4).

W konstrukcji 3 grubość podłoża t_s została zwiększona dwukrotnie względem konstrukcji emitera bazowego tj. z 120 μm do 240 μm , co spowodowało spadek mocy niemal o 30% ($P_{\max} = 118$ mW, $R_{\text{th}} = 29.2$ K/W). W konstrukcji 4 podłoże zostało pocienione do połowy grubości tj. z 120 μm do 60 μm , w wyniku czego bez innych dodatkowych zmian konstrukcyjnych maksymalna moc lasera wzrosła o 25% ($P_{\max} = 206$ mW, $R_{\text{th}} = 21.9$ K/W).

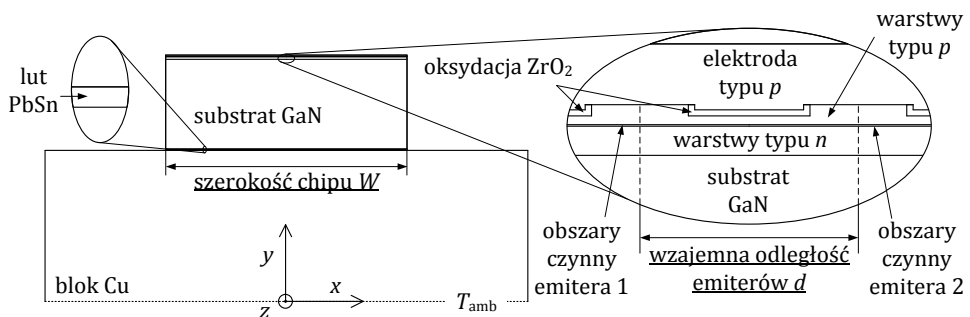
Znacząco większe zmiany wartości P_{\max} i R_{th} zostały obliczone podczas zmiany samej grubości warstwy złota t_p w kontakcie elektrycznym typu p (konstrukcje 5 i 6). W konstrukcji 5 usunięta została cała warstwa złota w kontakcie typu p $t_p = 0$ μm (jedyna zmiana w konstrukcji emitera bazowego), przez co maksymalna moc lasera spadła o 55% ($P_{\max} = 74$ mW, $R_{\text{th}} = 36.1$ K/W). Dla konstrukcji 6 grubość warstwy złota t_p została zwiększona 10-krotnie tj. z 2 μm do 20 μm (jedyna zmiana konstrukcyjna), dzięki czemu moc wzrosła o ok. 60% ($P_{\max} = 264$ mW, $R_{\text{th}} = 18.8$ K/W).

W celu uzyskania większej maksymalnej mocy optycznej P_{\max} (do 90%) dzięki obniżeniu oporności cieplnej R_{th} w konstrukcji 7, jako jedyną zmianę względem emitera bazowego zastosowano nakładkę wykonaną z warstwy naturalnego diamentu $\kappa_n = 2000$ W/mK o grubości $t_n = 50$ μm ($P_{\max} = 309$ mW, $R_{\text{th}} = 17.0$ K/W). Po zwiększeniu szerokości chipu W z 0.3 mm do 1 mm oraz grubości t_n zastosowanej nakładki z 50 μm do 100 μm (2 zmiany konstrukcyjne względem emitera bazowego, konstrukcja 8 na rysunku 7.3.33) uzyskano wzrost mocy o 200% ($P_{\max} = 498$ mW, $R_{\text{th}} = 12.1$ K/W).

Spśród wszystkich modelowanych konstrukcji laserów z pojedynczym emiterym największą moc optyczną P_{\max} (wzrost o ponad 270% względem $P_{\max} = 165.5$ mW) uzyskano dla konstrukcji 9, w której względem emitera bazowego obniżono grubość podłoża t_s o połowę, zwiększono szerokość chipu W z 0.3 mm do 3 mm oraz zastosowano nakładkę wykonaną z naturalnego diamentu o grubości $t_n = 150$ μm ($P_{\max} = 617$ mW, $R_{\text{th}} = 10.1$ K/W). Laser przestał działać ($R_{\text{th}} = 72.5$ K/W), gdy obniżono przewodność cieplną jego lutu κ_l z 50 W/mK do ok. 0.1 W/mK (konstrukcja 10 na rysunku 7.3.33).

7.3.4 Wyniki dla matrycy laserowych

Zmiany w konstrukcji diody laserowej z pojedynczym emiterem, które prowadziły do zmniejszenia oporności cieplnej przyrządu R_{th} pozwoliły zwiększyć progową (maksymalną) moc wyjściową P_{max} dla zjawiska *thermal roll-over*. Dla diod laserowych z wieloma emiterami (linijek laserowych) na maksymalną moc wyjściową P_{max} , oprócz oporności cieplnej R_{th} , wpływ ma również efekt ich wzajemnego oddziaływania cieplnego (ang. *thermal crosstalk*). Efekt ten zależy od współczynnika wypełnienia tj. od szerokości chipu W , liczby emiterów n , ich szerokości oraz wzajemnej ich odległości d w przyrządzie (rysunek 7.3.34).

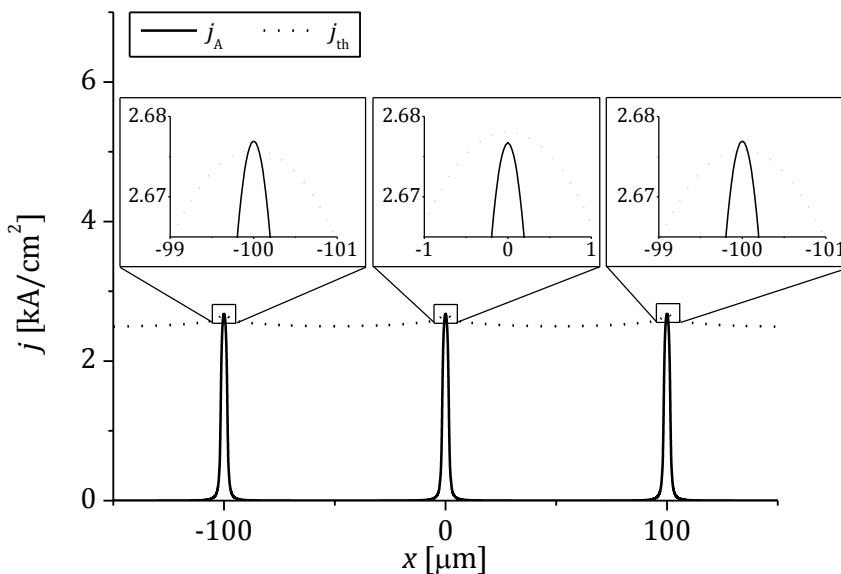


Rysunek 7.3.34. Dwuwymiarowy schemat jednowymiarowej matrycy (linijek) laserowej w konfiguracji *p-up* wraz z układem montażowym. Na rysunku zaznaczono (podkreślona czcionką) wybrane elementy konstrukcji, których parametry będą zmieniane podczas obliczeń. Rysunek nie w skali

Podczas obliczeń matryc laserowych szerokość pojedynczego emitera była zawsze stała i wynosiła tyle, co w laserze bazowym tj. $3 \mu\text{m}$. Obliczenia zostały przeprowadzone dla trzech różnych szerokości chipu laserowego, tj. $W = 0.3 \text{ mm}$, 1 mm i 3 mm , w których rozmieszczono n emiterów. Dla chipów o szerokościach $W = 0.3 \text{ mm}$ i $W = 1 \text{ mm}$ liczba emiterów n była zmieniana w granicach od 1 do 6, zaś dla najszerszego chipu $W = 3 \text{ mm}$ w granicach od 1 do 8. Emitery w badanych chipach laserowych były rozmieszczane regularnie, tj. we wzajemnej ustalonej odległości $d = W/n$. Jedynie dla linijek 2-emiterowych odległość ta ulegała zmianie w granicach od $d = 0.01 \text{ mm}$ do $d \approx W$.

Linijki laserowe z chipem o szerokości 0.3 mm

Obecność efektu *thermal crosstalk* jest źródłem nierównomiernego rozkładu temperatury w obszarze czynnym linijki laserowej oraz większego jej przyrostu w emiterach położonych bliżej jej środka. Nierównomierny rozkład temperatury w obszarze czynnym linijki powoduje z kolei nierównomierny rozkład gęstości prądu progowego dla akcji laserowej j_{th} , przez co poszczególne emitery mogą uzyskiwać akcję laserową przy różnych wartościach prądu zasilającego, a nawet mogą mieć problemy z osiągnięciem warunków wymaganych dla progu laserowania.



Rysunek 7.3.35. Rozkład gęstości prądu progowego j_{th} oraz rozkład gęstości prądu j_A w obszarze czynnym 3-elementowej linijki zasilanej prądem $I = 188$ mA dla pracy CW RT. Szerokość chipu wynosi $W = 300$ μm . Wzajemna odległość emiterów, które zostały rozmieszczone równomiernie w chipie wynosi $d = 100$ μm

Aby zobrazować sytuację nierównomiernego włączania się emiterów w linijce laserowej na rysunku 7.3.35 przedstawiono rozkład gęstości prądu progowego dla akcji laserowej j_{th} oraz rozkład gęstości prądu w obszarze czynnym j_A modelowanej linijki z chipem o szerokości $W = 0.3$ mm zawierającej 3 emitery oddalone od siebie o odległość $d = 100$ μm . Linijka laserowa zasilana jest prądem $I = 188$ mA i pracuje w trybie CW RT. Obliczone maksymalne wartości j_{th} i j_A ($j_{th} < j_A$) dla emiterów bocznych to odpowiednio

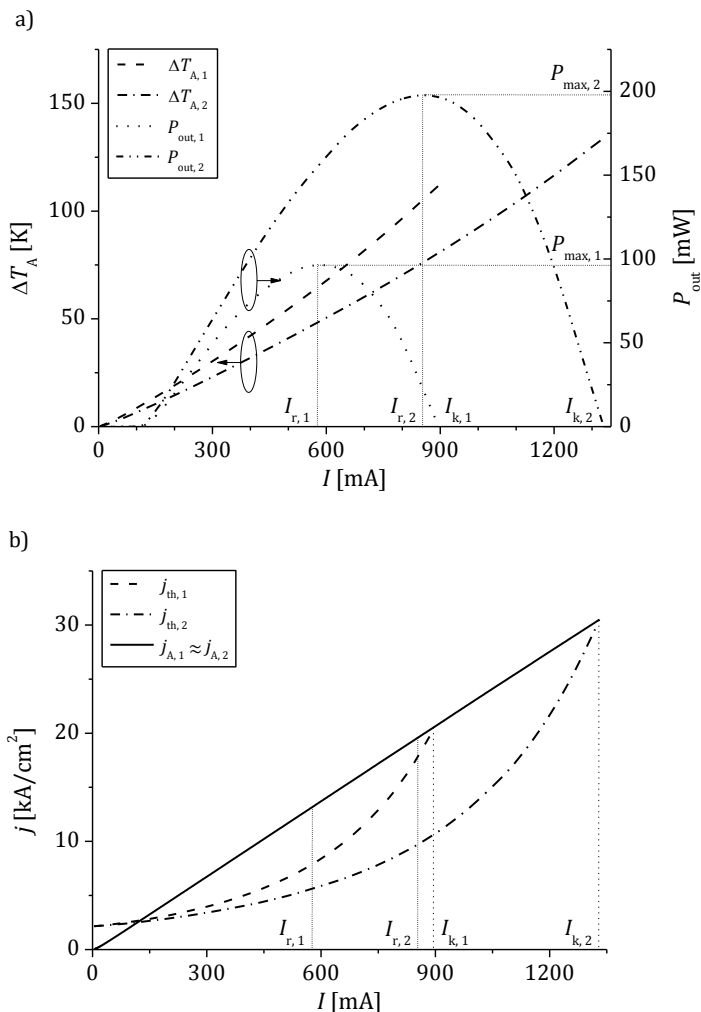
2.6758 kA/cm² i 2.6769 kA/cm². Natomiast maksymalne wartości j_{th} i j_A ($j_{th} > j_A$) obliczone dla emitera środkowego są równe 2.6780 kA/cm² i 2.6768 kA/cm². Wyższa maksymalna wartość j_{th} obliczona dla emitera środkowego w porównaniu do wartości obliczonych dla emiterów bocznych spowodowana jest efektem *thermal crosstalk*, który jest źródłem wyższego przyrostu temperatury w jego obszarze czynnym.

Emitory położone dalej od środka linijki, dla których maksymalna wartość j_A jest większa od maksymalnej wartości j_{th} osiągnęły akcję laserową (rysunek 7.3.35, miniatury położone na brzegach rysunku). Dla prądu $I = 188$ mA emiter środkowy znajduje się pod progiem, ponieważ maksymalna wartość j_{th} jest wyższa od maksymalnej wartości gęstości prądu w jego obszarze czynnym j_A (rysunek 7.3.35, środkowa miniatura). Niewielkie różnice pomiędzy obliczonymi wartościami j_A i j_{th} są spowodowane znaczną wzajemną odległością emiterów w analizowanej linijce laserowej.

Efekt *thermal crosstalk* w linijce laserowej silnie zależy od wzajemnej odległości emiterów d i może doprowadzić do sytuacji, w której pomimo niskiej oporności cieplnej przyrządu nie będzie możliwe uzyskanie oczekiwanej większej mocy optycznej. Na rysunku 7.3.36 przedstawiono wyniki obliczeń dla dwóch konstrukcji 2-elementowych linijek laserowych różniących się wzajemną odległością emiterów d . W konstrukcji 1 emitory są położone bardzo blisko siebie w odległości $d_1 = 10$ μm, zaś w konstrukcji 2 emitory są oddalone od siebie o odległość $d_2 = 150$ μm (rozmeszczone regularnie, w jednakowej odległości wykorzystując całą szerokość chipu tj. $d = W/n$).

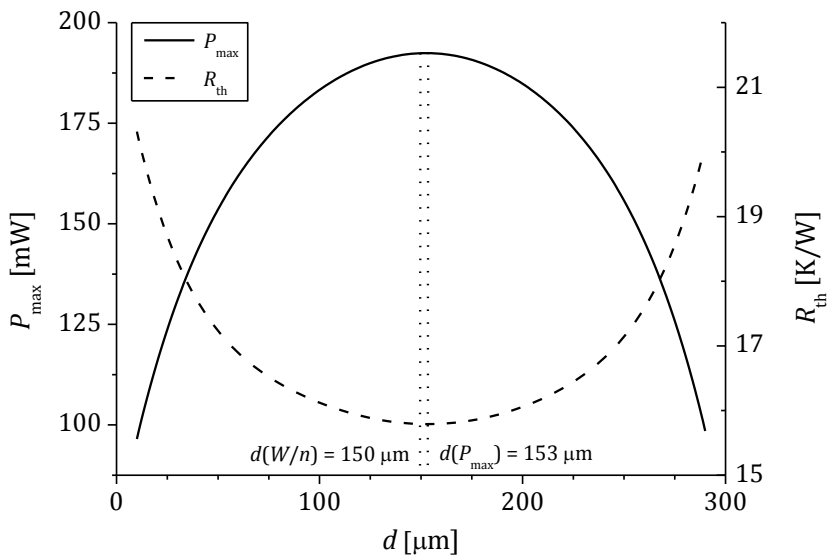
W linijce 2-elementowej obliczone przyrosty temperatury w obszarach czynnych każdego z jej emiterów są jednakowe i zależą m.in. od prądu zasilającego oraz ich wzajemnej odległości d . W konstrukcji 1 ($d_1 = 10$ μm) oddziaływanie cieplne emiterów jest silniejsze niż w konstrukcji 2 ($d_2 = 150$ μm), przez co dla jednakowej wartości prądu zasilającego $I > 0$ obliczony przyrost maksymalnej temperatury w jej obszarze czynnym jest wyższy niż dla konstrukcji 2 tj. $\Delta T_{A,1}(I) > \Delta T_{A,2}(I)$ (rysunek 7.3.36a). Szybszy przyrost temperatury $\Delta T_{A,1}$ w obszarze czynnym linijki 1 wraz ze wzrostem I powoduje jednocześnie szybszy wzrost gęstości prądu progowego $j_{th,1}$ niż ma to miejsce w linijce 2 tj. $\Delta j_{th,1}(I) > \Delta j_{th,2}(I)$ (rysunek 7.3.36b). Dodatkowo uwzględniając to, że wraz ze wzrostem I obliczone maksymalne gęstości prądów w obszarach czynnych obu linijek rosną w przybliżeniu jednakowo ($\Delta j_{A,1}(I) \approx \Delta j_{A,2}(I)$) konstrukcja 2 ($d_2 = 150$ μm) osiągnie większą mocą progową $P_{max,2} = 192$ mW przy wyższym prądzie $I_{r,2} = 861$ mA niż linijka 1 ($d_1 = 10$ μm,

$P_{\max,1} = 96 \text{ mW}$, $I_{r,1} = 584 \text{ mA}$) i również wyłączy się przy wyższym prądzie zasilającym tj. $I_{k,2} > I_{k,1}$ ($I_{k,2} = 1331 \text{ mA}$, $I_{k,1} = 896 \text{ mA}$).

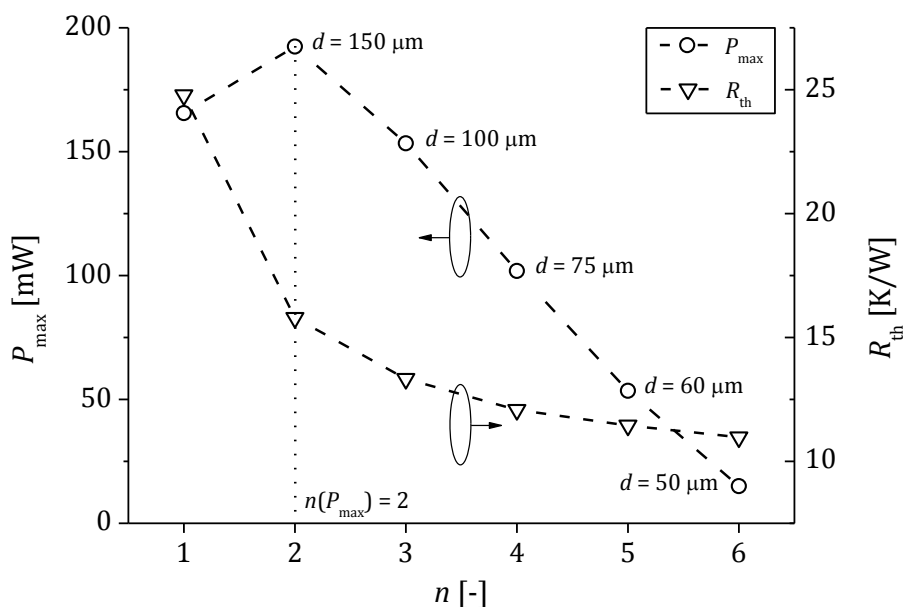


Rysunek 7.3.36. a) obliczone moce wyjściowe P_{out} oraz maksymalne przyrosty temperatury ΔT_A i b) maksymalne gęstości prądów w obszarach czynnych j_A oraz progowe gęstości prądów j_{th} w funkcji prądu zasilającego I dla jednego z dwóch emiterów w 2-elementowych linijkach laserowych pracujących w trybie RT CW. Konstrukcje linijek 1 i 2 różnią się wzajemną odległością emiterów d . Dla konstrukcji 1 $d_1 = 10 \mu\text{m}$, dla 2 $d_1 = 150 \mu\text{m}$. Na rysunku zaznaczono wartości prądów, przy których lasery przestają świecić $I_{k,1} = 896 \text{ mA}$, $I_{k,2} = 1331 \text{ mA}$ i wartości, przy których występuje zjawisko *thermal roll-over* $I_{r,1} = 584 \text{ mA}$, $I_{r,2} = 861 \text{ mA}$, a tym samym lasery osiągają maksymalne wartości mocy wyjściowej $P_{\max,1} = 96 \text{ mW}$, $P_{\max,2} = 192 \text{ mW}$

Na rysunku 7.3.37 dla linijki 2-elementowej ($W = 0.3$ mm) przedstawiono obliczoną zależność maksymalnej mocy optycznej P_{\max} oraz odpowiadającej jej oporności cieplnej R_{th} w funkcji wzajemnej odległości emiterów d . Dla $d = 10$ μm oporność linijki wynosi $R_{\text{th}} = 20.3$ K/W ($P_{\max} = 96$ mW). W wyniku silnego oddziaływania cieplnego emiterów w takiej linijce (7.3.36a), pomimo uzyskania niższej oporności cieplnej w porównaniu do wartości obliczonej dla lasera z pojedynczym emiterem bez zmian konstrukcyjnych ($R_{\text{th}} = 24.8$ K/W) moc P_{\max} linijki zmalała o ponad 40%. Wartości oporności cieplnej obliczone dla konstrukcji linijek laserowych mają więc inny wpływ na obliczone wartości ich maksymalnej mocy P_{\max} niż ma to miejsce w przypadku laserów z pojedynczym emiterem. Zgodnie z rysunkiem 7.3.33 zastosowanie zmian konstrukcyjnych w laserze z pojedynczym emiterem, które prowadziłyby do uzyskania wartości $R_{\text{th}} = 20.3$ K/W (takiej jak dla rozważanej linijki $n = 2$, $d = 10$ μm , $W = 0.3$ mm) powinno spowodować, że obliczona moc P_{\max} byłaby wyższa (a nie niższa) o ponad 40% od maksymalnej mocy emitera bazowego. Z tego powodu dla linijek laserowych podstawą ich optymalizacji jest uwzględnienie efektu wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów.

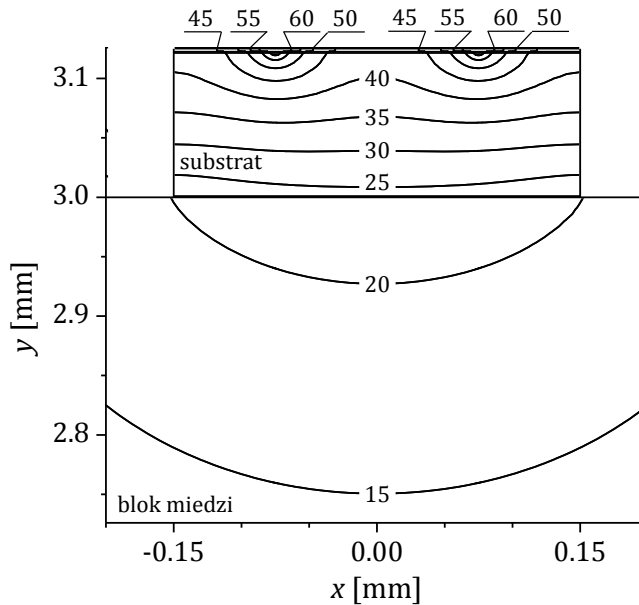


Rysunek 7.3.37. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW 2-elementowej linijki laserowej z chipem o szerokości $W = 0.3$ mm w zależności od wzajemnej odległości emiterów d . Na rysunku zaznaczono odległość $d(W/n) = 150$ μm , która odpowiada równomiernemu rozstawieniu emiterów w linijce oraz odległość $d(P_{\max}) = 153$ μm , dla której została obliczona największa moc wyjściowa $P_{\max} = 192.5$ mW



Rysunek 7.3.38. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW n -emiterowych linijek laserowych z chipem o szerokości $W = 0.3$ mm. Na rysunku zaznaczono wzajemną odległość d emiterów w każdej z modelowanych linijek oraz liczbę emiterów $n(P_{\max}) = 2$, dla której została obliczona największa moc wyjściowa $P_{\max} = 192$ mW

Dla modelowanej 2-emiterowej linijki laserowej (rysunek 7.3.37) moc wyjściowa $P_{\max} = 165.5$ mW (równa maksymalnej mocy emitera bazowego) została obliczona dla $d = 65$ μm oraz $d = 238$ μm , zaś obliczone wartości oporności cieplnej takich konstrukcji były sobie równe i wynosiły $R_{\text{th}} = 16.8$ K/W. Najwyższa moc $P_{\max} = 192.5$ mW (wzrost o 16% względem mocy wyjściowej emitera bazowego $P_{\max} = 165.5$ mW) dla 2-elementowej linijki została obliczona, gdy wzajemna odległość emiterów wynosiła $d = 153$ μm i była niewiele większa od odległości emiterów rozmieszczonych w linijce równomiernie $d = 150$ μm (rysunek 7.3.37). Należy jednak zaznaczyć, że dla $d = 150$ μm obliczona moc $P_{\max} = 192$ mW jest tylko nieznacznie mniejsza od tej, obliczonej dla $d = 153$ μm ($P_{\max} = 192.5$ mW) i co więcej, P_{\max} ulega niewielkim zmianom w szerokim zakresie wartości d . Znaczące zmiany mocy P_{\max} tj. spadek lub wzrost ponad 5% względem wartości 192.5 mW ($d = 153$ μm) obliczono dla $d < 100$ μm oraz $d > 205$ μm (rysunek 7.3.37).



Rysunek 7.3.39. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę otoczenia 293 K w modelowanej linijce laserowej oraz fragmencie jej układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 192$ mW ($R_{\text{th}} = 15.8$ K/W). Linijka laserowa o szerokości chipu $W = 0.3$ mm zamiera 2 emitery rozmieszczone we wzajemnej odległości $d = 150$ μm . Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 76.9$ K

Zwiększając wzajemną odległość emiterów d w modelowanej linijce laserowej powyżej 153 μm obliczona wartość P_{\max} maleje, co jest spowodowane ograniczoną szerokością chipu ($W = 0.3$ mm). Zbliżanie emiterów do krawędzi chipu laserowego powoduje obniżenie w tym kierunku sprawności transportu ciepła (w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego) i przez to zmniejszenie efektu odprowadzania ciepła transportowanego przez substrat do chłodnicy. Powoduje to wzrost oporności cieplnej R_{th} linijki, czemu towarzyszy spadek mocy wyjściowej P_{\max} w analogiczny sposób, jak to miało miejsce dla konstrukcji lasera z pojedynczym emiterem, w której została zmniejszona grubość warstwy złota po stronie p zapewniającej transport ciepła z obszaru czynnego w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza (rysunek 7.3.13).

Efekt *thermal crosstalk* w linijce laserowej silnie zależy od wzajemnej odległości emiterów d i w przypadku ustalonej szerokości chipu W również od ich liczby n . Zwiększenie liczby emiterów n z 2 do 6, przy zachowaniu ich równomiernego rozmieszczenia ($d = W/n$) w linijce o szerokości W powoduje,

że ich wzajemna odległość d maleje odpowiednio z 150 μm do 50 μm . Na rysunku 7.3.38 przedstawiono obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{max} oraz odpowiadające tej mocy wartości oporności cieplnej R_{th} dla linijek laserowych ($W = 0.3 \text{ mm}$), w których liczba emiterów n była zmieniana w zakresie od 1 do 6.

Wzrost liczby emiterów n w linijce laserowej powoduje nieliniowy spadek wartości R_{th} oraz (poza linijką 2-emiterową) niemal liniowy spadek mocy P_{max} . Niewielki wzrost mocy P_{max} o 16% ponad wartość emitera bazowego 165.5 mW został obliczony tylko dla linijki 2-emiterowej. Rozkład temperatury w takiej konstrukcji pracującej w trybie CW RT z mocą $P_{\text{max}} = 192 \text{ mW}$ został przedstawiony na rysunku 7.3.39. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym tej linijki przy progowej mocy P_{max} dla efektu *thermal roll-over* wynosi $\Delta T_{A, \text{max}} = 76.9 \text{ K}$ i jest niższy od odpowiedniej wartości dla emitera bazowego $\Delta T_{A, \text{max}} = 87.4 \text{ K}$.

Linijki laserowe z chipem o szerokości 1 mm

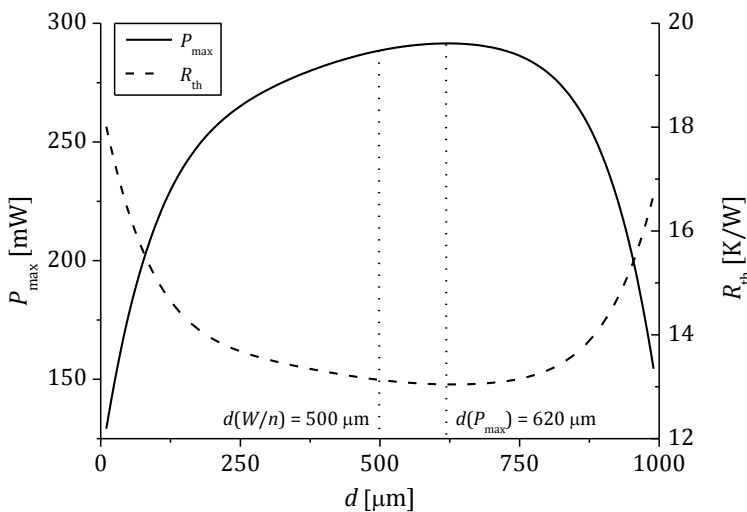
Zwiększanie szerokości chipu laserowego (nawet 10-krotne), gdy jest to jedyna zmiana w konstrukcji przyrządu z pojedynczym emiterem tylko nieznacznie obniża jego oporność cieplną R_{th} (rysunki 7.3.23 i 7.3.33). Jednakże zapewnienie większej sprawności transportu ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny złącza np. poprzez zastosowanie grubszej warstwy złota w kontakcie elektrycznym typu p (rysunek 7.3.13) lub zastosowanie nakładki diamentowej (rysunek 7.3.28) dla przyrządu z szerokim chipem pozwoliło znacząco obniżyć jego oporność cieplną i zwiększyć maksymalną moc wyjściową P_{max} przyrządu. W linijkach laserowych źródło promieniowania, a więc i źródło ciepła, jest zwielokrotnione oraz rozmieszczone zazwyczaj regularnie na całej szerokości chipu laserowego zapewniając lepszy transport ciepła do chłodnicy.

Z poprzednio zaprezentowanych wyników wynika, że maksymalna moc wyjściowa obliczona dla lasera z pojedynczym emiterem z chipem o szerokości $W = 1 \text{ mm}$ (jedyna zmiana konstrukcyjna) to $P_{\text{max}} = 178 \text{ mW}$ przy oporności cieplnej równej $R_{\text{th}} = 23.9 \text{ K/W}$ (rysunek 7.3.23), a obliczony zysk mocy względem emitera bazowego wynosi tylko 7%. Taki sam zysk mocy P_{max} (7%) można otrzymać dla linijki 2-emiterowej z chipem o szerokości $W = 1 \text{ mm}$, gdy wzajemna odległość emiterów d wynosi ok. 50 μm lub 975 μm (rysunek 7.3.40).

Największa moc $P_{\text{max}} = 292 \text{ mW}$ (zysk 76% względem $P_{\text{max}} = 165.5 \text{ mW}$ dla emitera bazowego) dla linijki 2-elementowej została obliczona dla

odległości d między emiterami równej ok. $620 \mu\text{m}$, czyli gdy ta odległość była znacząco większa niż w przypadku równomiernego rozmieszczenia emiterów w linijce ($d = 500 \mu\text{m}$). Dla $d = 500 \mu\text{m}$ obliczona moc $P_{\text{max}} = 288 \text{ mW}$ jest niewiele mniejsza od tej, obliczonej dla $d = 620 \mu\text{m}$ ($P_{\text{max}} = 292 \text{ mW}$). Dla d w przedziale od ok. $345 \mu\text{m}$ do $810 \mu\text{m}$ moc P_{max} zmienia się o $\pm 5\%$ względem wartości 292 mW ($d = 620 \mu\text{m}$) (patrz rysunek 7.3.40).

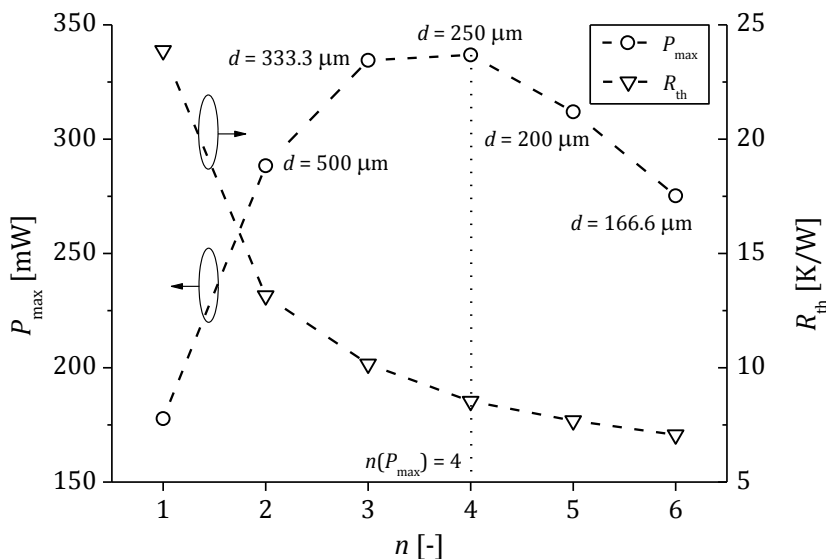
Dla linijki 2-emiterowej ($W = 1 \text{ mm}$, rysunek 7.3.40), podobnie jak dla linijki z węższym chipem ($W = 0.3 \text{ mm}$, rysunek 7.3.37) obliczony zysk mocy zależy od wzajemnej odległości emiterów d . Na kształt krzywych na rysunkach 7.3.37 i 7.3.40 mają wpływ dwa efekty tj. wzrost wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów przy zmniejszaniu ich odległości d oraz spadek sprawności transportu ciepła w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego przy zbliżaniu emiterów do krawędzi chipu laserowego. Porównując rysunki 7.3.37 i 7.3.40 można zauważyć, większą asymetrię obliczonych wartości P_{max} względem punktu $d = W/2$ dla linijek z szerokim chipem ($W = 1 \text{ mm}$) niż dla linijek z chipem $W = 0.3 \text{ mm}$. Może to wskazywać, że efekt *thermal crosstalk* silniej ogranicza moc P_{max} niż efekt związany z ograniczaniem transportu ciepła w kierunku bocznym.



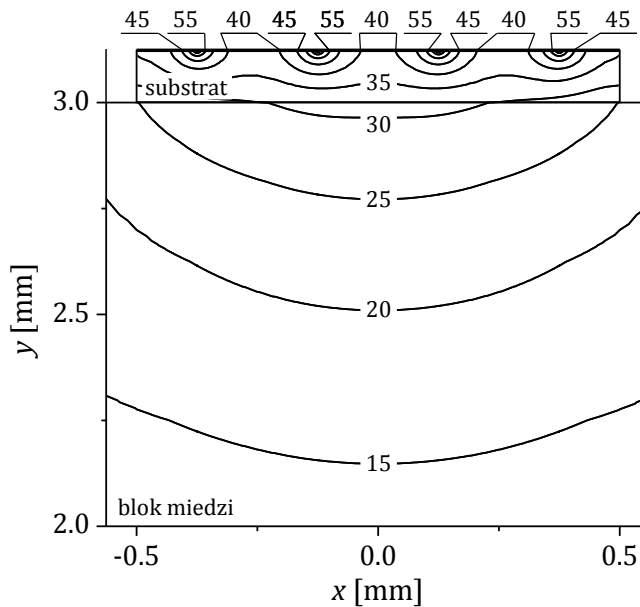
Rysunek 7.3.40. Maksymalna moc wyjściowa P_{max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW 2-elementowej linijki laserowej z chipem o szerokości $W = 1 \text{ mm}$ w zależności od wzajemnej odległości emiterów d . Na rysunku zaznaczono odległość $d(W/n) = 500 \mu\text{m}$, która odpowiada równomiernemu rozstawieniu emiterów w linijce oraz odległość $d(P_{\text{max}}) = 620 \mu\text{m}$, dla której została obliczona największa moc wyjściowa $P_{\text{max}} = 291 \text{ mW}$

Wszystkie modelowane n -elementowe linijki laserowe z chipem o szerokości $W = 1$ mm, w których emiterzy zostały rozmieszczone regularnie (we wzajemnej odległości $d = W/n$), osiągnęły wyższą maksymalną moc wyjściową P_{\max} niż emiter bazowy tj. powyżej 165.5 mW (rysunek 7.3.41). Wraz ze wzrostem liczby emiterów n od 2 do 6 ich wzajemna odległość d malała z 500 μm do ok. 166.6 μm . Najwyższe wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} zostały obliczone dla linijek: 3-emiterowej ($d = 333.3$ μm) oraz 4-emiterowej ($d = 250$ μm). Moce te wynoszą odpowiednio 334.5 mW (wzrost o 102% względem $P_{\max} = 165.5$ mW) i 337 mW (wzrost o 104%).

Rozkład temperatury w linijce 4-elementowej pracującej w trybie CW RT z mocą $P_{\max} = 337$ mW, w której wzajemna odległość emiterów wynosi $d = 250$ μm , został przedstawiony na rysunku 7.3.42. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym linijki, przy którym osiągnęła ona progową moc dla efektu *thermal roll-over* wynosi $\Delta T_{A, \max} = 78.3$ K i został obliczony dla emiterów znajdujących się bliżej środka konstrukcji. Ten przyrost temperatury jest niewiele większy od odpowiedniego przyrostu temperatury $\Delta T_{A, \max} = 76.9$ K obliczonego dla 2-emiterowej linijki ($d = 150$ μm) z węższym chipem o szerokości $W = 0.3$ mm.



Rysunek 7.3.41. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW n -emiterowych linijek laserowych z chipem o szerokości $W = 1$ mm. Na rysunku zaznaczono wzajemną odległość d emiterów w każdej z modelowanych linijek oraz liczbę emiterów $n(P_{\max}) = 4$, dla której została obliczona największa moc wyjściowa $P_{\max} = 337$ mW



Rysunek 7.3.42. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę 293 K w modelowanej linijce laserowej oraz fragmencie jej układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 337$ mW ($R_{\text{th}} = 8.5$ K/W). Linijka laserowa o szerokości chipu $W = 1$ mm zamiera 4 emitery rozmieszczone we wzajemnej odległości $d = 250$ μm . Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 78.3$ K

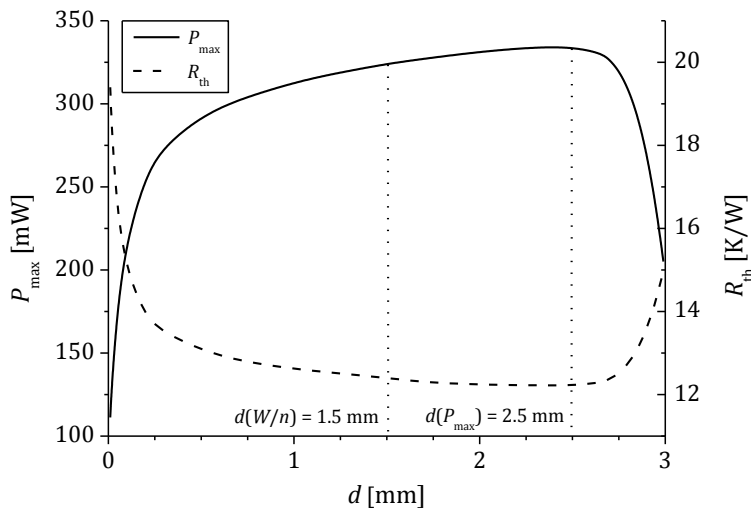
Dla $n > 4$ obliczona moc P_{\max} , pomimo spadku R_{th} przyrządu, zaczęła maleć osiągając wartość 312 mW oraz do 275 mW odpowiednio dla 5 ($d = 200$ μm) oraz 6 emiterów ($d = 166.6$ μm). Jest to spowodowane silniejszym oddziaływaniem cieplnym pomiędzy emiterami narastającym wraz ze wzrostem ich liczby n w linijce (przy ustalonej jej szerokości W), w wyniku spadku ich wzajemnej odległości d .

W modelowanej linijce 6-elementowej ($W = 1$ mm) wzajemna odległość emiterów $d = 166.6$ μm jest niewiele większa od odległości emiterów $d = 150$ μm w linijce 2-elementowej przy $W = 0.3$ mm. Obliczona moc $P_{\max} = 275$ mW dla szerszej linijki 6-emiterowej ($W = 1$ mm) jest jednak znacząco większa (o ponad 40%) od mocy $P_{\max} = 192$ mW obliczonej dla linijki 2-elementowej z węższym chipem ($W = 0.3$ mm). Dalsze zwiększanie szerokości chipu W powinno zwiększyć moc modelowanych linijek laserowych.

Linijki laserowe z chipem o szerokości 3 mm

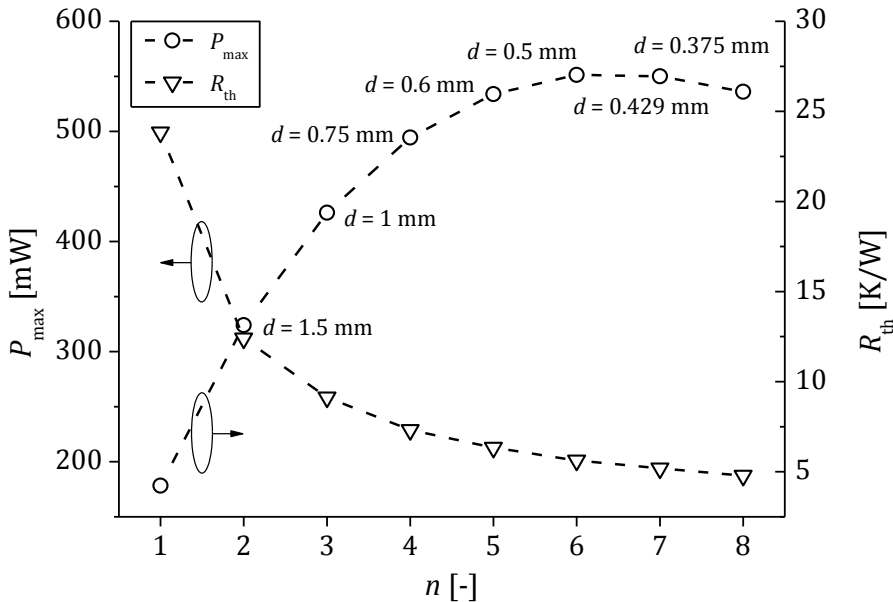
Dla 2-elementowej linijki z chipem o szerokości $W = 3$ mm wzajemna odległość emiterów d była zmieniana w zakresie od 0.01 mm do 2.99 mm (rysunek 7.3.43). Największą maksymalną moc wyjściową dla tej linijki $P_{\max} = 334$ mW (ponad 2-krotny wzrost względem mocy emitera bazowego $P_{\max} = 165.5$ mW) obliczono dla $d = 2.5$ mm. Dla równomiernego rozmieszczenia emiterów tj. dla $d = 1.5$ mm obliczona moc $P_{\max} = 324$ mW była niższa o 3% od mocy obliczonej dla $d = 2.5$ mm. Zmniejszając d z 2.5 mm do ok. 0.5 mm obliczona moc P_{\max} maleje niemal liniowo z 334 mW do ok. 292 mW. Dalsze zbliżanie emiterów powoduje gwałtowny spadek mocy i dla odległości $d = 10$ μm obliczona wartość P_{\max} wynosi 111 mW — tyle samo ile w przypadku węższej 2-emiterowej linijki ($W = 1$ mm) dla $d = 10$ μm (rysunek 7.3.40). Dla $d > 2.5$ mm obliczona maksymalna moc wyjściowa zaczyna gwałtownie maleć do $P_{\max} = 205$ mW dla $d = 2.99$ mm (rysunek 7.3.43).

W modelowanych linijkach o szerokości chipu $W = 3$ mm wraz ze wzrostem liczby emiterów n od 2 do 8 wzajemna ich odległość maleje odpowiednio z 1.5 mm do 0.375 mm.



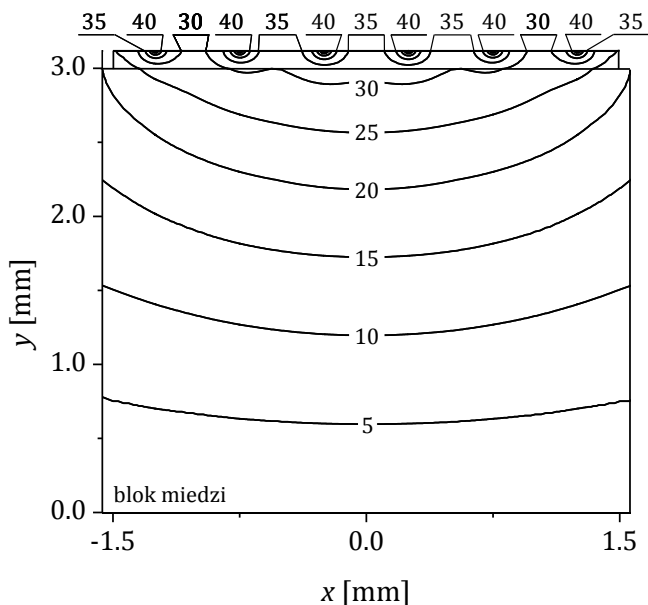
Rysunek 7.3.43. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW 2-elementowej linijki laserowej z chipem o szerokości $W = 3$ mm w zależności od wzajemnej odległości emiterów d . Na rysunku zaznaczono odległość $d(W/n) = 1.5$ mm, która odpowiada równomiernemu rozstawieniu emiterów w linijce oraz odległość $d(P_{\max}) = 2.5$ mm, dla której została obliczona maksymalna moc wyjściowa $P_{\max} = 334$ mW

Obliczona maksymalna moc wyjściowa P_{\max} szybko rośnie wraz ze wzrostem n do 5 emiterów ($d = 0.6$ mm) osiągając wartość $P_{\max} = 535$ mW (zysk o ponad 220% względem $P_{\max} = 165.5$ mW). Największa moc wyjściowa $P_{\max} = 551$ mW została obliczona dla $n = 6$ ($d = 0.5$ mm). Dla $n = 7$ ($d = 428.5$ μm) moc P_{\max} jest niewiele mniejsza i wynosi 550 mW.



Rysunek 7.3.44. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz odpowiadająca jej oporność cieplna R_{th} obliczone dla pracy w trybie RT CW n -emiterowych linii laserowych z chipem o szerokości $W = 3$ mm. Na rysunku zaznaczono wzajemną odległość d emiterów w każdej z modelowanych linii oraz liczbę emiterów $n(P_{\max}) = 6$, dla której została obliczona największa moc wyjściowa $P_{\max} = 551$ mW

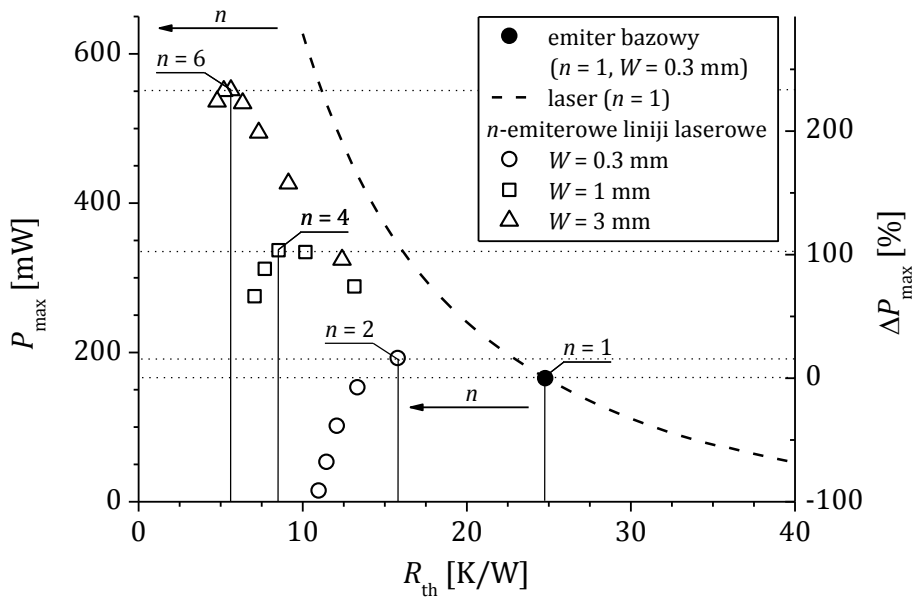
Obliczone wartości oporności cieplnych R_{th} maleją z 12.4 K/W do 4.8 K/W wraz ze wzrostem n od 2 do 8. Na rysunku 7.3.45 przedstawiono rozkład temperatury w 6-elementowej linii laserowej pracującej w trybie CW RT z mocą $P_{\max} = 551$ mW. Maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym linii obliczony dla emiterów znajdujących się najbliżej środka konstrukcji wynosi $\Delta T_{A, \max} = 79.9$ K i jest niewiele większy od odpowiednich przyrostów temperatur obliczonych dla 4-emiterowej linii z chipem o szerokości $W = 1$ mm ($\Delta T_{A, \max} = 78.3$ K) oraz dla 2-emiterowej linii z chipem o szerokości $W = 0.3$ mm ($\Delta T_{A, \max} = 76.9$ K).



Rysunek 7.3.45. Obliczony rozkład przyrostu temperatury ΔT [K] ponad temperaturę 293 K w modelowanej linijce laserowej oraz fragmencie jej układu montażowego dla pracy w trybie RT CW z mocą $P_{\max} = 551$ mW ($R_{\text{th}} = 5.6$ K/W). Linijka laserowa o szerokości chipu $W = 3$ mm zawiera 6 emiterek rozmieszczonych we wzajemnej odległości $d = 500$ μm . Maksymalny obliczony przyrost temperatury w obszarze czynnym wynosi $\Delta T_{A, \max} = 79.9$ K

Podsumowanie

Dla jednowymiarowych matryc laserowych o niedużej szerokości (np. 0.3 mm lub 1 mm) zawierających więcej niż jeden emiter, w odróżnieniu od laserów z pojedynczym emiterek, obliczone wartości maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} w zależności od oporności cieplnej przyrządu R_{th} nie układają się na jednej krzywej (patrz rysunek 7.3.46). Sytuacja zaczyna się zmieniać wraz ze wzrostem szerokości chipu laserowego, co umożliwia rozmieszczenie emiterek w większej odległości, przy której działają one w przybliżeniu niezależnie. Dla szerokich matryc (np. 3 mm) wartości P_{\max} w funkcji R_{th} zależnie od liczby emiterek n w pewnych granicach układają się podobnie, jak dla pojedynczego emitera.



Rysunek 7.3.46. Maksymalna moc wyjściowa P_{\max} oraz jej procentowa zmiana względem wartości emitera bazowego $P_{\max} = 165.5 \text{ mW}$ ($R_{\text{th}} = 24.8 \text{ K/W}$, czarna kropka) w funkcji odpowiadającej tej mocy oporności cieplnej R_{th} obliczonej dla pracy w trybie RT CW dla modelowanych przyrządów z różną liczbą emiterów n , w tym dla lasera z pojedynczym emiterem ($n = 1$) z różnymi zmianami konstrukcyjnymi (linia przerywana) i n -emiterowych linii laserowych o różnej szerokości chipu W (symbole otwarte). Na rysunku zaznaczono linijki, dla których uzyskano najwyższe wartości P_{\max} tj. $n = 2$ ($W = 0.3 \text{ mm}$, $P_{\max} = 192 \text{ mW}$), $n = 4$ ($W = 1 \text{ mm}$, $P_{\max} = 337 \text{ mW}$) oraz $n = 6$ ($W = 3 \text{ mm}$, $P_{\max} = 551 \text{ mW}$). Dodatkowo na rysunku zaznaczono strzałkami kierunek wzrostu liczby emiterów n w liniijkach

Dla przyrządów wieloemiterowych na maksymalną moc wyjściową P_{\max} , oprócz oporności cieplnej R_{th} , wpływ ma również efekt *thermal crosstalk* tj. efekt wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów. Oporność cieplna modelowanych linii maleje zarówno wraz ze wzrostem szerokości chipu, jak również po zwiększeniu liczby emiterów n . Efekt *thermal crosstalk* silnie rośnie wraz ze spadkiem wzajemnej odległości emiterów w matrycy, co ma miejsce podczas zwiększania ich liczby n przy ustalonej szerokości chipu W .

Jak wynika z rysunku 7.3.46, maleniu wartości R_{th} dla linii o ustalonej szerokości W wraz ze wzrostem liczby emiterów n nie zawsze towarzyszy wzrost maksymalnej mocy wyjściowej P_{\max} . Każdej szerokości chipu liniiki W odpowiada inna liczba emiterów, optymalna dla uzyskania maksymalnej mocy użytkowej P_{\max} . Dla liniiki o szerokości $W = 0.3 \text{ mm}$ największa wartość

$P_{\max} = 192$ mW została obliczona dla 2 emiterów rozsuniętych na odległość $150 \mu\text{m}$ (przy założeniu regularnego ich rozmieszczenia $d = W/n$). Optymalne rozstawienie emiterów w tej linijce dla osiągnięcia największej wartości P_{\max} przypada dla ich wzajemnej odległości d równej ok. $153 \mu\text{m}$, przy czym zysk mocy wynosi poniżej 1% w porównaniu do rozstawienia regularnego $d(W/n) = 150 \mu\text{m}$. Obliczony zysk mocy dla tej linijki względem mocy emitera bazowego ($P_{\max} = 165.5$ mW) wynosi tylko 16% i jest niewielki w porównaniu do możliwego do uzyskania wzrostu mocy dla przyrządu z pojedynczym emiterem, po zastosowaniu zmian konstrukcyjnych, takich jak np. pocienienie podłoża lub zwiększenie grubości warstwy złota w kontakcie elektrycznym typu p (patrz rysunek 7.3.33).

Dla linijki o szerokości $W = 1$ mm z liczbą emiterów $n = 4$ uzyskano znacząco wyższą moc użyteczną $P_{\max} = 337$ mW w porównaniu do mocy emitera bazowego ($P_{\max} = 165.5$ mW). Ponad 2-krotny wzrost mocy dla takiej linijki względem emitera bazowego jest teoretycznie możliwy do uzyskania bez zwiększania liczby emiterów, lecz wymaga np. wielu zmian w jego konstrukcji (połączenie pocieniania podłoża, znaczącego zwiększenia szerokości chipu i zwiększenia grubości warstwy złota w kontakcie typu p) lub wykorzystania diamentowej nakładki (patrz rysunek 7.3.33). Dla 2-emiterowych linijek o szerokości $W = 1$ mm optymalna wzajemna odległość emiterów dla uzyskania maksymalnej wartości P_{\max} wynosi $d = 620 \mu\text{m}$ i jest znacząco większa od tej przy regularnym rozstawieniu emiterów tj. $d(W/n) = 500 \mu\text{m}$. Jednakże uzyskany w wyniku tego rozsuwania emiterów zysk mocy jest zanedbywalnie mały.

Dla 6-emiterowej linijki o szerokości $W = 3$ mm uzyskano bardzo duży wzrost mocy użytecznej $P_{\max} = 551$ mW w porównaniu do mocy emitera bazowego ($P_{\max} = 165.5$ mW). Dokładnie 3.33-krotny wzrost mocy dla tej linijki względem emitera bazowego jest trudny do uzyskania w konstrukcji lasera z pojedynczym emiterem i jest teoretycznie możliwy tylko przy wykorzystaniu diamentowej nakładki o bardzo dobrych parametrach cieplnych po uprzednim zwiększeniu szerokości chipu laserowego (patrz rysunek 7.3.33).

Dla każdej szerokości chipu W można dobrać taką liczbę jej emiterów n , aby uzyskana moc użytkowa P_{\max} była największa. Może się jednak zdarzyć, że dla wybranej szerokości chipu W linijki o różnej liczbie emiterów osiągną podobne charakterystyki wyjściowe. Dla przykładu na rysunku 7.3.41 można zauważyć, że dla $W = 1$ mm dla linijek $n = 3$ i $n = 4$ wartości P_{\max} różnią się o mniej niż 1% oraz na rysunku 7.3.44 dla $W = 3$ mm dla linijek $n = 5-8$ wartości P_{\max} różnią się maksymalnie o ok. 3%. Uwzględniając te wyniki oraz

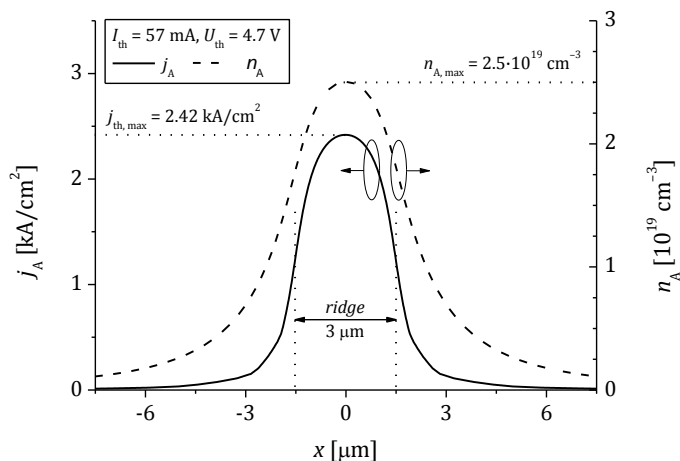
dodatkowo możliwe problemy technologiczne i związane z nimi koszty wykonania konstrukcji z większą liczbą emiterów optymalna ich liczba dla uzyskania większej mocy użytkowej P_{\max} z linijek laserowych może być niższa od tej, przy której zostały obliczone w niniejszej pracy najwyższe wartości P_{\max} (np. $n = 3$ dla $W = 1$ mm oraz $n = 5$ dla $W = 3$ mm).

Podsumowując, możliwy do uzyskania zysk mocy użytecznej P_{\max} oraz wybór zmian konstrukcyjnych, które mogą do tego prowadzić zależą przede wszystkim od szerokości chipu laserowego. Dla przyrządów z chipem o niewielkiej szerokości (np. $W = 0.3$ mm) w celu uzyskania większej mocy użytecznej P_{\max} lepszym rozwiązaniem niż zwiększanie liczby emiterów n wydaje się być zastosowanie zmian konstrukcyjnych usprawniających odprowadzanie ciepła z obszaru czynnego pojedynczego emitera. Wśród potrzebnych zmian konstrukcyjnych można wymienić np. zmniejszenie grubości podłoża wraz ze zwiększeniem grubości warstwy złota po stronie p lub zastosowanie nakładki wykonanej na bazie diamentu. Dla przyrządów z szerszym chipem (przynajmniej $W = 1$ mm) dobranie odpowiedniej liczby emiterów może być lepszym rozwiązaniem niż wprowadzanie odpowiednich zmian konstrukcyjnych w przyrządzie jednoemiterowym (np. zastosowanie nakładek wykonanych z diamentu). W celu wykorzystania bardzo szerokiego chipu (np. $W = 3$ mm) dla znaczącego zwiększenia mocy użytecznej P_{\max} przyrządu w niniejszej pracy zaproponowano dwa rozwiązania tj. zastosowanie diamentowej nakładki o bardzo dobrych parametrach cieplnych i odpowiedniej grubości dla przyrządu z pojedynczym emiterem lub zwiększenie liczby emiterów regularnie rozstawionych w konstrukcji linijki laserowej. Drugie z proponowanych rozwiązań jest bardzo często spotykane w literaturze i w przyrządach konstruowanych zarówno na bazie materiałów azotkowych, jak również innych materiałów grupy III-V emiterów promieniowania pozwoliło wielokrotnie zwiększyć ich moc użyteczną.

7.4 Rozkład pola optycznego w laserze azotkowym

W tym rozdziale zostaną przedstawione wyniki obliczeń numerycznych dla lasera, którego budowa oraz parametry zostały opisane na początku poprzedniego podrozdziału tj. *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego (Budowa i parametry modelowanego lasera)*. Modelowany laser zaprojektowany został na emisję promieniowania o długości fali ok. 410 nm i charakteryzuje się niskim prądem progowym dla akcji laserowej tj. $I_{th} = 57$ mA przy napięciu $U_{th} = 4.7$ V dla pracy w trybie CW RT.

Obliczenia zostały przeprowadzone zgodnie z algorytmem opisanym na końcu rozdziału *Model numeryczny (Algorytm obliczeń)* i uwzględniają opisane szczegółowo w tamtym rozdziale zjawiska elektryczne, termiczne, optyczne oraz wzmocnieniowe zachodzące podczas pracy progowej w trybie CW RT wybranego do modelowania lasera.



Rysunek 7.4.1. Obliczone rozkłady gęstości prądu j_A oraz koncentracji nośników n_A w obszarze czynnym modelowanego lasera dla pracy w trybie RT CW w progu akcji laserowej tj. dla prądu zasilającego $I_{th} = 57$ mA przy napięciu $U_{th} = 4.7$ V. (x – kierunek równoległy do płaszczyzny złącza i powierzchni zwierciadeł lasera zgodnie z układem współrzędnych zaznaczonym na rysunku 7.3.2). Na rysunku zaznaczono obliczone maksymalne wartości j_A oraz n_A odpowiednio $j_{th,max} = 2.42$ kA/cm² i $n_{A,max} = 2.5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³

Parametry elektryczne i cieplne potrzebne do wyznaczenia rozkładów potencjału, źródeł ciepła oraz temperatury w modelowanym laserze zostały opisane w poprzednim podrozdziale 7.3 *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego* – tabela 7.3.2 w sekcji *Model numeryczny i jego kalibracja*. W sekcji *Kalibracja modelu dla progu laserowania* przedstawiono również wyniki obliczeń elektryczno-cieplnych dla tego lasera.

W celu wyznaczenia rozkładu koncentracji nośników $n_A(x)$ w płaszczyźnie obszaru czynnego modelowanego lasera (rysunek 7.4.1) na podstawie rozkładu gęstości prądu $j_A(x)$ zostało rozwiązane równanie dyfuzji (równanie (5.8) w rozdziale *Model numeryczny (Zjawiska elektryczne)*). Współczynniki dla równania dyfuzji oraz ich zmiany temperaturowe przedstawione są na końcu podrozdziału *Parametry dla modelu elektrycznego* w rozdziale *Parametry materiałowe*. Dla temperatury pokojowej współczynnik rekombinacji monomolekularnej jest równy $A = 6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, współczynnik rekombinacji bimolekularnej jest równy $B = 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$, współczynnik rekombinacji Auger jest równy $C = 1 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ oraz współczynnik dyfuzji ambipolarnej jest równy $D = 1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$. Maksymalna koncentracja nośników w obszarze czynnym lasera wynosi $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (patrz rysunek 7.4.1).

Obszar czynny modelowanego lasera został wykonany z trzech wąskich (o szerokości 3.5 nm) studni kwantowych $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}:\text{Mg}$ rozdzielonych barierami $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Mg}$ o grubości 9 nm. Cały ten obszar jest domieszkowany magnezem, przy czym bariery są silniej domieszkowane ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) niż studnie ($5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Z uwagi na niewielką szerokość studni kwantowych, domieszkowanie barier oraz wysoką koncentrację nośników ($2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) obecną w obszarze czynnym, które osłabiają (ekranują) wbudowane pole elektryczne (patrz rozdział *Azotkowe diody laserowe i ich matryce (Struktura lasera azotkowego)*) w przeprowadzonych w tym podrozdziale obliczeniach nie uwzględniono kwantowego efektu Starka QCSE (ang. *Quantum Confined Stark Effect*). Wartość przerwy energetycznej dla materiału $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ typu *bulk* obliczona z wzoru (6.89) (*Parametry do obliczenia wzmocnienia* w rozdziale *Parametry materiałowe*) wynosi $E_g = 3.03 \text{ eV}$. Dla studni kwantowych modelowanego lasera uwzględniono modyfikację ich przerwy energetycznej zaproponowaną w pracy Piprek et al. [296]. Dotyczy ona obniżenia o 3% wartości przerwy energetycznej materiału QW tj. z $E_g = 3.03 \text{ eV}$ do $E_{g, \text{QW}} = 2.94 \text{ eV}$, co odpowiada uwzględnieniu czynnika zależnego od koncentracji nośników (wzór 6.91 w rozdziale *Parametry materiałowe (Parametry do obliczenia wzmocnienia)*). Parametry materiałowe

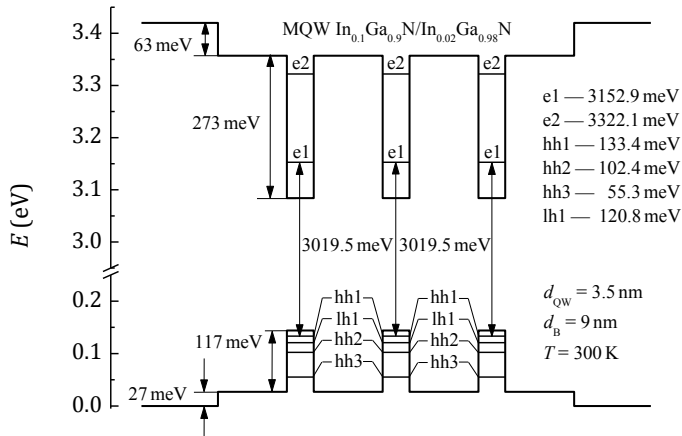
przyjęte dla obszaru czynnego w celu wyznaczenia wzmocnienia optycznego w tym obszarze zostały zestawione w tabeli 7.4.1. Na rysunku 7.4.2 pokazano strukturę pasmową obszaru czynnego lasera wybranego do obliczeń wraz z wyliczonymi poziomami energii dla elektronów i dziur.

Tabela 7.4.1. Parametry przyjęte w obliczeniach wzmocnienia w obszarze czynnym MQW $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$: $\text{Mg}/\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$: Mg modelowanego lasera

Parametr	Wartość (300 K)
przerwa energetyczna studni kwantowej, $E_{g, \text{QW}}$	2.94 eV
przerwa energetyczna bariery, $E_{g, \text{B}}$	3.33 eV
głębokość studni kwantowej w paśmie przewodnictwa, $\Delta E_{c, \text{QW}}$	0.273 eV
głębokość studni kwantowej w paśmie walencyjnym, $\Delta E_{v, \text{QW}}$	0.117 eV
głębokość falowodu w paśmie przewodnictwa, $\Delta E_{c, \text{W}}$	0.063 eV
głębokość falowodu w paśmie walencyjnym, $\Delta E_{v, \text{W}}$	0.027 eV
odległość pasma odszczepionego, $\Delta S_{0, \text{QW}}$	0.0158 eV
masa efektywna elektronu w studni kwantowej w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{e, l, \text{QW}}^*$	0.175 m_0
masa efektywna elektronu w studni kwantowej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{e, t, \text{QW}}^*$	0.195 m_0
masa efektywna ciężkiej dziury w studni kwantowej w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{hh, l, \text{QW}}^*$	1.87 m_0
masa efektywna ciężkiej dziury w studni kwantowej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{hh, t, \text{QW}}^*$	1.87 m_0
masa efektywna lekkiej dziury w studni kwantowej w kierunku równoległym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{lh, l, \text{QW}}^*$	1.87 m_0
masa efektywna lekkiej dziury w studni kwantowej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obszaru czynnego, $m_{lh, t, \text{QW}}^*$	0.1 m_0
masa efektywna elektronu w barierze, $m_{e, \text{B}}^*$	0.2 m_0
masa efektywna ciężkiej dziury w barierze, $m_{hh, \text{B}}^*$	1.9 m_0
masa efektywna lekkiej dziury w barierze, $m_{lh, \text{B}}^*$	1.9 m_0
współczynnik załamania dla studni kwantowej, $n_{\text{R, QW}}$	2.714
czas życia emisji wymuszonej, τ	0.1 ps

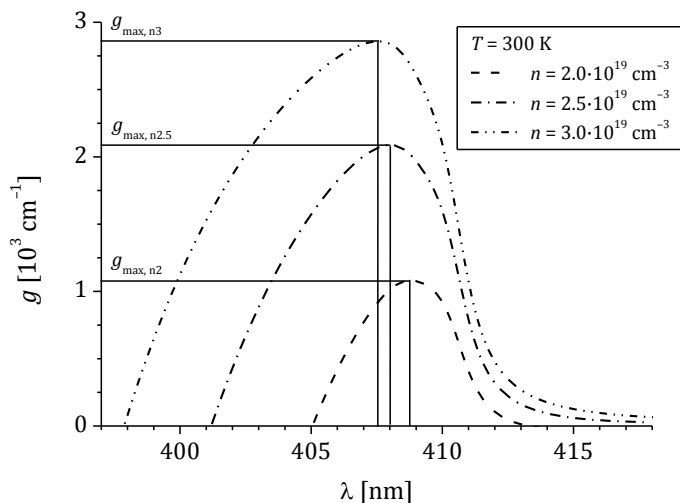
W laserach zbudowanych z materiałów azotkowych wymagana koncentracja nośników w obszarze czynnym dla progu laserowania (uzyskania inwersji obsadzeń) przekracza poziom $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Rysunek 7.4.3 przedstawia obliczone dla modelowanego lasera w temperaturze pokojowej (300 K) zależności optycznego wzmocnienia materiałowego g obszaru czynnego

lasera w funkcji długości fali λ przy różnych wartościach koncentracji nośników n w tym obszarze.

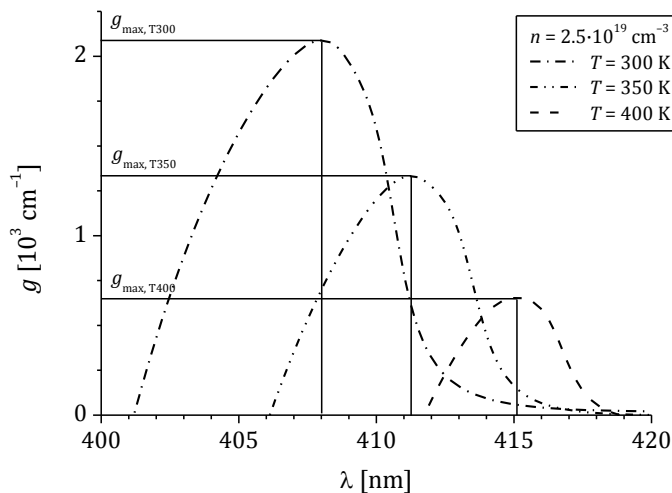


Rysunek 7.4.2. Struktura pasmowa obszaru czynnego MQW $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{Mg}/\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$: Mg lasera wybranego do modelowania wraz z wyliczonymi poziomami dla elektronów i dziur

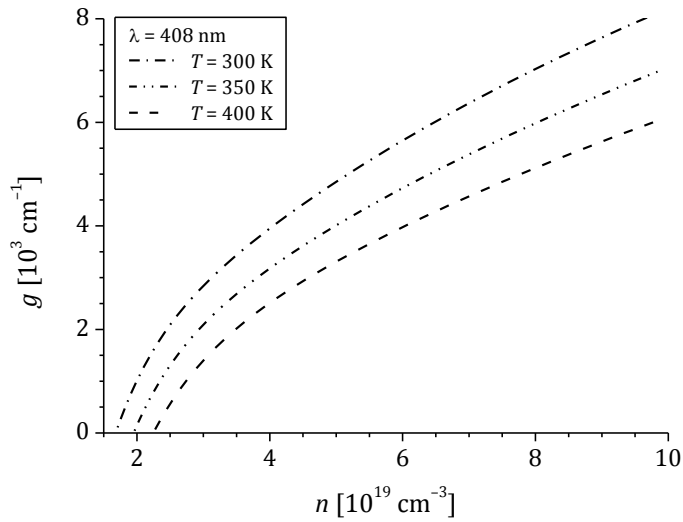
Dla $n = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ maksymalna wartość wzmocnienia wynosi 2089 cm^{-1} dla długości fali $\lambda = 408 \text{ nm}$. Wzrost koncentracji nośników n z $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ do $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ powoduje wzrost wzmocnienia z 2089 cm^{-1} do 2858 cm^{-1} (wzrost o 37%) oraz niewielki spadek długości fali o 0.5 nm (spadek z 408.0 nm do 407.5 nm). Spadek koncentracji nośników poniżej $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ do $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ powoduje spadek wzmocnienia z 2089 cm^{-1} do 1082 cm^{-1} (spadek o 48%) oraz niewielkie wydłużenie fali o 0.8 nm (wzrost z 408.0 nm do 408.8 nm). Na rysunku 7.4.4 dla koncentracji nośników $n = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ przedstawiono zależność wzmocnienia g w funkcji długości fali λ przy różnych wartościach temperatury T . Wzrost T z 300 K do 400 K powoduje, znacząco silniejszy niż w przypadku spadku koncentracji nośników n , spadek g z 2089 cm^{-1} do 654 cm^{-1} oraz wzrost długości fali o 7.1 nm (wzrost z 408.0 nm do 415.1 nm). Na rysunku 7.4.5 dla stałej długości fali $\lambda = 408 \text{ nm}$ przedstawiono zależności wzmocnienia optycznego g obszaru czynnego lasera od koncentracji nośników n w różnych temperaturach T . Wzmocnienie g rośnie wraz ze wzrostem koncentracji nośników, a wyraźny spadek tempa tego wzrostu następuje przy n równym ok. $3\text{--}5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Wzrost T powoduje spadek wzmocnienia, co można było również zaobserwować na rysunku 7.4.4. Na rysunku 7.4.6 przedstawiono obliczone dla obszaru czynnego lasera rozkłady wzmocnienia optycznego g_A oraz przyrostu temperatury ΔT_A .



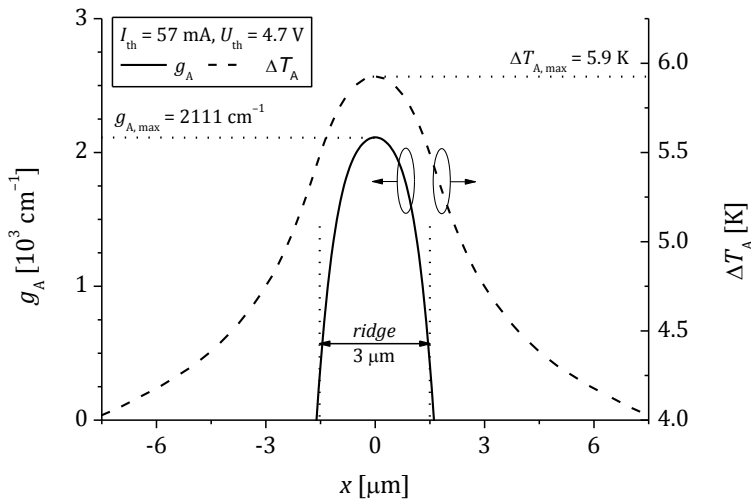
Rysunek 7.4.3. Zależność wzmacnienia optycznego g obszaru czynnego modelowanego lasera od długości fali λ dla trzech różnych koncentracji nośników n przy stałej temperaturze 300 K. Maksymalne wartości g i odpowiadające im λ dla $n = 2 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ są równe $g_{\max, n2} = 1082$ cm⁻¹, $\lambda = 408.8$ nm, dla $n = 2.5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ to $g_{\max, n2.5} = 2089$ cm⁻¹, $\lambda = 408.0$ nm oraz dla $n = 3 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ wynoszą $g_{\max, n3} = 2858$ cm⁻¹, $\lambda = 407.5$ nm



Rysunek 7.4.4. Zależność wzmacnienia optycznego g obszaru czynnego modelowanego lasera od długości fali λ dla trzech różnych temperatur T przy stałej koncentracji nośników $n = 2.5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³. Maksymalne wartości g i odpowiadające im λ dla $T = 300$ K są równe $g_{\max, T300} = 2089$ cm⁻¹, $\lambda = 408.0$ nm, dla $T = 350$ K to $g_{\max, T350} = 1333$ cm⁻¹, $\lambda = 411.3$ nm oraz dla $T = 400$ K to $g_{\max, T400} = 654$ cm⁻¹, $\lambda = 415.1$ nm



Rysunek 7.4.5. Zależność wzmacnienia optycznego g obszaru czynnego modelowanego lasera od koncentracji nośników n dla trzech różnych temperatur T obliczona przy założeniu stałej długości fali $\lambda = 408 \text{ nm}$



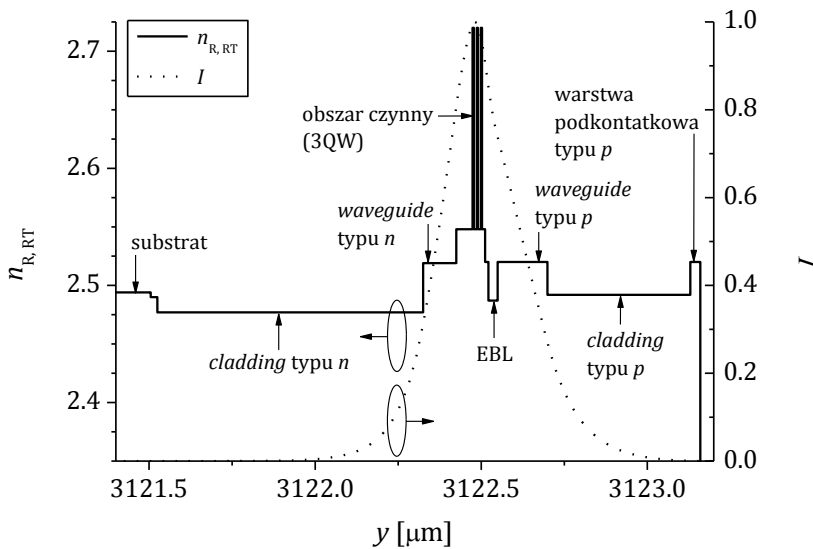
Rysunek 7.4.6. Obliczone rozkłady wzmacnienia optycznego g_A i przyrostu temperatury ΔT_A ponad temperaturę otoczenia 293 K w obszarze czynnym modelowanego lasera dla jego pracy progowej w trybie RT CW tj. dla prądu zasilającego $I_{\text{th}} = 57 \text{ mA}$ przy napięciu $U_{\text{th}} = 4.7 \text{ V}$. Na rysunku zaznaczono obliczone maksymalne wartości g_A oraz ΔT_A , które wynoszą odpowiednio $g_{A, \text{max}} = 2111 \text{ cm}^{-1}$ i $\Delta T_{A, \text{max}} = 5.9 \text{ K}$

Rozkład przyrostu temperatury w modelowanym laserze dla pracy CW RT w progu laserowania został pokazany na rysunku 7.3.5 w podrozdziale *Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego (Model numeryczny i jego kalibracja, sekcja Kalibracja modelu dla progu laserowania)*.

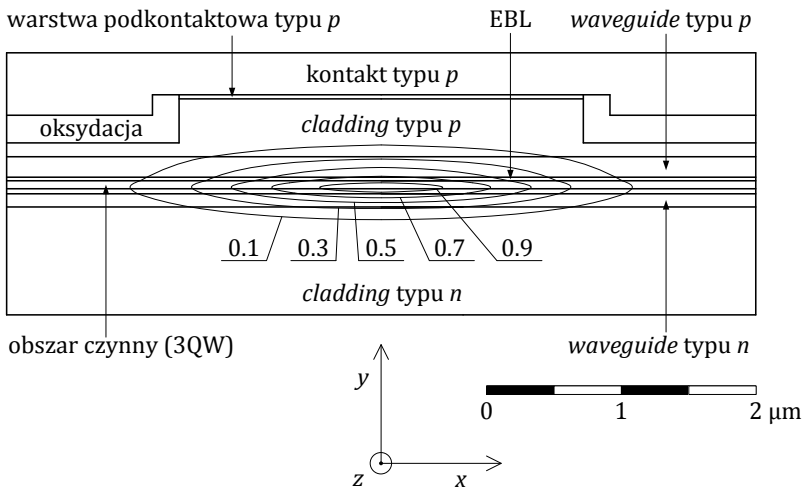
Tabela 7.4.2. Parametry optyczne poszczególnych warstw lasera wybranego do modelowania (N_{Si} i P_{Mg} – koncentracje domieszki krzemowej i magnezowej; t – grubość warstwy materiału; $n_{R, RT}$ i $\alpha_{R, RT}$ – współczynniki załamania i absorpcji dla temperatury pokojowej (300 K) i długości fali 408 nm

Materiał	N_{Si}, P_{Mg} [10^{18} cm^{-3}]	t [μm]	$n_{R, RT}$ [-]	α_{RT} [cm^{-1}]
Au	–	2	1.645	$-6.0 \cdot 10^5$
Ni/Au	–	0.005	1.610	$-7.4 \cdot 10^5$
ZrO ₂	–	0.2	2.267	$-1.5 \cdot 10^4$
GaN	P_{Mg} (100)	0.03	2.520	-262
Al _{0.05} Ga _{0.95} N	P_{Mg} (50)	0.33	2.492	-21
	P_{Mg} (10)	0.1	2.492	-1
GaN	P_{Mg} (10)	0.15	2.520	-4.8
Al _x Ga _{1-x} N, $x = 0-0.12$	P_{Mg} (50)	0.028	2.487	-17
GaN	P_{Mg} (0.5)	0.01	2.520	-1.5
3QW In _{0.1} Ga _{0.9} N	P_{Mg} (0.5)	0.0035	2.714	2111
4B In _{0.02} Ga _{0.98} N	P_{Mg} (5)	0.009	2.548	-8
In _{0.02} Ga _{0.98} N	N_{Si} (5)	0.04	2.548	-180
GaN	N_{Si} (5)	0.1	2.519	-140
Al _{0.08} Ga _{0.92} N	N_{Si} (5)	0.8	2.477	-32
Al _x Ga _{1-x} N, $x = 0.03-0.08$	N_{Si} (5)	0.02	2.490	-50
GaN	N_{Si} (50-100)	120	2.494	-262
Ti/Au	–	0.005	1.575	$-6.7 \cdot 10^5$
Au	–	0.5	1.645	$-6.0 \cdot 10^5$

W tabli 7.4.2 przedstawiono parametry optyczne, w tym współczynniki załamania $n_{R, RT}$ oraz współczynniki absorpcji $\alpha_{R, RT}$ dla poszczególnych warstw modelowanego lasera wyznaczone na podstawie zależności podanych w rozdziale *Parametry dla modelu optycznego* dla temperatury pokojowej (300 K) dla długości fali 408 nm.

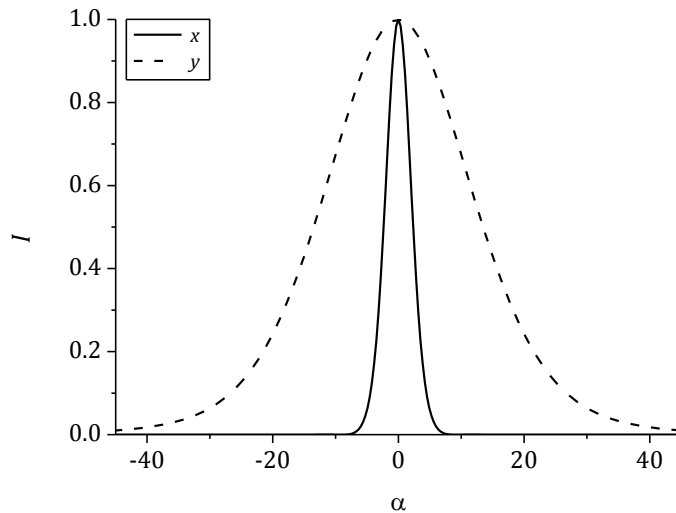


Rysunek 7.4.7. Rozkłady współczynnika załamania $n_{R,RT}$ w temperaturze pokojowej oraz pola optycznego I (w jednostkach względnych) w kierunku y (dla $x = 0$, patrz rysunek 7.4.8) dla modelowanego lasera pracującego w progu akcji laserowej w trybie CW RT. Na rysunku zaznaczono najważniejsze warstwy lasera



Rysunek 7.4.8. Rozkład pola bliskiego (w jednostkach względnych) w płaszczyźnie xy dla modelowanego lasera pracującego w progu akcji laserowej w trybie CW RT. Początek układu współrzędnych tj. $y = 0$ umieszczony jest na dolnej krawędzi miedzianego bloku (patrz rysunek 7.3.2)

Na rysunku 7.4.7 przedstawiono obliczony rozkład pola optycznego bliskiego (ang. *near field*) w jednostkach względnych w kierunku wzrostu epitaksjalnego warstw lasera y (dla $x = 0$ tj. w płaszczyźnie zwierciadlanej, patrz rysunek 7.4.8) wraz z zaznaczonym rozkładem współczynnika załamania. Dodatkowo na rysunku 7.4.8 przedstawiono rozkład pola bliskiego (w jednostkach względnych) w płaszczyźnie xy . Na obu rysunkach tj. 7.4.7 i 7.4.8 zaznaczono najważniejsze elementy lasera, które mają znaczący wpływ na uzyskany rozkład pola optycznego, w tym substrat, warstwy okładkowe typu n i p (ang. *cladding*), warstwy falowodowe typu n i p (ang. *waveguide*), warstwę ograniczającą ucieczkę nośników z obszaru czynnego EBL (ang. *Electron Blocking Layer*), warstwę podkontaktową oraz obszar czynny (3QW). Substrat modelowanego lasera został wykonany metodą HNPS z warstwy GaN: Si silnie domieszkowanej ($1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) w obszarze położonym bliżej warstwy okładkowej typu n w celu osiągnięcia lepszego ograniczenia optycznego typu WPC. Dzięki temu mod falowodowy jest dobrze ograniczony w rezonatorze lasera i nie zaobserwowano wzbudzenia modu pasożytniczego w jego substracie.



Rysunek 7.4.9. Rozkład kątowy natężenie pola dalekiego (w jednostkach względnych) dla kierunku x (szerokość połówkowa 4.7°) oraz dla kierunku y (szerokość połówkowa 26.7°). Kierunki przedstawiono na rysunku 7.4.4

Na rysunku 7.4.9 przedstawiono rozkłady pola dalekiego (ang. *far field pattern*). Szerokość połówkowa wzdłuż kierunku prostopadłego do złącza (ang. *fast axis*) wynosi 26.7° , natomiast w kierunku równoległym (ang. *slow axis*) do

złącza jedynie 4.7° . Obliczony współczynnik kształtu wiązki optycznej (ang. *optical beam aspect ratio*) wynosi 5.7.

W niniejszym podrozdziale przedstawiono wyniki modelowania optycznego z uwzględnieniem zjawisk cieplnych, elektrycznych i zjawiska wzmocnienia promieniowania mających miejsce podczas pracy progowej lasera z pojedynczym emiterym w trybie CW RT skonstruowanego w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk. Szczegółowe wyniki obliczeń elektryczno-cieplnych dla tego lasera zarówno dla pracy w progu akcji laserowej, jak również powyżej niego, zostały przedstawione w poprzednim podrozdziale (*Analiza wpływu zmian konstrukcyjnych na możliwość zwiększenia mocy wyjściowej lasera azotkowego*).

Lasery wybrany do modelowania pracuje na podstawowym modzie poprzecznym. W oparciu o obliczone rozkłady temperatury i gęstości prądu oraz przyjęte do obliczeń dane materiałowe dla obszaru czynnego tego lasera zostały wyznaczone rozkłady koncentracji nośników oraz wzmocnienia optycznego. W pracy przedstawiono również m.in. przyjętą do obliczeń strukturę pasmową jego obszaru czynnego (MQW $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$) wraz z wyliczonymi poziomami energii dla elektronów, dziur ciężkich oraz dziur lekkich. Z uwagi na niewielką szerokość studni oraz ekranowanie pola wbudowanego przez wysoką koncentrację nośników oraz efekty związane z domieszkowaniem barier w obliczeniach pominięto efekt QCSE. Na podstawie przeprowadzonych obliczeń wyznaczono rozkład pola optycznego w polu bliskim oraz dalekim. W polu bliskim mod falowodowy jest dobrze ograniczony w rezonatorze lasera. W polu dalekim otrzymana wiązka optyczna charakteryzuje się względnie dość wysokim współczynnikiem kształtu, który wynosi 5.7.

Przedstawione wyniki mają za zadanie jedynie przybliżyć możliwości, jakie oferuje autorski program komputerowy Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej. Pokazują one, że istnieje bardzo wiele możliwych do przeprowadzenia za pomocą tego programu badań numerycznych, które pozwoliłyby określić m.in. rozkład pola optycznego w rezonatorze lasera oraz zależność tego rozkładu od wartości i rozkładu gęstości prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego lasera, rozkładu temperatury w całym przyrządzie, rozkładu koncentracji nośników w obszarze czynnym, a co za tym idzie rozkładu wzmocnienia materiałowego itp. Przeprowadzenie takich obliczeń symulacyjnych w oparciu o zaproponowane w niniejszej pracy starannie opracowane zależności dla parametrów materiałowych półprzewodników grupy III-N oraz z uwzględnieniem zaproponowanych zmian konstrukcyjnych

prowadzących do poprawy właściwości cieplno-elektrycznych modelowanych jedno- i wieloemiterowych azotkowych EEL pozwoliłoby nie tylko jeszcze lepiej zrozumieć fizykę działania takich przyrządów, ale również wskazać ich optymalne rozwiązania konstrukcyjne i materiałowe umożliwiające np. uzyskanie z nich jak największej mocy optycznej.

Rozdział 8

Podsumowanie

Lasery o krawędziowej emisji światła EEL (ang. *Edge-Emitting Laser*) konstruowane na bazie azotkowych materiałów grupy III-N, dzięki możliwości zaprojektowania ich na emisję światła z zakresu od głębokiego UV do światła zielonego, mogą znaleźć bardzo szerokie zastosowanie m.in. w multimediami, medycynie, wojskowości, przemyśle i ochronie środowiska. Dla wielu spośród tych zastosowań wymagana jest moc optyczna większa niż ta obecnie osiągnięta przez te przyrządy podczas ich pracy z falą ciągłą CW (ang. *Continuous-Wave*) w temperaturze pokojowej RT (ang. *Room Temperature*). Większą optyczną moc wyjściową azotkowych EEL można uzyskać zarówno poprawiając efektywność pracy pojedynczego emitera, jak i zwiększając liczbę źródeł promieniowania w pojedynczym chipie, tj. projektując jednowymiarowe matryce laserowe (ang. *laser array*, *laser bar*). Niezależnie od liczby emiterów umieszczonych w chipie do uzyskania większej optycznej mocy wyjściowej potrzebne jest zapewnienie odpowiednio wydajnego odprowadzania znacznej ilości ciepła wydzielanego podczas pracy tych przyrządów szczególnie w przypadku ich pracy w trybie CW RT. Dodatkowo projektowanie matryc o dobrych parametrach wyjściowych wymaga uwzględnienia efektu wzajemnego oddziaływania emiterów, w szczególności ich oddziaływania cieplnego (ang. *thermal crosstalk*). Analiza literatury opisującej obecny stan wiedzy dotyczącej poruszonych wyżej zagadnień prowadzi do wniosku, że brak jest kompleksowych i wyczerpujących badań z tej tematyki. Obecność takiego stanu rzeczy była punktem wyjściowym do podjęcia przedstawionych w niniejszej pracy badań numerycznych nad wpływem różnych rozwiązań konstrukcyjnych stosowanych w azotkowych EEL z pojedynczym emiterem i z wieloma emiterami oraz nad wpływem ich układów montażowych na przebieg zjawisk cieplno-elektrycznych istotnych z punktu widzenia pracy tych przyrządów z dużą mocą optyczną. Do modelowania zostały wybrane

nowoczesne azotkowe EEL o konstrukcji z kontaktem umieszczonym od spodu podłoża (ang. *bottom-contact*) zaprojektowane na emisję światła o długości fali ok. 400 nm. Obliczenia zostały przeprowadzone w autorskim programie komputerowym Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej pozwalającym na symulację zjawisk fizycznych, które zachodzą podczas pracy różnego typu laserów, w tym laserów krawędziowych i ich jednowymiarowych matryc.

W pierwszej kolejności uwagę skupiono na obliczeniach cieplnych (dwu- oraz trójwymiarowych) przeprowadzonych w celu określenia oporności cieplnej azotkowego EEL (z szerokim na 20 μm paskowym obszarem czynnym) umieszczonego w konfiguracjach *p-up* i *p-down* w różnych układach montażowych. W obliczeniach tych uwzględniono wykorzystanie wykonanych z różnych materiałów przekładek, nakładek (ang. *heat spreader*) oraz miedzianych bloków (ang. *heat sink*). Wśród badanych układów montażowych można wymienić montaż EEL: *p-up* na miedzianym bloku, *p-up* z nakładką na miedzianym bloku, *p-down* na miedzianym bloku, *p-down* z przekładką na miedzianym bloku, *p-down* z przekładką i z dwoma miedzianymi blokami (jeden blok zamocowany od strony przekładki i drugi blok zamocowany od strony substratu lasera). Obliczone oporności cieplne EEL w badanych układach montażowych dla przypadku braku uwzględnienia zmian temperaturowych współczynników przewodności cieplnej materiałów azotkowych były niższe o ok. 6%–8% od odpowiednich wartości obliczonych po uwzględnieniu tych zmian. W wyniku uwzględnienia rozptyłu ciepła w kierunku wyznaczonym przez długość paska laserowego wartości otrzymane z obliczeń trójwymiarowych były niższe od wartości otrzymanych z obliczeń dwuwymiarowych o 12%–20% i znacząco zależały od zastosowanego układu montażowego. Zgodnie z przewidywaniami najniższą oporność cieplną (niższą przynajmniej o 20% od oporności EEL w innych badanych montażach) niezależnie od rodzaju obliczeń otrzymano dla EEL w konfiguracji *p-down* w podwójnej chłodnicy (od strony *n* oraz *p*) i z przekładką wykonaną z metalizowanego diamentu zamocowaną od strony typu *p*. Najwyższą opornością cieplną (wyższą przynajmniej o 10% od oporności EEL w innych badanych montażach) charakteryzował się laser w konfiguracji *p-up* bez nakładki. Po umieszczeniu diamentowej nakładki na chipie w konfiguracji *p-up* oporność cieplna EEL zmalała o ok. 10% i pozostawała w przybliżeniu równa oporności cieplnej EEL w montażu *p-down* bezpośrednio do miedzianego bloku. Niższą oporność cieplną uzyskano dla montażu *p-down* po zastosowaniu metalizowanej przekładki diamentowej. Dla tego montażu zostały przeprowadzone dodatkowe obliczenia, które pokazały, że odpowiednio

dobierając rozmiary przekładki diamentowej oraz grubość jej metalizacji można obniżyć oporność cieplną EEL nawet o ponad 20% względem montażu EEL *p-down* bez przekładki. Zastosowanie przekładki z materiału innego niż wykonany na bazie diamentu (m.in. BeO, CVD-SiC, MoCu, AlN) np. w celu zapewnienia lepszych właściwości mechanicznych EEL nie wpływa znacząco na obniżenie jego oporności cieplnej, a dodatkowo przy zbyt dużej grubości przekładki może znacząco pogorszyć właściwości cieplne przyrządu.

Następnie w pracy przeprowadzono dwuwymiarowe obliczenia elektryczno-ciepne dla azotkowego EEL (z szerokim na 2 μm paskowym obszarem czynnym) montowanego w konfiguracji *p-up* na miedzianym bloku. Na bazie tej konstrukcji wykonano również modele jednowymiarowych matryc laserowych. Przeprowadzona analiza numeryczna (wykonana dla pracy progowej lasera w trybie CW RT) wykazała, że istnieją problemy z umieszczeniem w matrycy większej liczby emiterów spowodowane zbyt niską efektywnością odprowadzania ciepła z ich obszarów czynnych. Bez zmian konstrukcyjnych względem emitera bazowego największa liczba emiterów oddalonych względem siebie na odległość 40 μm , które mogły osiągnąć próg laserowania, wyniosła zgodnie z tymi obliczeniami, trzy. O przyrostach temperatury decydowała zarówno ilość, jak i wzajemne położenie emiterów w matrycy. Istotną rolę odgrywał przy tym efekt wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów (*thermal crosstalk*), który różnicując maksymalne temperatury ich obszarów czynnych prowadził do różnicy gęstości prądów progowych poszczególnych emiterów. Zastosowanie samej nakładki, pomimo obniżenia temperatury i jej ujednorodnienia w warstwie czynnej przyrządu (osłabienie efektu *thermal crosstalk*), nie pozwoliło na laserowanie większej liczby emiterów umieszczonych w linijce (przy zachowanej ich wzajemnej odległości 40 μm). Osiągnięcie warunków progowych laserowania można było uzyskać dla 4-emiterowych linijek dopiero po zmianie szerokości chipu lub grubości substratu. Przeprowadzona analiza wykazała, że proponowane w pracy rozwiązania konstrukcyjne uzupełniają się, pozwalając na wykonanie matrycy ze znacznie większą liczbą emiterów niż w strukturze wyjściowej. Połączenie zmiany szerokości chipu lub zmiany grubości podłoża z umieszczeniem nakładki na szczycie chipu powodowało, że warunki progowe mogły osiągnąć linijki zawierające przynajmniej 8 emiterów.

W celu zbadania możliwości zwiększenia optycznej mocy wyjściowej uzyskiwanej z azotkowego EEL i zaprojektowanych na jego podstawie matryc poprzez zastosowanie wybranych zmian konstrukcyjnych przeprowadzono modelowanie odpowiedniego przyrządu powyżej progu jego akcji laserowej.

W celu uwiarygodnienia wyników modelowania dwuwymiarowy model elektryczno-ciepłny został skalibrowany w oparciu o dane eksperymentalne z laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk. Do modelowania wybrano laser z szerokim na $3\ \mu\text{m}$ obszarem czynnym zamontowany w konfiguracji *p-up* do miedzianego bloku. Znajomość szczegółów konstrukcji modelowanego lasera bazowego oraz jego charakterystyk dla pracy w trybie CW RT umożliwiły przeprowadzenie obliczeń pozwalających określić progową moc wyjściową dla zjawiska *thermal roll-over* każdej z modelowanych struktur. W symulacji założono, że efekt katastroficznego zniszczenia zwierciadeł występuje dla wyższych wartości mocy wyjściowej niż moce progowe dla zjawiska *thermal roll-over*, wobec czego obliczone moce były jednocześnie maksymalnymi wartościami mocy wyjściowej możliwymi do uzyskania z modelowanych przyrządów jedno- i wieloemiterowych. Dla konstrukcji z pojedynczym emiterem badania obejmowały wpływ szerokości chipu, parametrów podłoża, parametrów elektrody typu *p* (warstwy złota), parametrów oksydacji oraz zastosowania diamentowej nakładki (dla konfiguracji *p-up*) na maksymalne wartości optycznej mocy wyjściowej oraz oporności cieplnej przyrządu dla tych warunków pracy. Zmiany konstrukcyjne, które powodowały obniżenie oporności cieplnej EEL z pojedynczym emiterem, pozwalały jednocześnie na zwiększenie jego maksymalnej mocy wyjściowej. Do tych zmian wprowadzanych niezależnie można zaliczyć: zwiększenie szerokości chipu (wzrost mocy do 10% po 10-krotnym zwiększeniu szerokości chipu), pocienienie podłoża (wzrost mocy o 25% przy obniżeniu grubości podłoża o połowę), zwiększenie grubości warstwy złota elektrody typu *p* (wzrost mocy do 60% przy 10-krotnym zwiększeniu grubości warstwy), zastosowanie diamentowej nakładki (wzrost mocy do 90%). Dwu- i nawet ponad trzyipółkrotny wzrost mocy okazał się być możliwy po zastosowaniu kombinacji wyżej wymienionych rozwiązań. Na przykład po zwiększeniu szerokości chipu i zastosowaniu diamentowej nakładki moc wzrosła o 200%. Spośród wszystkich modelowanych konstrukcji laserów z pojedynczym emiterem największy przyrost mocy, o ponad 270%, uzyskano dla konstrukcji, w której względem emitera bazowego obniżono grubość podłoża o połowę, zwiększono szerokość chipu 10-krotnie oraz zastosowano nakładkę diamentową. Oprócz zmian konstrukcyjnych, które pozwalają zwiększyć moc optyczną, w pracy zbadano również zmiany powodujące jej spadek. Do tych zmian m.in. należą: zwiększenie grubości podłoża (spadek mocy do 30% po 2-krotnym zwiększeniu grubości), usunięcie warstwy złota w elektrodzie

typu p (spadek mocy do 55%) oraz pogorszenie przewodności cieplnej lutu, które może nawet uniemożliwić osiągnięcie akcji laserowej.

Dla jednowymiarowych matryc zaprojektowanych na bazie pojedynczego emitera wcześniej wybranego do modelowania zbadano wpływ szerokości chipu, liczby emiterów i ich rozmieszczenia na maksymalną optyczną moc wyjściową. Dla bardzo szerokich chipów z małą liczbą emiterów, które były rozmieszczone w znacznej odległości względem siebie (np. nie mniej niż 500 μm dla matrycy o szerokości 3 mm) obniżenie oporności cieplnej powodowało, analogicznie jak w przypadku EEL z pojedynczym emiterem, zwiększenie maksymalnej mocy optycznej. Dla węższych chipów z większą ilością emiterów (gęsto rozmieszczonych) silny efekt wzajemnego oddziaływania cieplnego emiterów (*thermal crosstalk*) powodował, pomimo spadku oporności cieplnej przyrządu jako całości, tylko niewielki zysk mocy optycznej. Wyniki symulacji pokazują, że dla przyrządów z chipem o niewielkiej szerokości (np. 0.3 mm) w celu uzyskania większej mocy użytecznej lepszym rozwiązaniem od zwiększania liczby emiterów wydaje się być zastosowanie zmian konstrukcyjnych usprawniających odprowadzanie ciepła z obszaru czynnego pojedynczego emitera. Natomiast dla przyrządów z nieco szerszym chipem (przynajmniej $W = 1$ mm) dobranie odpowiedniej liczby emiterów może być lepszym rozwiązaniem w porównaniu do wprowadzania odpowiednich zmian konstrukcyjnych w przyrządzie jednoemiterowym (np. zastosowanie nakładek wykonanych z diamentu). W celu wykorzystania bardzo szerokiego chipu (np. $W = 3$ mm) dla znaczącego zwiększenia mocy użytecznej P_{max} przyrządu w niniejszej pracy zaproponowano dwa rozwiązania tj. zastosowanie diamentowej nakładki o bardzo dobrych parametrach cieplnych i odpowiedniej grubości, zastosowanej dla przyrządu z pojedynczym emiterem lub zwiększenie liczby emiterów regularnie rozstawionych w konstrukcji linijki laserowej z odpowiednim ich oddaleniem jeden od drugiego. Drugie z proponowanych rozwiązań jest bardzo często spotykane w literaturze i w przyrządach emiterów konstruowanych zarówno na bazie materiałów azotkowych, jak również innych materiałów grupy III-V pozwoliło wielokrotnie zwiększyć ich moc promieniowania użytecznego.

Na koniec niniejszej pracy przedstawiono wyniki modelowania pracy lasera uwzględniającego zarówno zjawiska elektryczne i cieplne, jak i zjawiska optyczne oraz wzmocnienia promieniowania. Podczas modelowania założono, że laser zasilany jest prądem progowym w trybie CW RT. Wybrano konstrukcję, która została wcześniej wykonana w laboratorium Instytutu Wysokich Ciśnień

Unipress Polskiej Akademii Nauk. Z obliczeń wynika, że modelowany laser w warunkach zbliżonych do progowych pracował na podstawowym modzie poprzecznym. Przedstawione w tej końcowej części pracy wyniki mają jedynie charakter wstępnych wyników modelowania zjawisk fizycznych z uwzględnieniem modelowania zjawiska wzmocnienia i zjawisk optycznych i jedynie przybliżają możliwości, jakie oferuje w tym zakresie autorski program komputerowy Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej. Wyniki modelowania pokazały, że przy znajomości odpowiednich parametrów materiałowych istnieje bardzo wiele możliwych do przeprowadzenia w tym programie analiz, które pozwoliłyby określić m.in. zależność ograniczenia pola optycznego w rezonatorze lasera, a tym samym jego parametrów eksploatacyjnych, od jego parametrów konstrukcyjno-materiałowych. Pokazano na przykład, że rozkłady pola optycznego są ściśle powiązane z wartością i rozkładem temperatury, prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego lasera oraz rozkładem koncentracji nośników.

Przeprowadzenie opisanych w niniejszej pracy badań pozwoliło na głębsze zrozumienie zjawisk fizycznych (w szczególności zjawisk elektrycznych i cieplnych) zachodzących w azotkowych EEL i ich matrycach oraz wzajemnych powiązań pomiędzy tymi zjawiskami. Zaowocowało to zaproponowaniem różnych rozwiązań konstrukcyjnych polepszających parametry eksploatacyjne omawianych w pracy przyrządów oraz określeniem ilościowym tych zmian. Niezależnie od tego opracowany zbiór danych materiałowych dotyczących przede wszystkim materiałów azotkowych będzie z całą pewnością bardzo przydatny w trakcie prowadzenia dalszych badań poświęconych przyrządom wykonanym z materiałów grupy III-N.

Abstract

Semiconductor lasers (and their one-dimensional arrays) constructed using nitride materials are applied in many branches of science and technology, for example in multi-medium presentations, medicine, military, industry and environmental engineering. One of the most essential parameters of these devices in the above applications is their maximal output. Because of that, determination of such their designs which enable improvement of their thermal properties should essentially improve their operation parameters.

Analysis of available literature sources devoted to the above problem reveals, however, that there is an acute shortage of results of a complete analysis of thermal properties of nitride lasers which takes simultaneously into account a semiconductor chip itself, construction elements creating a device, a dependence of material parameters on operation parameters (e.g. temperature) and on a mutual impact of individual array emitters on their operation. It is probably connected with serious difficulties met during such investigations, which are mainly generated by a complex device geometry, missing full knowledge of physical phenomena taking place during device operation, mutual influence of individual phenomena crucial for a device operation and problems with a determination of many physical parameters of applied materials.

An attempt of a complete analysis of an operation of nitride edge-emitting lasers (and of one-dimensional arrays of these lasers) designed for an emission of light of wavelength about 400 nm is made in the present work concentrated mostly on electrical and optical phenomena taking place during their continuouswave (CW) operation at room temperature. An impact of individual design elements of the above devices on their optical output was a principal goal of this work, which should enable a determination of their optimal structures. Conducted investigations were partly carried out as

a collaboration with the High Pressure Institute Unipress of the Polish Academy of Sciences, which has enabled comparison of numerical simulation results with experimental results.

A numerical model of both a considered laser and a laser array taking into account many factors crucial for their operation has been elaborated to conduct the above investigations. Additionally detailed expressions determining physical parameters (mostly electrical and thermal ones) of all materials used in the above devices have been proposed taking into consideration available literature data.

Autorzy

Maciej Kuc



Maciej Kuc urodził się w Piotrkowie Trybunalskim w 1983 roku. Studia wyższe na wydziale Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej ukończył w 2007 roku z wynikiem bardzo dobrym, uzyskując stopień magistra inżyniera ze specjalnością Fizyka Technologii Informatycznych. Jego praca dyplomowa dotyczyła badań porównawczych półprzewodnikowych laserów złączowych typu VCSEL opartych na systemie materiałowym GaInNAs/GaAs zaprojektowanych na długość fali 1.3 μm .

Po zakończeniu studiów Maciej Kuc odbył 3-miesięczny staż na stanowisku specjalisty ds. obliczeń w Biurze Usług Inżynieryjnych „MESco” w Tarnowskich Górach zajmując się symulacjami zjawisk elektromagnetycznych w środowisku *Ansys Emag* i analizowaniem możliwości biblioteki umożliwiającej rozwiązywanie równań różniczkowych cząstkowych *Diffpack*. Po tym starzu w drugiej połowie roku 2008 Maciej Kuc rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej na stanowisku asystenta, a od roku 2010 rozpoczął badania w ramach projektu *InTechFun* (Innowacyjne Technologie Wielofunkcyjnych Materiałów i Struktur dla Nanoelektroniki, Fotoniki, Spinotroniki i Techniki Sensorowych) nad krawędziowymi laserami oraz ich matrycami wykonanymi z materiałów azotkowych z grupy III-N. Prowadzone badania pozwoliły nawiązać współpracę z Instytutem Wysokich Ciśnień Unipress Polskiej Akademii Nauk, w którym m.in. projektowane są i wytwarzane lasery zbudowane z materiałów azotkowych.

Maciej Kuc jest autorem bądź współautorem około 35 publikacji, referatów i komunikatów konferencyjnych z dziedziny fizyki laserów półprzewodnikowych. Część artykułów została opublikowana w recenzjowanych czasopismach z tzw. listy filadelfijskiej. Na IX Krajowej Konferencji Elektroniki, która odbyła się w dniach od 30 maja do 2 czerwca 2010 roku w DarłóWKu Wschodnim otrzymał wyróżnienie w ramach Sesji Specjalnej „PBZ WęgliK krzemu i jego zastosowania w elektronice wielkich częstotliwości, dużych mocy i wysokich temperatur” za pracę dotyczącą modelu termicznego azotkowej diody laserowej. W swojej karierze zawodowej uczestniczył, jako jeden z wykonawców w projekcie POIG.01.03.01-159/08 „Innowacyjne technologie wielofunkcyjnych materiałów i struktur dla nanoelektroniki, fotoniki, spintroniki i technik sensorowych (InTechFun)” a także w projekcie LIDER/17/5//L-2/10/NCBiR/2011 „Model jednomodowego lasera VCSEL opartego na kryształach fonicznych o dużej mocy i stabilnej polaryzacji promieniowania”.

Dodatkowo otrzymał stypendium „Stypendia naukowe dla najlepszych doktorantów z zakresu nowych technologii” oraz grant dla młodych naukowców „Opracowanie parametrów materiałowych kryształów wykorzystywanych w konstrukcjach półprzewodnikowych laserów azotkowych i ich matrycach w celu efektywnej symulacji i optymalizacji tych przyrządów”.

Obecnie Maciej Kuc kontynuuje badania nad dwu- i trójwymiarowym modelowaniem krawędziowych laserów azotkowych i ich jednowymiarowym matryc analizując możliwości efektywnego uwzględnienia w tych obliczeniach obok zjawisk cieplnych i elektrycznych również zjawisk optycznych i wzmocnienia promieniowania oraz możliwości symulacji wspomnianych typów emiterów promieniowania projektowanych na emisję fal 450 nm i 530 nm.

Robert P. Sarzała



Dr hab. inż. Robert Sarzała, prof. PŁ pracuje w Politechnice Łódzkiej od 1990 r. Stopień doktora nauk technicznych w specjalności elektronika uzyskał w 1998 r., w Instytucie Technologii Elektronowej w Warszawie. W 1999 r. ukończył podyplomowe Studium Pedagogiczne przy Politechnice Łódzkiej. W czerwcu 2005 r. zdał kolokwium habilitacyjne przed Radą Naukową Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej uzyskując stopień doktora habilitowanego nauk fizycznych

z dyscypliny fizyka. Od 2007 r. pracuje na stanowisku profesora nadzwyczajnego Politechniki Łódzkiej. Od października 2015 r. jest dyrektorem Instytutu Fizyki PŁ.

Dr hab. inż. Robert Sarzała jest autorem i współautorem ponad 350 artykułów i prac konferencyjnych opublikowanych w czasopismach o międzynarodowym i krajowym zasięgu, 6 rozdziałów w książkach naukowych wydanych za granicą oraz 6 wniosków patentowych. Z jego osiągnięć naukowych na szczególne podkreślenie zasługuje opracowanie bardzo zaawansowanych modeli i programów komputerowych umożliwiających wszechstronną analizę zjawisk fizycznych występujących podczas pracy laserów półprzewodnikowych oraz opracowanie nowych rozwiązań konstrukcyjnych znacznie poprawiających parametry eksploatacyjne laserów typu VCSEL. W swojej karierze zawodowej uczestniczył jako wykonawca lub główny wykonawca w wielu projektach badawczych finansowanych zarówno przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego jak i przez Unię Europejską. Był kierownikiem 4 projektów badawczych finansowanych przez MNiSW oraz NCN. Był recenzentem publikacji w czasopismach krajowych i zagranicznych oraz recenzentem wniosków grantowych skierowanych do NCN. Od wielu lat zasiada w Komitecie naukowym Krajowej Konferencji Elektroniki. Wypromował dwóch doktorów nauk fizycznych.

Za swą działalność naukową, dydaktyczną i organizacyjną dr hab. inż. Robert Sarzała został wyróżniony 2 nagrodami Ministra Edukacji Narodowej (w 1999 i w 2002 r.) oraz 15 nagrodami Jego Magnificencji Rektora PŁ. Za swoją działalność innowacyjną otrzymał 9 nagród na międzynarodowych wystawach, a w 2010 roku za tę działalność przyznano mu nagrodę Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Bibliografia

- [1] T. Świetlik, G. Franssen, R. Czernecki, M. Leszczynski, C. Skierbiszewski, I. Grzegory, T. Suski, P. Perlin, C. Lauterbach, U.T. Schwarz, Mode dynamics of high power (InAl)GaN based laser diodes grown on bulk GaN substrate, *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 8, p. 083109, 2007.
- [2] S. Morawiec, Model elektroluminescencyjnej diody azotkowej, Praca magisterska wykonana w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej w roku 2011.
- [3] M.T. Hardy, D.F. Feezell, S.P. DenBaars, S. Nakamura, Group III-nitride lasers: a materials perspective, *Materials Today*, vol. 14, no. 9, pp. 408–415, 2011.
- [4] S. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, T. Kozaki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K. Chocho, T. Yanamoto, T. Mukai, GaN-Based Light-Emitting Diodes and Laser Diodes, and Their Recent Progress, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 188, no. 1, pp. 1–7, 2001.
- [5] S.S. Park, I.W. Park, S.H. Choh, Bowing of GaN Substrates by Hydride Vapor Phase Epitaxy, IPAP Conference Series, International Workshop, Nitride semiconductors, *Conference Proceedings*, pp. 60–63, 2000.
- [6] M. Shono, Y. Nomura, Y. Bessho, High-Power Blue-Violet Laser Diode Fabricated on a GaN Substrate, *Proceedings of SPIE*, vol. 5365, pp. 282–287, 2004.
- [7] A. Kuramata, K. Horino, K. Domen, GaN-based Blue Laser Diodes Grown on SiC Substrate as Light Source of High-density Optical Data Storage, *Fujitsu Scientific & Technical Journal*, vol. 34, no. 2, pp. 191–203, 1998.
- [8] P. Perlin, T. Świetlik, L. Marona, R. Czernecki, T. Suski, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Krukowski, G. Nowak, G. Kamler, A. Czerwinski, M. Plusa, M. Bednarek, J. Rybiński, S. Porowski, Fabrication and properties of GaN-based lasers, *Journal of Crystal Growth*, vol. 310, no. 17, pp. 3979–3982, 2008.
- [9] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, Y. Toyoda, Metalorganic vapor phase epitaxy growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer, *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 5, pp. 353–355, 1986.

- [10] S. Ito, Y. Yamasaki, S. Omi, K. Takatani, T. Kawakami, T. Ohno, M. Ishida, Y. Ueta, T. Yuasa, M. Taneya, AlGaInN violet laser diodes grown on GaN substrates with low aspect ratio, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 200, no. 1, pp. 131–134, 2003.
- [11] R. Dingle, K. L. Shaklee, R. F. Leheny, R. B. Zetterstrom, Stimulated Emission and Laser Action in Gallium Nitride, *Applied Physics Letters*, vol. 19, no. 1, pp. 5–7, 1971.
- [12] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low energy electron beam irradiation (LEEBI), *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, no. 11, pp. L2112–L2114, 1989.
- [13] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, T. Mukai, Hole compensation mechanism of p-type GaN *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 1, pp. 1258–1266, 1992.
- [14] N. Koide, H. Kato, M. Sassa, S. Yamasaki, K. Manabe, M. Hashimoto, H. Amano, K. Hiramatsu, I. Akasaki, Doping of GaN with Si and properties of blue m/i/n/n⁺ GaN LED with Si-doped n⁺-layer by MOVPE, *Journal of Crystal Growth*, vol. 115, no. 1–4, pp. 639–642, 1991.
- [15] S. Uchida, M. Takeya, S. Ikeda, T. Mizuno, T. Fujimoto, O. Matsumoto, S. Goto, T. Tojyo, M. Ikeda, Recent Progress in High-Power Blue-Violet Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1252–1259, 2003.
- [16] I. Akasaki, H. Amano, S. Sota, H. Sakai, T. Tanaka, M. Koike, Stimulated Emission by Current Injection from an AlGaIn/GaN/GaInN Quantum Well Device, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 34, no. 1, pp. L515–L519, 1995.
- [17] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 26, pp. 4056–4058, 1996.
- [18] S. Lutgen, D. Dini, I. Pietzonka, S. Tautz, A. Breidenassel, A. Lell, A. Avramescu, C. Eichler, T. Lermer, J. Müller, G. Bruederl, A. Gomez-Iglesias, U. Strauss, W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, B. Pasenow, S. Koch, Recent results of blue and green InGaIn laser diodes for laser projection, *Proceedings of SPIE*, vol. 7953, p. 79530G, 2011.
- [19] T.S. Zheleva, S.A. Smith, D.B. Thomson, K.J. Linthicum, P. Rajagopal, R.F. Davis, Pendeo-epitaxy: A new approach for lateral growth of gallium nitride films, *Journal of Electronic Materials*, vol. 28, no. 4, pp. L5–L8, 1999.
- [20] T. Kozaki, H. Matsumura, Y. Sugimoto, S.I. Nagahama, T. Mukai, High-power and wide wavelength range GaN-based laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6133, p. 613306, 2006.

- [21] M. Kuramoto, C. Sasaoka, Y. Hisanaga, A. Kimura, A.A. Yamaguchi, H. Sunakawa, N. Kuroda, N. Nido, A. Usui, M. Mizuta, Continuous-Wave Operation of InGaN Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on an *n*-GaN Substrate with a Backside *n*-Contact, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 176, no. 1, pp. 35–38, 1999.
- [22] P. Perlin, T. Suski, M. Leszczyński, P. Prystawko, T. Świetlik, Ł. Marona, P. Wiśniewski, R. Czernecki, G. Nowak, J.L. Weyher, G. Kamler, J. Borysiuk, E. Litwin-Staszewska, L. Dmowski, R. Piotrkowski, G. Franssen, S. Grzanka, I. Grzegory, S. Porowski, Properties of InGaN blue laser diodes grown on bulk GaN substrates, *Journal of Crystal Growth*, vol. 281, no. 1, pp. 107–114, 2005.
- [23] M. Kuramoto, C. Sasaoka, N. Futagawa, M. Nido, A.A. Yamaguchi, Reduction of Internal Loss and Threshold Current in a Laser Diode with a Ridge by Selective Re-Growth (RiS-LD), *Physica Status Solidi (a)*, vol. 192, no. 2, pp. 329–334, 2002.
- [24] P. Wiśniewski, R. Czernecki, P. Prystawko, M. Maszkowicz, M. Leszczyński, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, M. Marona, T. Świetlik, P. Perlin, Broad area, high power CW operated InGaN laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6133, p. 61330Q, 2006.
- [25] T. Paskova, D. A. Hanser, K. R. Evans, GaN Substrates for III-Nitride Devices, *Proceedings of IEEE*, vol. 98, pp. 1324–1338, 2010
- [26] C. Sasaoka, K. Fukuda, M. Ohya, K. Shiba, M. Sumino, S. Kohmoto, K. Naniwae, M. Matsudate, E. Mizuki, I. Masumoto, R. Kobayashi, K. Kudo, T. Sasaki, K. Nishi, Over 1000 mW single mode operation of planar inner stripe blue-violet laser diodes, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 203, no. 7, pp. 1824–1828, 2006.
- [27] S. Goto, M. Ohta, Y. Yabuki, Y. Hoshina, K. Naganuma, K. Tamamura, T. Hashizu, M. Ikeda, Super high-power AlGaInN-based laser diodes with a single broad-area stripe emitter fabricated on a GaN substrate, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 200, no. 1, p. 122–125, 2003.
- [28] T. Kamikawa, Y. Kawaguchi, P.O. Vaccaro, S. Ito, H. Kawanishi, Highly reliable 500 mW laser diodes with epitaxially grown AlON coating for high-density optical storage, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 3, p. 031106, 2009.
- [29] T. Miyoshi, T. Kozaki, T. Yanamoto, S.I. Nagahama, T. Mukai, 63.3: GaN-Based 1-W Continuous-Wave Blue-Laser Diodes, *SID Symposium Digest of Technical Papers*, vol. 39, pp. 966–968, 2008.
- [30] O. Goto, S. Tomiya, Y. Hoshina, T. Tanaka, M. Ohta, Y. Ohizumi, Y. Yabuki, K. Funato, M. Ikeda, High Power Pure-Blue Semiconductor Lasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 6485, p. 64850Z, 2007.
- [31] K. Samonji, S. Yoshida, H. Hagino, K. Yamanaka, S. Takigawa, 6.3 W InGaN Laser Diode Array with Highly Efficient Wide-Striped Emitters, *IEEE Photonics Conference, IEEE Proceedings*, pp. 507–508, 2011.

- [32] R. Hashimoto, H. Hung, J. Hwang, S. Saito, S. Nunoue, High-Power 2.8 W Blue-Violet Laser Diode for White Light Sources, *Optical Review*, vol. 19, no. 6, pp. 412–414, 2012.
- [33] S. Brüninghoff, C. Eichler, S. Tautz, A. Lell, M. Sabathil, S. Lutgen, U. Strauß, 8 W single-emitter InGaN laser in pulsed operation, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 206, no. 6, pp. 1149–1152, 2009.
- [34] T. Hager, U. Strauß, C. Eichler, C. Vierheilig, S. Tautz, G. Brüderl, B. Stojetz, T. Wurm, A. Avramescu, A. Somers, J. Ristic, S. Gerhard, A. Lell, S. Morgott, O. Mehl, Power Blue and Green Laser Diodes and their Applications, *Proceedings of SPIE*, vol. 8640, p. 86400G, 2013.
- [35] T. Świetlik, G. Franssen, P. Wiśniewski, S. Krukowski, S.P. Łepkowski, L. Marona, M. Leszczyński, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, A. Bering-Staniszevska, P.G. Eliseev, Anomalous temperature characteristics of single wide quantum well InGaN laser diode, *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 7, p. 071121, 2006.
- [36] C. Skierbiszewski, P. Wiśniewski, M. Siekacz, P. Perlin, A. Feduniewicz-Zmuda, G. Nowak, I. Grzegory, M. Leszczyński, S. Porowski, 60 mW continuous-wave operation of InGaN laser diodes made by plasma-assisted molecular-beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 22, p. 221108, 2006.
- [37] C. Skierbiszewski, Z.R. Wasilewski, I. Grzegory, S. Porowski, Nitride-based laser diodes by plasma-assisted MBE – From violet to green emission, *Journal of Crystal Growth*, vol. 311, no. 7, pp. 1632–1639, 2009.
- [38] H. Braun, S. Rogowsky, B. Schmidtke, U.T. Schwarz, S. Brüninghoff, A. Lell, U. Strauß, High power broad ridge (Al,In)GaN laser diodes: Spatial and spectral stability, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 206, no. 6, pp. 1211–1214, 2009.
- [39] *High-Power Laser Handbook*, edited by H. Injeyan, G. D. Goodno, McGraw-Hill Companies, Inc., 2011.
- [40] L. Ji, S.M. Zhang, D.S. Jiang, Z.S. Liu, L.Q. Zhang, J.J. Zhu, D.G. Zhao, L.H. Duan, H. Yang, Fabrication and Characterization of High Power InGaN Blue-Violet Lasers with an Array Structure, *Chinese Physics Letters*, vol. 27, no. 5, p. 054204, 2010.
- [41] M. Takeya, T. Tojyo, T. Asano, S. Ikeda, T. Mizuno, O. Matsumoto, S. Goto, Y. Yabuki, S. Uchida, M. Ikeda, High-Power AlGaInN Lasers, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 192, no. 2, pp. 269–276, 2002.
- [42] K. Samonji, S. Yoshida, H. Hagino, K. Yamanaka, S. Takigawa, High-power operation of a wide-striped InGaN laser diode array, *Proceedings of SPIE*, vol. 8277, p. 82771K, 2012.
- [43] N. Suzuki, K. Morimoto, 10 W CW blue-violet diode laser array on the micro-channel cooler, *Proceedings of SPIE*, vol. 8241, p. 82410J, 2012.

- [44] K. Holc, P. Wisniewski, M. Leszczynski, T. Suski, I. Grzegory, R. Czernecki, S. Grzanka, P. Perlin, Violet blue laser mini-bars, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 6, no. S2, pp. S837–S839, 2009.
- [45] P. Perlin, L. Marona, K. Holc, P. Wisniewski, T. Suski, M. Leszczynski, R. Czernecki, S. Najda, M. Zajac, R. Kucharski, InGaN Laser Diode Mini-Arrays, *Applied Physics Express*, vol. 4, no. 6, p. 062103, 2011.
- [46] K. Holc, A. Sarzyńska, M. Boćkowski, R. Czernecki, M. Leszczyński, T. Suski, R. Kucharski, P. Perlin, InGaN mini-laser diode arrays with cw output power of 500 mW, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 8, no. 7–8, pp. 2348–2350, 2011.
- [47] M. Kauer, V. Bousquet, S.E. Hooper, J.M. Barnes, J. Windle, W.S. Tan, J. Heffernan, Nitrides optoelectronic devices grown by molecular beam epitaxy, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 204, no. 1, pp. 221–226, 2007.
- [48] S. Masui, K. Tsukayama, T. Yanamoto, T. Kozaki, S. Nagahama, T. Mukai, Characterization of AlInGaN based 405 nm Distributed Feedback Laser Diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6909, p. 69090G, 2008.
- [49] T. Asano, T. Tojyo, T. Mizuno, M. Takeya, S. Ikeda, K. Shibuya, T. Hino, S. Uchida, M. Ikeda, 100-mW Kink-Free Blue-Violet Laser Diodes With Low Aspect Ratio, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 1, pp. 135–140, 2003.
- [50] M. Ohya, K. Fukuda, I. Masumoto, S. Kohmoto, K. Naniwae, M. Yamada, M. Matsudate, T. Tsukuda, T. Akagawa, C. Sasaoka, High-power operation of inner-stripe GaN-based blue-violet laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6485, p. 648505, 2007.
- [51] S. Kameyama, Y. Kunoh, K. Inoshita, D. Inoue, Y. Murayama, Y. Bessho, T. Goto, T. Kunisato, Y. Nomura, High-Power GaN-based Blue-Violet laser diodes, Conference on Quantum electronics and Laser Science, *OSA/CLEO/IQEC Proceedings*, pp. 1–2, 2009.
- [52] J.H. Chae, H.Y. Ryu, K.S. Kim, K.H. Ha, S. Chae, H. Kim, S.N. Lee, K.K. Choi, T. Jang, J.K. Son, H.S. Baek, Y.J. Sung, S. Tan, Y. Kim, O.H. Nam, Y.J. Park, Increase of output power and lifetime by improving the heat dissipation of GaN-based laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6121, p. 61210Y, 2006.
- [53] H.Y. Ryu, K.H. Ha, J.H. Chae, O.H. Nam, Y.J. Park, Measurement of junction temperature in GaN-based laser diodes using voltage-temperature characteristics, *Proceedings of SPIE*, vol. 5738, pp. 238–244, 2005.
- [54] O.H. Nam, K.H. Ha, H.Y. Ryu, S.N. Lee, T.H. Chang, K.K. Choi, J.K. Son, J.H. Chae, S.H. Chae, H.S. Paek, Y.J. Sung, T. Sakong, H.G. Kim, K.S. Kim, Y.H. Kim, Y.J. Park, High power AlInGaN-based blue-violet laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6133, p. 61330N, 2006.
- [55] M. Ohta, Y. Ohizumi, Y. Hoshina, T. Tanaka, Y. Yabuki, K. Funato, S. Tomiya, S. Goto, M. Ikeda, High-power pure blue laser diodes, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 204, no. 6, pp. 2068–2072, 2007.

- [56] T. Jang, O.H. Nam, K.H. Ha, S.N. Lee, J.K. Son, H.Y. Ryu, K.S. Kim, H.S. Paek, Y.J. Sung, H.G. Kim, S.H. Chae, Y.H. Kim, Y. Park, Recent Achievements of AlInGaN Based Laser Diodes in Blue and Green Wavelength, *Proceedings of SPIE*, vol. 6473, p. 64730X, 2007.
- [57] U. Strauß, S. Brüninghoff, M. Schillgalies, C. Vierheilig, N. Gmeinwieser, V. Kümmler, G. Brüderl, S. Lutgen, A. Avramescu, D. Queren, D. Dini, C. Eichler, A. Lell, U.T. Schwarz, True blue InGaN laser for pico size projectors, *Proceedings of SPIE*, vol. 6894, p. 689417, 2008.
- [58] D. Queren, A. Avramescu, G. Brüderl, A. Breidenassel, M. Schillgalies, S. Lutgen, U. Strauß, 500 nm electrically driven InGaN based laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 8, p. 081119, 2009.
- [59] J. Mueller, U. Strauss, T. Lermer, G. Bruederl, C. Eichler, A. Avramescu, S. Lutgen, Investigation of long wavelength green InGaN lasers on c-plane GaN up to 529 nm continuous wave operation, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 208, no. 7, pp. 1590–1592, 2011.
- [60] U. Strauss, C. Eichler, C. Rumbolz, A. Lell, S. Lutgen, S. Tautz, M. Schillgalies, S. Brüninghoff, Beam quality of blue InGaN laser for projection, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 5, no. 6, pp. 2077–2079, 2008.
- [61] S. Lutgen, M. Schmitt, Blue Laser diodes, *Optik & Photonik*, vol. 4, no. 2, pp. 7–39, 2009.
- [62] J.H. Lee, Y.K. Mun, S.W. Do, Y.C. Ko, D.H. Kong, B.S. Choi, J.M. Kim, C.W. Hong, D.Y. Jeon, Laser TV for Home Theater, *Proceedings of SPIE*, vol. 4657, pp. 138–145, 2002.
- [63] K.V. Chellappan, E. Erden, H. Urey, Laser-based displays: a review, *Applied Optics*, vol. 49, no. 25, pp. F79–F98, 2010.
- [64] T. Mizushima, H. Furuya, K. Mizuuchi, T. Yokoyama, A. Morikawa, K. Kasazumi, T. Itoh, A. Kurozuka, K. Yamamoto, S. Kadowaki, L-9: Late-News Paper: Laser Projection Display with Low Electric Consumption and Wide Color Gamut by Using Efficient Green SHG Laser and New Illumination Optics, *Symposium Digest of Technical Papers*, vol. 37, no. 1, pp. 1681–1684, 2006.
- [65] U. Strauss, T. Lermer, J. Mueller, T. Hager, G. Bruederl, A. Avramescu, A. Lell, C. Eichler, Study of defects and lifetime of green InGaN laser diodes, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 209, no. 3, pp. 481–486, 2012.
- [66] M. Freeman, M. Champion, S. Madhavan, Scanned Laser Pico-Projectors: Seeing the Big Picture (with a Small Device), *Optics and Photonics News*, vol. 20, no. 5, pp. 28–34, 2009.
- [67] S. Brüninghoff, S. Tautz, M. Sabathil, D. Queren, S. Lutgen, U. Strauß, Temperature Dependence of Blue InGaN Lasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 7216, p. 72161C, 2009.

- [68] S. Saito, Y. Hattori, M. Sugai, Y. Harada, H. Jongil, S. Nunoue, High-efficiency GaN-based Laser Diodes for Solid-state Lighting, 21st International Semiconductor Laser Conference, *IEEE Proceedings*, pp. 185–186, 2008.
- [69] T. Kozaki, S.I. Nagahama, T. Mukai, Recent progress of high-power GaN-based laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6485, p. 648503, 2007.
- [70] K. Morimoto, N. Suzuki, X. Liu, K. Samonji, K. Yamanaka, M. Yuri, Amorphous Si crystallization by 405 nm GaN laser diodes for high performance TFT applications: advantages of using 405 nm wavelength, *Proceedings of SPIE*, vol. 8244, p. 824407, 2012.
- [71] O.P. Kowalski, S.D. McDougall, B.C. Qiu, G. H. Masterton, M. L. Armstrong, S. Robertson, S. Caldecott, J.H. Marsh, Ultra-Fine Pitch Individually Addressable Visible Laser Arrays for High Speed Digital Printing Applications, *Proceedings of SPIE*, vol. 7230, p. 72301J, 2009.
- [72] M. Hansen, P. Fini, L. Zhao, A.C. Abare, L.A. Coldren, J.S. Speck, S.P. DenBaars, Improved characteristics of InGaN multiple-quantum-well laser diodes grown on laterally epitaxially overgrown GaN on sapphire, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 5, pp. 529–531, 2000.
- [73] C. Skierbiszewski, P. Perlin, I. Grzegory, Z.R. Wasilewski, M. Siekacz, A. Feduniewicz, P. Wisniewski, J. Borysiuk, P. Prystawko, G. Kamler, T. Suski, S. Porowski, High power blue-violet InGaN laser diodes grown on bulk GaN substrates by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 8, pp. 809–813, 2005.
- [74] S.I. Nagahama, Y. Sugimoto, T. Kozaki, T. Mukai, Recent progress of AlInGaN laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 5738, pp. 57–62, 2005.
- [75] T. Miyoshi, S. Masui, T. Okada, T. Yanamoto, T. Kozaki, S.I. Nagahama, T. Mukai, InGaN-based 518 and 488 nm laser diodes on c-plane GaN substrate, *Physica Status Solidi A*, vol. 207, no. 6, 1389–1392, 2010.
- [76] M. Kawaguchi, H. Kasugai, K. Samonji, H. Hagino, K. Orita, K. Yamanaka, M. Yuri, S. Takigawa, Catastrophic-Optical-Damage-Free InGaN Laser Diodes With Epitaxially Formed Window Structure, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, no. 5, pp. 1412–1416, 2011.
- [77] C. Sasaoka, Planar Inner Stripe Blue-violet Laser Diodes with Buried AlN Confinement Layer, Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, *Conference Proceedings*, pp. 348–349, 2005.
- [78] H.Y. Ryu, K.H. Ha, S.N. Lee, T. Jang, J.K. Son, H.S. Paek, Y.J. Sung, H.K. Kim, K.S. Kim, O.H. Nam, Y.J. Park, J.I. Shim, High-Performance Blue InGaN Laser Diodes With Single-Quantum-Well Active Layers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 21, pp. 1717–1719, 2007.
- [79] C. Rumbolz, G. Brüderl, A. Leber, C. Eichler, M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miler, A. Lell, U. Strauß, V. Härle, Development of AlInGaN based blue-

- violet lasers on GaN and SiC substrates, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 203, no. 7, pp. 1792–1796, 2006.
- [80] S.I. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, T. Kozaki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K. Chocho T. Mukai, High-Power and Long--Lifetime InGaN Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on Low-Dislocation-Den-sity GaN Substrates, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 1, pp. L647–L650, 2000.
- [81] L.Q. Zhang, S.M. Zhang, H. Yang, Q. Cao, L. Ji, J.J. Zhu, Z.S. Liu, D.G. Zhao, D.S. Jiang, L.H. Duan, H. Wang, Y.S. Shi, S.Y. Liu, L.H. Chen, J.W. Liang, Continuous-Wave Operation of GaN Based Multi-Quantum-Well Laser Diode at Room Temperature, *Chinese Physics Letters*, vol. 25, no. 4, pp. 1281–1283, 2008.
- [82] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho, InGaN/GaN/AlGaIn-based laser diodes with modulation-doped strained layer superlattices grown on an epitaxially laterally overgrown GaN substrate, *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 2, pp. 211–213, 1998.
- [83] M. Kauer, S.E. Hooper, V. Bousquet, K. Johnson, C. Zellweger, J.M. Barnes, J. Windle, T.M. Smeeton, J. Heffernan, Continuous-wave operation of InGaN multiple quantum well laser diodes grown by molecular beam epitaxy, *Electronics Letters*, vol. 41, no. 13, pp. 739–741, 2005.
- [84] S. Hashimoto, H. Nakajima, K. Yanashima, T. Asatsuma, T. Yamaguchi, H. Yoshida, M. Ozawa, K. Funato, S. Tomiya, T. Miyajima, T. Kobayashi, S. Uchida, M. Ikeda, GaN-based Violet-blue Laser Diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 4354, pp. 1–11, 2001.
- [85] R. Charash, H. Kim-Chauveau, J.M. Lamy, M. Akther, P. P. Maaskant, E. Frayssinet, P. de Mierry, A. D. Dräger, J-Y. Duboz, A. Hangleiter, B. Corbett, Cleaved-facet violet laser diodes with lattice-matched $\text{Al}_{0.82}\text{In}_{0.18}\text{N}/\text{GaN}$ multilayers as *n*-cladding, *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 20, p. 201112, 2011.
- [86] P. Perlin, K. Holc, M. Sarzyński, M. Leszczyński, R. Czernecki, Ł. Marona, P. Wisniewski, G. Cywinski, C. Skierbiszewski, M. Bockowski, I. Grzegory, T. Suski, Plasmonic cladding InGaN MQW laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 7953, p. 79530I, 2011.
- [87] C. Skierbiszewski, M. Siekacz, H. Turski, G. Muzioł, M. Sawicka, A. Feduniewicz-Żmuda, J. Smalc-Koziorowska, P. Perlin, S. Grzanka, Z.R. Wasilewski, R. Kucharski, S. Porowski, InGaN laser diodes operating at 450–460 nm grown by rf-plasma MBE, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 30, no. 2, p. 02B102, 2012.
- [88] M. Hansen, J. Piprek, P.M. Pattison, J.S. Speck, S. Nakamura, S.P. DenBaars, Higher efficiency InGaN laser diodes with an improved quantum well capping configuration, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 22, pp. 4275–4277, 2002.

- [89] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho, InGaN/GaN/AlGaIn-based laser diodes with cleaved facets grown on GaN substrates, *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 6, pp. 832–834, 1998.
- [90] S. Ito, T. Kamikawa, Y. Ueta, K. Takatani, Y. Yamasaki, T. Yuasa, M. Taneya, High power violet laser diodes with crack-free layers on GaN substrates, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 204, no. 6, pp. 2073–2076, 2007.
- [91] P. Perlin, K. Holc, M. Sarzyński, W. Scheibenzuber, Ł. Marona, R. Czernecki, M. Leszczyński, M. Bockowski, I. Grzegory, S. Porowski, G. Cywiński, P. Firek, J. Szmidt, U. Schwarz, T. Suski, Application of a composite plasmonic substrate for the suppression of an electromagnetic mode leakage in InGaIn laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 26, p. 261108, 2009.
- [92] C. Zeng, S.M. Zhang, L. Ji, H.-B. Wang, D.G. Zhao, J.J. Zhu, Z.S. Liu, D.S. Jiang, Q. Cao, M. Chong, L.H. Duan, H. Wang, Y.S. Shi, S.Y. Liu, H. Yang, L.H. Chen, Room-Temperature Continuous-Wave Operation of InGaIn-Based Blue-Violet Laser Diodes with a Lifetime of 15.6 Hours, *Chinese Physics Letters*, vol. 27, no. 11, p. 114215, 2010.
- [93] H. Braun, S. Rogowsky, U.T. Schwarz, S. Brünighoff, A. Lell, S. Lutgen, U. Strauß, Supermodes in Broad Ridge (Al,In)GaIn Laser Diodes, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 9, pp. 1074–1083, 2009.
- [94] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Matsushita, T. Mukai, Blue InGaIn-based laser diodes with an emission wavelength of 450 nm, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 1, pp. 22–24, 2000.
- [95] M. Kuramoto, Y. Hisanaga, A. Kimura, N. Futagawa, A.A. Yamaguchi, M. Nido, M. Mizuta, An alloy semiconductor system with a tailorable band-tail and its application to high-performance laser operation: II. Experimental study on InGaIn MQW laser for optimization of differential gain characteristics tuned by In compositional fluctuation, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 9, pp. 770–775, 2001.
- [96] S.N. Lee, S.Y. Cho, H.Y. Ryu, J.K. Son, H.S. Paek, T. Sakong, T. Jang, K.K. Choi, K.H. Ha, M.H. Yang, O. H. Nam, Y. Park, High-power GaIn-based blue-violet laser diodes with AlGaIn/GaN multiquantum barriers, *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 11, p. 111101, 2006.
- [97] J.K. Son, S.N. Lee, H.S. Paek, T. Sakong, H.K. Kim, Y. Park, H.Y. Ryu, O.H. Nam, J.S. Hwang, Y.H. Cho, Measurement of optical loss variation on thickness of InGaIn optical confinement layers of blue-violet-emitting laser diodes, *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 10, p. 103101, 2008.
- [98] T. Akasaka, H. Gotoh, T. Saito, T. Makimoto, High luminescent efficiency of InGaIn multiple quantum wells grown on InGaIn underlying layers, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 15, pp. 3089–3091, 2004.

- [99] J.K. Son, S.N. Lee, T. Sakong, H.S. Paek, O. Nam, Y. Park, J.S. Hwang, J.Y. Kim, Y.H. Cho, Enhanced optical properties of InGaN MQWs with InGaN underlying layers, *Journal of Crystal Growth*, vol. 287, no. 2, pp. 558–561, 2006.
- [100] K. Fukuda, S. Kohmoto, M. Matsudate, T. Tsukuda, M. Yamada, M. Ohya, K. Naniwae, T. Akagawa, I. Masumoto, C. Sasaoka, Highly reliable blue-violet inner stripe laser diodes using planar regrowth of AlGaIn/GaN superlattice cladding layer, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 204, no. 6, pp. 2094–2097, 2007.
- [101] J.K. Kim, J.L. Lee, J. W. Lee, H.E. Shin, Y.J. Park, T. Kim, Low resistance Pd/Au ohmic contacts to *p*-type GaN using surface treatment, *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 20, pp. 2953–2955, 1998.
- [102] J.S. Kwak, O.H. Nam, Y. Park, Abnormal dependence of contact resistivity on hole concentration in nonalloyed ohmic contacts to *p*-GaIn, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 19, pp. 3554–3556, 2002.
- [103] O.H. Nam, K.H. Ha, J.S. Kwak, S.N. Lee, K.K. Choi, T.H. Chang, S.H. Chae, W.S. Lee, Y.J. Sung, H.S. Paek, J.H. Chae, T. Sakong, Y. Park, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 0, no. 7, pp. 2278–2282, 2003.
- [104] U.T. Schwarz, W. Wegscheider, A. Lell, V. Härle, Nitride-based in-plane laser diodes with vertical current path, *Proceedings of SPIE*, vol. 5365, pp. 267–277, 2004.
- [105] T. Miyoshi, S. Masui, T. Okada, T. Yanamoto, T. Kozaki, S.I. Nagahama, T. Mukai, 510–515 nm InGaIn-Based Green Laser Diodes on *c*-Plane GaIn Substrate, *Applied Physics Express*, vol. 2, no. 6, p. 062201, 2009.
- [106] S. Tomiya, T. Hino, S. Goto, M. Takeya, M. Ikeda, Dislocation Related Issues in the Degradation of GaIn-Based Laser Diodes, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no. 6, pp. 1277–1286, 2004.
- [107] M. Hansen, L.F. Chen, S.H. Lim, S.P. DenBaars, J.S. Speck, Mg-rich precipitates in the *p*-type doping of InGaIn-based laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 14, pp. 2469–2471, 2002.
- [108] J.K. Kim, J.L. Lee, J.W. Lee, Y.J. Park, T. Kim, Effect of Au overlayer on Ni contacts to *p*-type GaIn, *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 17, no. 6, pp. 2675–2678, 1999.
- [109] T. Gessmann, J.W. Graff, Y.L. Li, E.L. Waldron, E.F. Schubert, Ohmic contact technology in III nitrides using polarization effects of cap layers, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 7, pp. 3740–3744, 2002.
- [110] M. Ikeda, T. Mizuno, M. Takeya, S. Goto, S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji, T. Hashizu, High-power GaIn-based semiconductor lasers, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 1, no. 6, pp. 1461–1467, 2004.
- [111] T. Asano, M. Takeya, T. Mizuno, S. Ikeda, Y. Ohfuji, T. Fujimoto, K. Oikawa, S. Goto, T. Hashizu, K. Aga, M. Ikeda, Over 100-mW blue-violet laser diodes for Blu-ray Disc system, *Proceedings of SPIE*, vol. 5365, pp. 297–305, 2004.

- [112] C. Vierheilg, C. Eichler, S. Tautz, A. Lell, J. Müller, F. Kopp, B. Stojetz, T. Hager, G. Brüderl, A. Avramescu, T. Lermer, J. Ristic, U. Strauss, Beyond blue pico laser: de-velopment of high power blue and low power direct green, *Proceedings of SPIE*, vol. 8277, p. 82770K, 2012.
- [113] S. Nikishin, I. Chary, B. Borisov, V. Kuryatkov, Yu. Kudryavtsev, R. Asomoza, S. Yu. Karpov, M. Holtz, Mechanism of carrier injection in (Ni/Au)/p-Al_xGa_{1-x}N: Mg (0≤x<0.1) Ohmic contacts, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 16, p. 163502, 2009.
- [114] P. Perlin, C. Kisielowski, L. Mattos, N.A. Shapiro, J. Kruger, J. Yang, E.R. Weber, The magnitude of the piezoelectric effect in InGaN Quantum Wells, *Proceedings of MRSS*, vol. 512, pp. 187–192, 1998.
- [115] K. Kosiel, J. Muszalski, A. Szerling, M. Bugajski, High power (>1 W) room-temperature (300 K) 980 nm continuous-wave AlGaAs/InGaAs/GaAs semiconductor lasers, *Optica Applicata*, vol. 37, no. 4, pp. 423–432, 2007.
- [116] W.S. Tan, K. Takahashi, V. Bousquet, A. Ariyoshi, Y. Tsuda, M. Ohta, M. Kauer, Blue-Violet Inner Stripe Laser Diodes Using Lattice Matched AllnN as Current Confinement Layer for High Power Operation, *Applied Physics Express*, vol. 2, no. 11, p. 112101, 2009.
- [117] H.Y. Ryu, K.H. Ha, J.K. Son, H.S. Paek, Y.J. Sung, K.S. Kim, H.K. Kim, Y. Park, S.N. Lee, O.H. Nam, Comparison of output power of InGaN laser diodes for different Al compositions in the AlGa_N n-cladding layer, *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 10, p. 103102, 2009.
- [118] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho, Continuous-wave operation of InGa_N/Ga_N/AlGa_N-based laser diodes grown on Ga_N substrates, *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 16, pp. 2014–2016, 1998.
- [119] W.S. Tan, M. Kauer, S.E. Hooper, J.M. Barnes, M. Rossetti, T.M. Smeeton, V. Bousquet J. Heffernan, High-power and long-lifetime InGa_N blue-violet laser diodes grown by molecular beam epitaxy, *Electronics Letters*, vol. 44, no. 5, pp. 351–352, 2008.
- [120] H.Y. Ryu, K.H. Ha, J.K. Son, S.N. Lee, H.S. Paek, T. Jang, Y.J. Sung, K.S. Kim, H.K. Kim, Y. Park, O.H. Nam, Determination of internal parameters in blue InGa_N laser diodes by the measurement of cavity-length dependent characteristics, *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 1, p. 011105, 2008.
- [121] T. Hager, G. Brüderl, T. Lermer, S. Tautz, A. Gomez-Iglesias, J. Müller, A. Avramescu, C. Eichler, S. Gerhard, U. Strauss, Current dependence of electro-optical parameters in green and blue (Alln)Ga_N laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 17, p. 171109, 2012.
- [122] S.N. Lee, H.Y. Ryu, H.S. Paek, J.K. Son, T. Sakong, T. Jang, Y.J. Sung, K.S. Kim, K.H. Ha, O.H. Nam, Y. Park, Inhomogeneity of InGa_N quantum wells in Ga_N-based blue laser diodes, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 4, no. 7, pp. 2788–2792, 2007.

- [123] H.Y. Ryu, K.H. Ha, Cavity-length dependent thermal characteristics of InGaN blue laser diodes, *Electronics Letters*, vol. 45, no. 3, pp. 164–165, 2009.
- [124] H.Y. Ryu, K.H. Ha, S.N. Lee, T. Jang, H.K. Kim, J.K. Son, J.H. Chae, K.S. Kim, K.K. Choi, H.S. Paek, Y.J. Sung, T. Sakong, O.H. Nam, Y.J. Park, Negative characteristic temperature of InGaN blue multiple-quantum-well laser diodes, *Physics Status Solidi (c)*, vol. 4, no. 1, pp. 70–73, 2007.
- [125] H.Y. Ryu, K.H. Ha, S.N. Lee, T. Jang, H.K. Kim, J.H. Chae, K.S. Kim, K.K. Choi, J.K. Son, H.S. Paek, Y.J. Sung, T. Sakong, O.H. Nam, Y.J. Park, Highly stable temperature characteristics of InGaN blue laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 3, p. 031122, 2006.
- [126] C. Skierbiszewski, M. Siekacz, H. Turski, G. Muziol, M. Sawicka, P. Perlin, Z.R. Wasilewski, S. Porowski, MBE fabrication of III-N-based laser diodes and its development to industrial system, *Journal of Crystal Growth*, vol. 378, pp. 278–282. 2013.
- [127] S. Stańczyk, A. Kafar, G. Targowski, P. Wiśniewski, I. Makarowa, T. Suski, P. Perlin, Thermal properties of InGaN Laser Diodes and Arrays, *Proceedings of SPIE*, vol. 8625, p. 862521, 2013.
- [128] M.X. Feng, S.M. Zhang, D.S. Jiang, J.P. Liu, H. Wang, C. Zeng, Z.C. Li, H.B. Wang, F. Wang, H. Yang, Thermal characterization of GaN-based laser diodes by forward-voltage method, *Journal Of Applied Physics*, vol. 111, no. 9, p. 094513, 2012.
- [129] W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, T. Lermer, S. Lutgen, U. Strauss, Antiguinding factor of GaN-based laser diodes from UV to green, *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 2, p. 021102, 2010.
- [130] O.H. Nam, K.H. Ha, J.S. Kwak, S.N. Lee, K.K. Choi, T.H. Chang, S.H. Chae, W.S. Lee, Y.J. Sung, H.S. Paek, J.H. Chae, T. Sakong, J.K. Son, H.Y. Ryu, Y.H. Kim, Y. Park, Characteristics of GaN-based laser diodes for post-DVD applications, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2717–2720, 2004
- [131] M. Takeya, T. Hashizu, M. Ikeda, Degradation of GaN-based High-power Lasers and Recent Advancements, *Proceedings of SPIE*, vol. 5738, pp. 63–71, 2005.
- [132] A. Michiue, T. Miyoshi, T. Yanamoto, T. Kozaki, S.I. Nagahama, Y. Narukawa, M. Sano, T. Yamada, T. Mukai, Recent development of nitride LEDs and LDs, *Proceedings of SPIE*, vol. 7216, p. 72161Z, 2009.
- [133] S. Tomiya, O. Gotob, M. Ikeda, Structural Defects and Degradation of High Power Pure-Blue GaN based Laser Diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 6894, p. 68940N, 2008.
- [134] H.Y. Ryu, K.H. Ha, S.N. Lee, K.K. Choi, T. Jang, J.K. Son, J.H. Chae, S.H. Chae, H.S. Paek, Y.J. Sung, T. Sakong, H.G. Kim, K.S. Kim, Y.H. Kim, O.H. Nam, Y.J. Park, Single-Mode Blue-Violet Laser Diodes With Low Beam Divergence

- and High COD Level, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 9, pp. 1001–1003, 2006.
- [135] T. Wipiejewski, D.B. Young, B.J. Thibeault, L.A. Coldren, Thermal Crosstalk in 4 x 4 Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 8, pp. 980–982, 1996.
- [136] K. Sato, M. Murakami, Experimental Investigation of Thermal Crosstalk in a Distributed Feedback Laser Array, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 6, pp. 501–503, 1991.
- [137] M. Guina, T. Leinonen, A. Härkönen, M. Pessa, High-power disk lasers based on dilute nitride heterostructures, *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 12, p. 125019, 2009.
- [138] O.J.F. Martin, G.L. Bona, P. Wolf, Thermal Behavior of Visible AlGaInP-GaInP Ridge Laser Diodes, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 11, pp. 2582–2588, 1992.
- [139] E. Dąbrowska, M. Teodorczyk, G. Sobczak, A. Małag, Badanie naprężeń wprowadzanych do diod laserowych podczas montażu za pomocą In oraz stopu eutektycznego AuSn, *Materiały Elektrotechniczne*, vol. 37, no. 4, pp. 13–31, 2009.
- [140] J. Fu, R. Yang, G. Chen, J.P. Fleurial, G.J. Snyder, Integrated electroplated heat spreaders for high power semiconductor lasers, *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 6, p. 064907, 2008.
- [141] D.I. Florescu, V.M. Asnin, F.H. Pollak, R.J. Molnar, C.E.C. Wood, High spatial resolution thermal conductivity and Raman spectroscopy investigation of hydride vapor phase epitaxy grown n-GaN/sapphire (0001): Doping dependence, *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 6, pp. 3295–300, 2000.
- [142] H. Shibata, Y. Waseda, K. Shimoyama, K. Kiyomi, H. Nagaoka, Gallium nitride-based material and method of manufacturing the same, Patent Application Publication US 2009/0081110 A1.
- [143] *CRC Materials Science and Engineering Handbook*, edited by J.F. Shackelford, W. Alexander, CRC Press Third Edition, 2001.
- [144] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, edited by D.R. Lide, Internet Version 2005.
- [145] P. Robogiannakis, E.D. Kyriakis-Bitzaros, K. Minoglou, S. Katsafouros, A. Kostopoulos, G. Konstantinidis, G. Halkias, Heterogeneous integration technique of optoelectronic dies to CMOS circuits via metallic bonding, Electronics Systemintegration Technology Conference, *Conference Proceedings*, pp. 328–333, 2006.
- [146] X.C. Tong, *Advanced Materials for Thermal Management of Electronic Packaging*, edited by K. Itoh, T. Lee, T. Sakurai, M.C. Sansen, D. Schmitt-Landsiedel, Springer Series in Advanced Microelectronics, vol. 30, 2011.

- [147] Z. Zhang, G.Q. Lu, Pressure-Assisted Low-Temperature Sintering of Silver Paste as an Alternative Die-Attach Solution to Solder Reflow, *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, vol. 25, no. 4, pp. 279–283, 2002.
- [148] J.G. Bai, Z.Z. Zhang, J.N. Calata, G.Q. Lu, Characterization of Low-Temperature Sintered Nanoscale Silver Paste for Attaching Semiconductor Devices, Conference on High Density Microsystem Design and Packaging and Component Failure Analysis, *IEEE Proceedings*, p. 1–5, 2005.
- [149] S.V. Kidalov, F.M. Shakhov, Thermal Conductivity of Diamond Composites, *Materials*, vol. 2, no. 4, pp. 2467–2495, 2009.
- [150] K. Yoshida, H. Morigami, Thermal properties of diamond/copper composite material, *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 2, pp. 303–308, 2004.
- [151] J.H. Kuang, M.T. Sheen, C.F. H. Chang, C.C. Chen, G.L. Wang, W.H. Cheng, Effect of Temperature Cycling on Joint Strength of PbSn and AuSn Solders in Laser Packages, *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, vol. 24, no. 4, pp. 563–568, 2001.
- [152] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert, 20 W continuous wave reliable operation of 980 nm broad-area single emitter diode lasers with an aperture of 96 μm , *Proceedings of SPIE*, vol. 7198, p. 719814, 2009.
- [153] J. Kinoshita, Y. Kawasaki, Y. Takeda, M. Ueno, 53.3: New Light-bar Emitting Phosphor-converted White Line Light Pumped by InGaN/GaN Laser Diode for Edge-lit Backlight Unit Applications, *Symposium Digest of Technical Papers*, vol. 42, pp. 781–784, 2011.
- [154] P. Perlin, Ł. Marona, M. Leszczynski, T. Suski, P. Wisniewski, R. Czernecki, I. Grzegory, Degradation Mechanisms of InGaN Laser Diodes, *Proceedings of IEEE*, vol. 98, pp. 1214–1219, 2010.
- [155] L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, M. Leszczynski, Degradation mechanisms in InGaN laser diodes grown on bulk GaN crystals, *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 20, p. 201111, 2006.
- [156] P. Prystawko, R. Czernetzki, L. Gorczyca, G. Targowski, P. Wisniewski, P. Perlin, M. Zielinski, T. Suski, M. Leszczynski, I. Grzegory, S. Porowski, High-power laser structures grown on bulk GaN crystals, *Journal of Crystal Growth*, vol. 272, no. 1–4, pp. 274–277, 2004.
- [157] H.Y. Ryu, K.H. Ha, J.H. Chae, O.H. Nam, Y.J. Park, Measurement of junction temperature in GaN-based laser diodes using voltage-temperature characteristics, *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 9, p. 093506, 2005.
- [158] J. Piprek, R.K. Sink, M.A. Hansen, J.E. Bowers, S.P. DenBaars, Simulation and Optimization of 420 nm InGaN/GaN Laser Diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 3944, pp. 1–12, 2000.

- [159] J. Piprek, S. Nakamura, Physics of high-power InGaN/GaN lasers, *Optoelectronics, IEE Proceedings*, vol. 149, no. 4, pp. 145–151, 2002.
- [160] G.I. Hatakoshi, M. Onomura, M. Yamamoto, S.Y. Nunoue, K. Itaya, M. Ishikawa, Thermal Analysis for GaN Laser Diodes, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, no. 5A, pp. 2764–2768, 1999.
- [161] G. Hatakoshi, M. Onomura, M. Ishikawa, Optical, electrical and thermal analysis for GaN semiconductor lasers, *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 14, no. 4, pp. 303–323, 2001.
- [162] Y.K. Kuo, Y.A. Chang, Effects of Electronic Current Overflow and Inhomogeneous Carrier Distribution on InGaN Quantum-Well Laser Performance, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 5, pp. 437–444, 2004.
- [163] S.H. Yen, B.T. Liou, M.L. Chen, Y.K. Kuo, Piezoelectric and thermal effects on optical properties of violet-blue InGaN lasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 5628, pp. 156–163, 2005.
- [164] S.H. Yen, B.J. Chen, Y.K. Kuo, Simulation of InGaN violet and ultraviolet multiple-quantum-well laser diodes, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 38, no. 12–14, pp. 1029–1037, 2006.
- [165] H.Y. Ryu, K.H. Ha, Effect of active-layer structures on temperature characteristics of InGaN blue laser diodes, *Optics Express*, vol. 16, no. 14, pp. 10849–10857, 2008.
- [166] G.A. Smolyakov, P.G. Eliseev, M. Osiński, Effects of Resonant Mode Coupling on Optical Characteristics of InGaN–GaN–AlGaIn Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, no. 4, pp. 517–524, 2005.
- [167] H. Zhao, N. Tansu, Optical gain characteristics of staggered InGaN quantum wells lasers, *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no.11, p. 113110, 2010.
- [168] P. Perlin, T. Czystanowski, L. Marona, S. Grzanka, A. Kafar, S. Stanczyk, T. Suski, M. Leszczyński, M. Boćkowski, G. Muzioł, M. Kuc, R. Sarzała, Highly doped GaN: a material for plasmonic claddings for blue/green InGaN laser diodes, *Proceedings of SPIE*, vol. 8262, p. 826216, 2012.
- [169] N. Kudsieh, M. Khizar, A. Shah, M.Y.A. Raja, Transient Thermal Analysis of InGaN/GaN Laser Diodes, High-Capacity Optical Networks and Enabling Technologies (HONET), 2010, pp. 121–127.
- [170] M.X.Feng, S.M. Zhang, D.S. Jiang, J.P. Liu, H. Wang, C. Zeng, Z.C. Li, H.B. Wang, F. Wang, H. Yang, Thermal analysis of GaN laser diodes in a package structure, *Chinese Physics B*, vol. 21, no. 8, p. 084209, 2012.
- [171] A. Tomczyk, R.P. Sarzała, T. Czystanowski, M. Wasiak, W. Nakwaski, Fully self-consistent three-dimensional model of edge-emitting nitride diode lasers, *Opto-Electronics Review*, vol. 11, no. 1, pp. 65–75, 2003.

- [172] B. Mroziwicz, M. Bugajski, Wł. Nakwaski, *Lasery półprzewodnikowe*, Warszawa, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1985.
- [173] A. Witek, Some aspects of thermal conductivity of isotopically pure diamond – a comparison with nitrides, *Diamond and Related Materials*, vol. 7, no. 7, pp. 962–964, 1998.
- [174] S. Krukowski, A. Witek, J. Adamczyk, J. Jun, M. Bockowski, I. Grzegory, B. Lucznik, G. Nowak, M. Wróblewski, A. Presz, S. Gierlotka, S. Stelmach, B. Palosz, S. Porowski, P. Zinn, Thermal properties of indium nitride, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 59, no. 3, pp. 289–295, 1998.
- [175] E.K. Sichel, J.I. Pankove, Thermal conductivity of GaN, 25–360 K, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 38, no. 3, p. 330.
- [176] C.Y. Luo, H. Marchand, D.R. Clarke, S.P. DenBaars, Thermal conductivity of lateral epitaxial overgrown GaN films, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 26, pp. 4151–4153, 1999.
- [177] G.A. Slack, L.J. Schowalter, D. Morelli, J.A. Freitas Jr., Some effects of oxygen impurities on AlN and GaN, *Journal of Crystal Growth*, vol. 246, no. 3–4, pp. 287–298, 2002.
- [178] A. Jeżowski, P. Stachowia, T. Plackowski, T. Suski, S. Krukowski, M. Boćkowski, I. Grzegory, B. Danilchenko, T. Paszkiewicz, Thermal conductivity of GaN crystals grown by high pressure method, *Physica Status Solidi B*, vol. 240, no. 2, pp. 447–450, 2003.
- [179] W. Liu, A.A. Balandin, Temperature dependence of thermal conductivity of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ thin films measured by the differential 3ω technique, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 22, pp. 5230–5232, 2004.
- [180] W. Liu, A.A. Balandin, C. Lee, H.Y. Lee, Increased thermal conductivity of free-standing low-dislocation-density GaN films, *Physica Status Solidi A*, vol. 202, no. 12, pp. R135–R137, 2005.
- [181] Y. Oshima, T. Suzuki, T. Eri, Y. Kawaguchi, K. Watanabe, M. Shibata, T. Mishima, Thermal and optical properties of bulk GaN crystals fabricated through hydride vapor phase epitaxy with void-assisted separation, *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 10, p. 103509, 2005.
- [182] C. Mion, J.F. Muth, E.A. Preble, D. Hanser, Accurate dependence of gallium nitride thermal conductivity on dislocation density, *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 9, p. 092123, 2006.
- [183] H. Shibata, Y. Waseda, H. Ohta, K. Kiyomi, K. Shimoyama, K. Fujito, H. Nagaoka, Y. Kagamitani, R. Simura, T. Fukuda, High Thermal Conductivity of Gallium Nitride (GaN) Crystals Grown by HVPE Process, *Materials Transactions*, vol. 48, no. 10, pp. 2782–2786, 2007.
- [184] Y. Oshima, T. Yoshida, T. Eri, M. Shibata, T. Mishima, Thermal and electrical properties of high-quality freestanding GaN wafers with high carrier concentration, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 4, no. 7, pp. 2215–2218, 2007.

- [185] E. Richter, M. Gründer, B. Schineller, F. Brunner, U. Zeimer, C. Netzel, M. Weyers, G. Tränkle, GaN boules grown by high rate HVPE, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 8, no. 5, pp. 1450–1454, 2011.
- [186] A. Jeżowski, B.A. Danilchenko, M. Boćkowski, I. Grzegory, S. Krukowski, T. Suski, T. Paszkiewicz, Thermal conductivity of GaN crystals in 4.2–300 K range, *Solid State Communications*, vol. 128, no. 2–3, pp. 69–73, 2003.
- [187] V.M. Asnin, F.H. Pollak, J. Ramer, M. Schurman, I. Ferguson, High spatial resolution thermal conductivity of lateral epitaxial overgrown GaN/sapphire (0001) using a scanning thermal microscope, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 9, pp. 1240–1242, 1999.
- [188] D.I. Florescu, V.M. Asnin, F.H. Pollak, A.M. Jones, J.C. Ramer, M.J. Schurman, I. Ferguson, Thermal conductivity of fully and partially coalesced lateral epitaxial overgrown GaN/sapphire (0001) by scanning thermal microscopy, *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 10, pp. 1464–1466, 2000.
- [189] K. Jagannadham, E.A. Berkman, N. Elmasry, Thermal conductivity of semi-insulating, p-type, and n-type GaN films on sapphire, *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 26, no. 3, pp. 375–379, 2008.
- [190] Y.K. Koh, Y. Cao, D.G. Cahill, D. Jena, Heat-Transport Mechanisms in Superlattices, *Advanced Functional Materials*, vol. 19, no. 4, pp. 610–615, 2009.
- [191] G.A. Slack, R.A. Tanzilli, R.O. Pohl, J.W. Vandersande, The intrinsic thermal conductivity of AlN, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 48, no. 7, pp. 641–647, 1987.
- [192] J.C. Rojo, L.J. Schowalter, K. Morgan, D.I. Florescu, F.H. Pollak, B. Raghoechamachar, M. Dudley, Single-Crystal Aluminum Nitride Substrate Preparation from Bulk Crystals, *Proceedings of MRSS*, vol. 680E, p. E211, 2001.
- [193] R.T. Bondokov, S.G. Mueller, K.E. Morgan, G.A. Slack, S. Schujman, M.C. Wood, J.A. Smart, L.J. Schowalter, Large-area AlN substrates for electronic applications: An industrial perspective, *Journal of Crystal Growth*, vol. 310, no. 17, pp. 4020–4026, 2008.
- [194] S.R. Choi, D. Kim, S.H. Choa, S.H. Lee, J.K. Kim, Thermal Conductivity of AlN and SiC Thin Films, *International Journal of Thermophysics*, vol. 27, no. 3, pp. 896–905, 2006.
- [195] H. Tong, J. Zhang, H. Zhao, G. Liu, V.A. Handara, J.A. Herbsommer, N. Tansu, Thermal Conductivity Measurement of Pulsed-MOVPE InN Alloy Grown on GaN/Sapphire by 3ω Method, *Proceedings of SPIE*, vol. 7602, p. 76020U, 2010.
- [196] A.X. Levander, T. Tong, K.M. Yu, J. Suh, D. Fu, R. Zhang, H. Lu, W.J. Schaff, O. Dubon, W. Walukiewicz, D.G. Cahill, J. Wu, Effects of point defects on

- thermal and thermoelectric properties of InN, *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 1, p. 012108, 2011.
- [197] *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, edited by S. Adachi, John Wiley & Sons, Ltd, 2009.
- [198] J. Zou, D. Kotchetkov, A.A. Balandina, D.I. Florescu, F.H. Pollak, Thermal conductivity of GaN films: Effects of impurities and dislocations, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 5, pp. 2534–2539, 2002.
- [199] Z. Liliental-Weber, J. Jasinski, D.N. Zakharov, GaN grown in polar and non-polar directions, *Opto-Electronics Review*, vol. 12, no. 4, pp. 339–346, 2004.
- [200] T. Paskova, K.R. Evans, GaN Substrates – Progress, Status, and Prospects, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 4, pp. 1041–1052, 2009.
- [201] W. Nakwaski, Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III-V compounds, *Journal of Applied Physics*, vol. 64, no. 1, pp. 159–166, 1988.
- [202] B.C. Daly, H.J. Maris, A.V. Nurmikko, M. Kuball, J. Han, Optical pump-and-probe measurement of the thermal conductivity of nitride thin films, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 7, pp. 3820–3824, 2002.
- [203] B.N. Pantha, R. Dahal, J. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, G. Pomrenke, Thermoelectric properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ alloys, *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 4, p. 042112, 2008.
- [204] S. Adachi, Lattice thermal conductivity of group-IV and III-V semiconductor alloys, *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 6, p. 063502, 2007.
- [205] *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*, edited by J. Piprek, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [206] Z. Su, L. Huang, F. Liu, J.P. Freedman, L.M. Porter, R.F. Davis, J.A. Malen, Layer-by-layer thermal conductivities of the Group III nitride films in blue/green light emitting diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 20, p. 201106, 2012.
- [207] S. Barman, G.P. Srivastava, Temperature dependence of the thermal conductivity of different forms of diamond, *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 12, p.123507, 2007.
- [208] A.V. Sukhadolau, E.V. Ivakin, V.G. Ralchenko, A.V. Khomich, A.V. Vlasov, A.F. Popovich, Thermal conductivity of CVD diamond at elevated temperatures, *Diamond & Related Materials*, vol. 14, no. 3–7, pp. 589–593, 2005.
- [209] B. Heying, I. Smorchkova, C. Poblenz, C. Elsass, P. Fini, S. Den Baars, U. Mishra, J.S. Speck, Optimization of the surface morphologies and electron mobilities in GaN grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 18, pp. 2885–2887, 2000.

- [210] E. Iliopoulos, M. Zervos, A. Adikimenakis, K. Tsagaraki, A. Georgakilas, Properties of Si-doped GaN and AlGaN/GaN heterostructures grown by RF-MBE on high resistivity Fe-doped GaN, *Superlattices and Microstructures*, vol. 40, no. 4–6, pp. 313–319, 2006.
- [211] G. Koblmüller, F. Wu, T. Mates, J.S. Speck, S. Fernández-Garrido, E. Calleja, High electron mobility GaN grown under N-rich conditions by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 22, p. 221905, 2007.
- [212] H.M. Ng, D. Doppalapudi, T.D. Moustakas, N.G. Weimann, L.F. Eastman, The role of dislocation scattering in *n*-type GaN films, *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 6, pp. 821–823, 1998.
- [213] K. Subba Ramaiah, Y.K. Su, S.J. Chang, F.S. Juang, C.H. Chen, Photoluminescence characteristics of Mg- and Si-doped GaN thin films grown by MOCVD technique, *Journal of Crystal Growth*, vol. 220, no. 4, pp. 405–412, 2000.
- [214] K. Kusakabe, T. Furuzuki, K. Ohkawa, Improvement of electrical property of Si-doped GaN grown on *r*-plane sapphire by metalorganic vapor-phase epitaxy, *Physica B*, vol. 376–377, pp. 520–522, 2006.
- [215] A.J. Ptak, L.J. Holbert, L. Ting, C.H. Swartz, M. Moldovan, N.C. Giles, T.H. Myers, P. Van Lierde, C. Tian, R.A. Hockett, S. Mitha, A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry, Controlled oxygen doping of GaN using plasma assisted molecular-beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 17, pp. 2740–2742, 2001.
- [216] M. Rummukainen, J. Oila, A. Laakso, K. Saarinen, A.J. Ptak, T.H. Myers, Vacancy defects in O-doped GaN grown by molecular-beam epitaxy: The role of growth polarity and stoichiometry, *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 24, pp. 4887–4889, 2004.
- [217] J. Simon, D. Jena, Effect of growth conditions on the conductivity of Mg doped *p*-type GaN by Molecular Beam Epitaxy, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 205, no. 5, pp.1074–1077, 2008.
- [218] P. Kozodoy, H. Xing, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, A. Saxler, R. Perrin, S. Elhamri, W.C. Mitchel, Heavy doping effects in Mg-doped GaN, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 4, pp. 1832–1835, 2000.
- [219] I.P. Smorchkova, E. Haus, B. Heying, P. Kozodoy, P. Fini, J.P. Ibbetson, S. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, Mg doping of GaN layers grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 6, pp. 718–720, 2000.
- [220] C. Skierbiszewski, From High Electron Mobility GaN/AlGaN Heterostructures to Blue-Violet InGaN Laser Diodes. Perspectives of MBE for Nitride Optoelectronics, *Acta Physica Polonica A*, vol. 108, no. 4, pp. 635–651, 2005.

- [221] T.A. Komissarova, V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, N.M. Shmidt, B.Ya. Ber, D.Yu. Kasantsev, S.V. Ivanov, Electrical properties of Mg-doped GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 6, no. S2, pp. S466–S469, 2009.
- [222] M. Zhang, P. Bhattacharya, W. Guo, A. Banerjee, Mg doping of GaN grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy under nitrogen-rich conditions, *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 13, p. 132103, 2010.
- [223] R.R. Lieten, V. Motsnyi, L. Zhang, K. Cheng, M. Leys, S. Degroote, G. Buchowicz, O. Dubon, G. Borghs, Mg doping of GaN by molecular beam epitaxy, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 13, p. 135406, 2011.
- [224] C.A. Hurni, J.R. Lang, P.G. Burke, J.S. Speck, Effects of growth temperature on Mg-doped GaN grown by ammonia molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 10, p. 102106, 2012.
- [225] T.D. Moustakas, E. Iliopoulos, A.V. Sampath, H.M. Ng, D. Doppalapudi, M. Misra, D. Korakakis, R. Singh, Growth and device applications of III-nitrides by MBE, *Journal of Crystal Growth*, vol. 227–228, pp. 13–20, 2001.
- [226] A. Bhattacharyya, W. Li, J. Cabalu, T.D. Moustakas, D.J. Smith, R.L. Hervig, Efficient *p*-type doping of GaN films by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 21, pp. 4956–4958, 2004.
- [227] S.D. Burnham, G. Namkoong, W. Henderson, W.A. Doolittle, Mg doped GaN using a valved, thermally energetic source: enhanced incorporation, and control, *Journal of Crystal Growth*, vol. 279, no. 1–2, pp. 26–30, 2005.
- [228] A. Dussaigne, B. Damilano, J. Brault, J. Massies, E. Feltin, N. Grandjean, High doping level in Mg-doped GaN layers grown at low temperature, *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 1, p. 013110, 2008.
- [229] Z.Y. Fan, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Recent advances in III-nitride UV Materials and Devices, Proceedings of the International Symposia, *The Electrochemical Society*, p. 24, 2004.
- [230] M.L. Nakarmi, K.H. Kim, K. Zhu, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Transport properties of highly conductive *n*-type Al-rich $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x \geq 0.7$), *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 17, pp. 3769–3771, 2004.
- [231] V. Lebedev, F.M. Morales, H. Romanus, G. Ecke, V. Cimalla, M. Himmerlich, S. Krischok, J.A. Schaefer, O. Ambacher, Doping efficiency and segregation of Si in AlN grown by molecular beam epitaxy, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 3, no. 6, pp. 1420–1424, 2006.
- [232] S.B. Thapa, J. Hertkorn, F. Scholz, G.M. Prinz, R.A.R. Leute, M. Feneberg, K. Thonke, R. Sauer, O. Klein, J. Biskupek, U. Kaiser, Growth and studies of Si-doped AlN layers, *Journal of Crystal Growth* 310 (2008) 4939–4941.
- [233] Y. Taniyasu, M. Kasu, T. Makimoto, An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres, *Nature*, vol. 441, no. 7091, pp. 325–328, 2006.

- [234] K.B. Nam, M.L. Nakarmi, J. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Mg acceptor level in AlN probed by deep ultraviolet photoluminescence, *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 5, pp. 878–880, 2003.
- [235] M.L. Nakarmi, N. Nepal, C. Ugolini, T.M. Altahtamouni, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Correlation between optical and electrical properties of Mg-doped AlN epilayers, *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 15, p. 152120, 2006.
- [236] S. Suihkonen, J. Sormunen, V.T. Rangel-Kuoppa, H. Koskenvaara, M. Sopanen, Growth of InN by vertical flow MOVPE, *Journal of Crystal Growth*, vol. 291, no. 1, pp. 8–11, 2006.
- [237] S.P. Fu, T.J. Lin, W.S. Su, C.Y. Shieh, Y.F. Chen, C.A. Chang, N.C. Chen, P.H. Chang, Influence of hydrogenation on surface morphologies, transport, and optical properties of InN epilayers, *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 12, p. 126102, 2006.
- [238] E.S. Hwang, E.M. Park, E.K. Suh, C.H. Hong, H.J. Lee, X. Wang, A. Yoshikawa, Electron Transport in InN Layers Grown by Plasma-Assisted Molecular Beam Epitaxy, *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 48, no. 1, pp. 93–97, 2006.
- [239] K. Mitamura, T. Honke, J. Ohta, A. Kobayashi, H. Fujioka, M. Oshima, Characteristics of InN grown directly on Al₂O₃ (0001) substrates by pulsed laser deposition, *Journal of Crystal Growth*, vol. 311, no. 5, pp. 1316–1320, 2009.
- [240] A. Uedono, S.F. Chichibu, M. Higashiwaki, T. Matsui, T. Ohdaira, R. Suzuki, Vacancy-type defects in Si-doped InN grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy probed using monoenergetic positron beams, *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 4, p. 043514, 2005.
- [241] C. Rauch, F. Reurings, F. Tuomisto, T.D. Veal, C.F. McConville, H. Lu, W.J. Schaff, C.S. Gallinat, G. Koblmüller, J.S. Speck, W. Egger, B. Lowe, L. Ravelli, S. Sojak, In-vacancies in Si-doped InN, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 207, no. 5, pp. 1083–1086, 2010.
- [242] M. Fujiwara, Y. Ishitani, X. Wang, S.B. Che, A. Yoshikawa, Infrared analysis of hole properties of Mg-doped *p*-type InN films, *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 23, p. 231903, 2008.
- [243] L.H. Dmowski, M. Baj, T. Suski, J. Przybytek, R. Czernecki, X. Wang, A. Yoshikawa, H. Lu, W.J. Schaff, D. Muto, Y. Nanishi, Search for free holes in InN:Mg-interplay between surface layer and Mg-acceptor doped interior, *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 12, p. 123713, 2009.
- [244] W. Walukiewicz, R.E. Jones, S.X. Li, K.M. Yu, J.W. Ager III, E.E. Haller, H. Lu, W.J. Schaff, Dopants and defects in InN and InGaN alloys, *Journal of Crystal Growth*, vol. 288, no. 2, pp. 278–282, 2006.
- [245] N. Miller, J.W. Ager III, R.E. Jones, H.M. Smith III, M.A. Mayer, K.M. Yu, M.E. Hawkrige, Z. Liliental-Weber, E.E. Haller, W. Walukiewicz, W.J. Schaff, C. Gallinat, G. Koblmüller, J.S. Speck, Electrical and electrothermal

- transport in InN: The roles of defects, *Physica B*, vol. 404, no. 23–24, pp. 4862–4865, 2009.
- [246] A. Yoshikawa, X. Wang, Y. Ishitani, A. Uedono, Recent advances and challenges for successful *p*-type control of InN films with Mg acceptor doping by molecular beam epitaxy, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 207, no. 5, pp. 1011–1023, 2010.
- [247] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi, Mg-acceptor activation mechanism and transport characteristics in *p*-type InGaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 6, pp. 3370–3375, 2003.
- [248] D. Korakakis, H.M. Ng, K.F. Ludwig Jr., T.D. Moustakas, Doping Studies of N- and P-Type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Grown by ECR Assisted MBE, *Proceedings of MRSS*, vol. 449, pp. 233–238, 1997.
- [249] I.H. Lee, T.G. Kim, Y. Park, Growth of crack-free AlGaN film on high-temperature thin AlN interlayer, *Journal of Crystal Growth*, vol. 234, no. 2–3, pp. 305–310, 2002.
- [250] T. Xu, C. Thomidis, I. Friel, T.D. Moustakas, Growth and silicon doping of AlGaN films in the entire alloy composition by molecular beam epitaxy, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 2, no. 7, pp. 2220–2223, 2005.
- [251] B. Borisov, V. Kuryatkov, Yu. Kudryavtsev, R. Asomoza, S. Nikishin, D.Y. Song, M. Holtz, H. Temkin, Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.56 \leq x \leq 1$) layers grown by molecular beam epitaxy with ammonia, *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 13, p. 132106, 2005.
- [252] T. Katsuno, Y. Liu, D. Li, H. Miyake, K. Hiramatsu, T. Shibata, M. Tanaka, *n*-type conductivity control of AlGaN with high Al mole fraction, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 3, no. 6, pp. 1435–1438, 2006.
- [253] L. Liang, Z. Rong, X. Zili, Z. Yu, X. Xiangqian, L. Bin, Z. Jianjun, C. Lin, Y. Huiqiang, H. Ping, G. Haimei, Z. Youdou, Silicon Doping Dependence of *n*-Type $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ Layers Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition, *Journal of Rare Earths*, vol. 25, no. 2, pp. 349–352, 2007.
- [254] J. Zhang, L.W. Guo, Z.G. Xing, B.H. Ge, G.J. Ding, M.Z. Peng, H.Q. Jia, J.M. Zhou, H. Chen, Growth of Highly Conductive *n*-Type $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ Film by Using AlN Buffer with Periodical Variation of V/III Ratio, *Chinese Physics Letters*, vol. 25, no. 12, p. 4449, 2008.
- [255] L. Dimitrocnenko, J. Grube, P. Kulis, G. Marcins, B. Polyakov, A. Sarakovskis, M. Springis, I. Tale, AlGaN-InGaN-GaN Near Ultraviolet Light Emitting Diode, *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*, vol. 45, no. 4, pp. 25–32, 2008.
- [256] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki, M. Koike, *p*-type conduction in Mg-doped GaN and $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 5, pp. 593–594, 1994.

- [257] M. Suzuki, J. Nishio, M. Onomura, C. Hongo, Doping characteristics and electrical properties of Mg-doped AlGa_N grown by atmospheric-pressure MOCVD, *Journal of Crystal Growth*, vol. 189–190, no. 1–2, pp. 511–515, 1998.
- [258] H.X. Jiang, J.Y. Lin, AlGa_N and InAlGa_N alloys – epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications, *Opto-Electronics Review*, vol. 10, no. 4, pp. 271–286, 2002.
- [259] S.R. Jeon, Z. Ren, G. Cui, J. Su, M. Gherasimova, J. Han, H.K. Cho, L. Zhou, Investigation of Mg doping in high-Al content *p*-type Al_xGa_{1-x}N (0.3 < *x* < 0.5), *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 8, p. 082107, 2005.
- [260] M.L. Nakarmi, K.H. Kim, M. Khizar, Z.Y. Fan, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Electrical and optical properties of Mg-doped Al_{0.7}Ga_{0.3}N, *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 9, p. 092108, 2005.
- [261] H. Yu, W. Strupinski, S. Butun, E. Ozbay, Mg-doped AlGa_N grown on an AlN/sapphire template by metalorganic chemical vapour deposition, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 203, no. 5, pp. 868–873, 2006.
- [262] A.A. Allerman, M.H. Crawford, M.A. Miller, S.R. Lee, Growth and characterization of Mg-doped AlGa_N-AlN short-period superlattices for deep-UV optoelectronic devices, *Journal of Crystal Growth*, vol. 312, no. 6, pp. 756–761, 2010.
- [263] A. Yildiz, S.B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, M. Bosi, Electron Transport in Ga-Rich In_xGa_{1-x}N Alloys, *Chinese Physics Letters*, vol. 24, no. 10, pp. 2930–2933, 2007.
- [264] A. Yildiz, S.B. Lisesivdin, M. Kasap, M. Bosi, Anomalous temperature dependence of the electrical resistivity in In_{0.17}Ga_{0.83}N, *Solid State Communications*, vol. 149, no. 7–8, pp. 337–340, 2009.
- [265] B.N. Pantha, A. Sedhain, J. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Electrical and optical properties of *p*-type InGa_N, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 26, p. 261904, 2009.
- [266] K. Aryal, B.N. Pantha, J. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Hydrogen generation by solar water splitting using *p*-InGa_N photoelectrochemical cells, *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 5, p. 052110, 2010.
- [267] J. Li, K.B. Nam, K.H. Kim, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Growth and optical properties of In_xAl_yGa_{1-x-y}N quaternary alloys, *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 1, pp. 61–63, 2001.
- [268] J.P. Zhang, H.M. Wang, M.E. Gaevski, C.Q. Chen, Q. Fareed, J.W. Yang, G. Simin, M. Asif Khan, Crack-free thick AlGa_N grown on sapphire using AlN/AlGa_N superlattices for strain management, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 19, pp. 3542–3544, 2002.
- [269] C.Q. Chen, J.P. Zhang, M.E. Gaevski, H.M. Wang, W.H. Sun, R.S.Q. Fareed, J.W. Yang, M. Asif Khan, AlGa_N layers grown on GaN using strain-relief interlayers, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 26, pp. 4961–4963, 2002.

- [270] G. Kipshidze, V. Kuryatkov, K. Zhu, B. Borisov, M. Holtz, S. Nikishin, H. Temkin, AlN/AlGaInN superlattice light-emitting diodes at 280 nm, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 3, pp. 1363–1366, 2003.
- [271] J.K. Sheu, G.C. Chi, M.J. Jou, Improved electrical property of InGaN/GaN light-emitting diodes by using a Mg-doped AlGaIn/GaN superlattices, International Workshop on Nitride Semiconductors, *IPAP Conference Series*, vol. 1, pp. 856–859, 2002.
- [272] J. Li, W. Lin, W. Yang, W. Cai, Q. Pan, X. Lin, S. Li, H. Chen, D. Liu, J. Cai, X. Yu, J. Kang, Design and epitaxy of structural III-nitrides, *Journal of Crystal Growth*, vol. 311, no. 3, pp. 478–481, 2009.
- [273] C.Y. Hu, Y.J. Wang, K. Xu, X.D. Hu, L.S. Yu, Z.J. Yang, B. Shen, G.Y. Zhang, Vertical conductivity of $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ superlattices measured with modified transmission line model, *Journal of Crystal Growth*, vol. 298, pp. 815–818, 2007.
- [274] J.P. Liu, J.B. Limb, J.H. Ryou, W. Lee, D. Yoo, C.A. Horne, R.D. Dupuis, Characteristics of Green Light-Emitting Diodes Using an InGaN:Mg/GaN:Mg Superlattice as p -Type Hole Injection and Contact Layers, *Journal of Electronic Materials*, vol. 37, no. 5, pp. 558–563, 2008.
- [275] T. Sreenidhi, J. Chatterjee, A. DasGupta, N. DasGupta, Optimization of Ohmic Contact for the Fabrication of InGaN/GaN Multiple Quantum Well Blue LED, *Proceedings of SPIE*, vol. 8549, p. 85492M, 2012.
- [276] J. Burm, K. Chu, W.A. Davis, W.J. Schaff, L.F. Eastman, T.J. Eustis, Ultra-low resistive ohmic contacts on $n\text{-GaN}$ using Si implantation, *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 4, pp. 464–466, 1997.
- [277] Z.X. Qin, Z.Z. Chen, Y.Z. Tong, X.M. Ding, X.D. Hu, T.J. Yu, G.Y. Zhang, Study of Ti/Au, Ti/Al/Au, and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to $n\text{-GaN}$, *Applied Physics A*, vol. 78, no. 5, pp. 729–731, 2004.
- [278] J.S. Jang, S.J. Sohn, D. Kim, T.Y. Seong, Formation of low-resistance transparent Ni/Au ohmic contacts to a polarization field-induced $p\text{-InGaIn}/\text{GaN}$ superlattice, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, no. 5, pp. L37–L39, 2006.
- [279] Y.J. Lin, Y.L. Chu, Effects of the thickness of capping layers on electrical properties of Ni ohmic contacts on $p\text{-AlGaIn}$ and $p\text{-GaIn}$ using an ohmic recessed technique, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, no. 8, pp. 1172–1175, 2006.
- [280] M. Onomura, S. Saito, L. Sugiura, M. Nakasuji, K. Sasanuma, J. Nishio, J. Rennie, S.Y. Nunoue, K. Itaya, The analysis of contact resistivity between a p -type GaN layer and electrode in InGaN MQW laser diodes, *Materials Science and Engineering: B*, vol. 59, no. 1–3, pp. 366–369, 1999.
- [281] S. Nikishin, I. Chary, B. Borisov, V. Kuryatkov, Yu. Kudryavtsev, R. Asomoza, S. Yu. Karpov, M. Holtz, Mechanism of carrier injection in $(\text{Ni}/\text{Au})/p\text{-}$

- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ ($0 < x < 0.1$) Ohmic contacts, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 16, p. 163502, 2009.
- [282] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames, Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence, *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 14, p. 141101, 2007.
- [283] D.S. Meyaard, Q. Shan, Q. Dai, J. Cho, E.F. Schubert, M.H. Kim, C. Sone, On the temperature dependence of electron leakage from the active region of GaInN/GaN light-emitting diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 4, p. 041112, 2011.
- [284] R. Aleksiejūnas, M. Sūdžius, V. Gudelis, T. Malinauskas, K. Jarašiūnas, Q. Fareed, R. Gaska, M. S. Shur, J. Zhang, J. Yang, E. Kuokštis, M. A. Khan, Carrier transport and recombination in InGaN/GaN heterostructures, studied by optical four-wave mixing technique, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 0, no. 7, pp. 2686–2690, 2003.
- [285] S.A. Gaikwad, E.P. Samuel, D.S. Patil, D.K. Gautam, Temperature dependent analysis of refractive index, band gap and recombination coefficient in nitride semiconductor lasers, *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, vol. 45, pp. 238–242, 2007.
- [286] A. Dmitriev, A. Oruzhenikov, The rate of radiative recombination in the nitride semiconductors and alloys, *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 6, pp. 3241–3246, 1999.
- [287] M. Zhang, P. Bhattacharya, J. Singh, J. Hinckley, Direct measurement of Augerrecombination in $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells and its impact on the efficiency of $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ multiple quantum well light emitting diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 20, p. 201108, 2009.
- [288] A. Laubsch, W. Bergbauer, M. Sabathil, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, T. Meyer, G. Bruderl, J. Wagner, N. Linder, K. Streubel, B. Hahn, Luminescence properties of thick InGaN quantum-wells, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 6, no. S2, pp. S885–S888, 2009.
- [289] J. Hader, J.V. Moloney, B. Pasenow, S.W. Koch, M. Sabathil, N. Linder, S. Lutgen, On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells, *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 26, p. 261103, 2008.
- [290] S.Y. Karpov, Effect of localized states on internal quantum efficiency of III-nitride LEDs, *Physica Status Solidi PRL*, vol. 4, no. 11, pp. 320–322, 2010.
- [291] A. Vertikov, I. Ozden, A.V. Nurmikko, Diffusion and relaxation of excess carriers in InGaN quantum wells in localized versus extended states, *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 8, pp. 4697–4699, 1999.
- [292] S.M. Olaizola, W.H. Fan, S.A. Hashemizadeh, J.P.R. Wells, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, A.M. Fox, P.J. Parbrook, Time-resolved photoluminescence studies of carrier diffusion in GaN, *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 7, p. 072107, 2006.

- [293] H.C. Wang, S.W. Feng, T. Malinauskas, K. Jarasiunas, C.C. Ting, S. Liu, C.Y. Tsai, Carrier dynamics in InGaN/GaN multiple quantum wells based on different polishing processes of sapphire substrate, *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 24, pp. 7291–7294, 2010.
- [294] P. Ščajev, K. Jarašiūnas, S. Okur, U. Özgür, H. Morkoç, Carrier dynamics in bulk GaN, *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 2, p. 023702, 2012.
- [295] Y.P. Varshni, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149–154, 1967.
- [296] J. Piprek, H. Wenzel, M. Kneissl, Analysis of Wavelength-Dependent Performance Variations of GaN-Based Ultraviolet Lasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 6766, p. 67660H, 2007.
- [297] A.M. Emar, E.A. Berkman, J. Zavada, N.A. El-Masry, S.M. Bedair, Strain relaxation in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum well structures, *Physica status Solidi (c)*, vol. 8, no. 7–8, pp. 2034–2037, 2011.
- [298] Q. Yan, P. Rinke, M. Winkelkemper, A. Qteish, D. Bimberg, M. Scheffler, C.G. Van de Walle, Band parameters and strain effects in ZnO and group-III nitrides, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, no. 1, p. 014037, 2011.
- [299] D. Fritsch, H. Schmidt, M. Grundmann, Band dispersion relations of zincblende and wurtzite InN, *Physical Review B*, vol. 69, no. 16, p. 165204, 2004.
- [300] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höppler, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann, Optical constants of epitaxial AlGaIn films and their temperature dependence, *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 10, pp. 5090–5096, 1997.
- [301] N. Antoine-Vincent, F. Natali, M. Mihailovic, A. Vasson, J. Leymarie, P. Disseix, D. Byrne, F. Semond, J. Massies, Determination of the refractive indices of AlN, GaN, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ grown on (111)Si substrates, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 9, pp. 5222–5226, 2003.
- [302] G. Yu, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Egawa, J. Watanabe, T. Jimbo, T. Soga, Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures on sapphire by spectroscopic ellipsometry, *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 18, pp. 2202–2204, 1998.
- [303] J. Wagner, H. Obloh, M. Kunzer, M. Maier, K. Kohler, Dielectric function spectra of GaN, AlGaIn, and GaN/AlGaIn heterostructures, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 5, pp. 2779–2785, 2001.
- [304] Ü. Özgür, G. Webb-Wood, H.O. Everitt, F. Yun, H. Morkoç, Systematic measurement of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ refractive indices, *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 25, pp. 4103–4105, 2001.
- [305] N.A. Sanford, A. Munkholm, M.R. Krames, A. Shapiro, I. Levin, A.V. Davydov, S. Sayan, L.S. Wielunski, T.E. Madey, Refractive index and birefringence of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ films grown by MOCVD, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 2, no. 7, pp. 2783–2786, 2005.

- [306] C.J. Deatcher, C. Liu, S. Pereira, M. Lada, A.G. Cullis, Y.J. Sun, O. Brandt, I.M. Watson, In situ optical reflectometry applied to growth of indium gallium nitride epilayers and multi-quantum well structures, *Semiconductors Science and Technology*, vol. 18, no. 4, pp. 212–218, 2003.
- [307] M.J. Bergmann, H.C. Casey Jr., Optical-field calculations for lossy multiple-layer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ laser diodes, *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 3, pp. 1196–1203, 1998.
- [308] J.A. Martin, F. Garcia, B.J. Garcia, M. Sanchez, Optical-field profiles in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ MQW laser structures, *Superlattices and Microstructures*, vol. 43, no. 5–6, pp. 575–581, 2008.
- [309] U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman, J. Salzman, Dependence of the refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ on temperature and composition at elevated temperatures, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 5, pp. 2676–2685, 2001.
- [310] G.M. Laws, E.C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy, D. Somerford, Improved refractive index formulas for the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ alloys, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 2, pp. 1108–1115, 2001.
- [311] refractiveindex.info
- [312] M. Swarnalatha, A.F. Stewart, A.H. Guenther, C.K. Carniglia, Optical and Structural Properties of Thin Films Deposited from Laser Fused Zirconia, Hafnia, and Ytria, *Applied Physics A*, vol. 54, no. 6, pp. 533–537, 1992.
- [313] T. Kawamura, Y. Kangawa, K. Kakimoto, Investigation of thermal conductivity of nitride mixed crystals and superlattices by molecular dynamics, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 3, no. 6, pp. 1695–1699, 2006.
- [314] S.D. Wolter, D.A. Borca-Tasciuc, G. Chen, N. Govindaraju, R. Collazo, F. Okuzumi, J.T. Prater, Z. Sitar, Thermal conductivity of epitaxially textured diamond films, *Diamond and Related Materials*, vol. 12, no. 1, pp. 61–64, 2003.
- [315] S.E. Hooper, M. Kauer, V. Bousquet, K. Johnson, C. Zellweger, J. Heffernan, InGaN laser diodes and high brightness light emitting diodes grown by molecular beam epitaxy, *Journal of Crystal Growth*, vol. 278, no. 1–4, pp. 361–366, 2005.
- [316] T. Wang, X. Chen, G.Q. Lu, G.Y. Lei, Low-Temperature Sintering with Nano-Silver Paste in Die-Attached Interconnection, *Journal of Electronic Materials*, vol. 36, no. 10, pp. 1333–1340, 2007.

Lasery półprzewodnikowe wykorzystuje się w wielu dziedzinach nauki, techniki i życia codziennego, np. do optycznego zapisu i odczytu informacji (CD, DVD, Blu-ray), w telekomunikacji światłowodowej, do pompowania laserów innych typów (np. na ciele stałym) oraz w medycynie (m.in. w chirurgii, okulistyce, dermatologii i stomatologii). Znajdują one również zastosowanie w poligrafii (druk laserowy, kserografy i skanery), w układach optyki scalonej, w obróbce materiałów, w wojskowości, w ochronie środowiska itd. Komercyjny sukces laserów półprzewodnikowych związany jest z wieloma ich zaletami, z których najważniejsze to: miniaturowe rozmiary, duża sprawność energetyczna, prostota zasilania, łatwość modulacji, różnorodność długości fal emitowanego promieniowania oraz duża niezawodność.

Wymiary laserów półprzewodnikowych zwykle nie przekraczają 100-500 mikrometrów. Eksperymentalne badanie ich działania jest z tego względu bardzo utrudnione, tym bardziej, że działanie to zależy od wielu różnych silnie ze sobą powiązanych zjawisk fizycznych. Ponadto, obecnie znamy wiele konstrukcji tych przyrządów wykonanych z różnych materiałów półprzewodnikowych, o odmiennych strukturach i zdecydowanie różnych właściwościach. Z tego względu szczególnego znaczenia nabierają metody teoretyczne (w szczególności symulacje komputerowe) potrafiące możliwie dokładnie analizować działanie laserów i przewidywać ich charakterystyki eksploatacyjne. Dzięki tym symulacjom możemy nie tylko pogłębić naszą wiedzę o fizyce ich działania, ale także optymalizować ich konstrukcje i opracowywać ich zupełnie nowe rozwiązania.

ISBN 978-83-7283-883-4