

DYNAMIKA NAGRZEWANIA OBSZARU AKTYWNEGO DIOD LASEROWYCH Z SYMETRYCZNĄ I ASYMETRYCZNĄ HETEROSTRUKTURĄ – PORÓWNANIE METODĄ CZASOWO-ROZDZIELCZEJ SPEKTROSKOPII

Andrzej Mała¹, Elżbieta Dąbrowska¹, Marian Teodorczyk¹

Przedstawiono wyniki prac porównawczych nad diodami laserowymi dużej mocy o symetrycznej i asymetrycznej konstrukcji heterostrukury, na pasmo 800 nm. Istotą konstrukcji asymetrycznej jest zastosowanie pasywnej warstwy falowodowej po stronie n, przez co rozkład pola optycznego generowanego promieniowania przesuwają się na tę stronę. Związane z tym zmniejszenie strat na swobodnych nośnikach umożliwia zwiększenie mocy emitowanego promieniowania diod laserowych poprzez rozszerzenie (w płaszczyźnie prostopadłej do złącza) przesuniętego rozkładu pola optycznego i wydłużenie rezonatora. Przesunięcie pola optycznego na stronę n umożliwia jednocześnie zmniejszenie grubości warstwy p-emitera, przez co oczekiwane jest zmniejszenie rezystancji (termicznej i elektrycznej) heterostrukury. Zostało to potwierdzone przez pomiary niestacjonarnych procesów cieplnych techniką czasowo-rozdzielczej spektroskopii. W pracy impulsowej diod laserowych zaobserwowano znacznie mniejsze przesunięcie termiczne widma promieniowania w ciągu pierwszych mikrosekund od czoła impulsu w przyrządach skonstruowanych na bazie heterostrukury asymetrycznej w porównaniu z diodami wykonanymi z heterostruktur symetrycznych. Tak szybkie (rzędu pojedynczych μs) procesy cieplne mogą być związane tylko z najbliższym otoczeniem warstwy aktywnej, zatem głównie z wysokorezystywną warstwą p-emitera. W artykule przedstawiono technikę badania procesów cieplnych w obszarze aktywnym DL metodą czasowo-rozdzielczej spektroskopii z zastosowaniem kamery ICCD firmy Andor. Ze względu na rozdzielczość czasową znacznie poniżej 1 μs (z bramką do 2 ns), technika ta dostarcza informacji o szybkich, niestacjonarnych procesach w obszarze aktywnym i jego najbliższym otoczeniu. Jest zatem bardzo pomocna w ocenie konstrukcji przyrządów.

¹ Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa, e-mail: andrzej.malag@itme.edu.pl

Przedstawione wyniki pokazują, że konwencjonalna technika wyliczania rezystancji termicznej diod pracujących w warunkach CW może prowadzić do wniosków niezgodnych z wnioskami z pomiarów techniką czasowo-rozdzielczej spektroskopii. Wskazano możliwe przyczyny tych rozbieżności.

Słowa kluczowe: dioda laserowa, heterostruktura, procesy cieplne, rozdzielczość czasowa, spektroskopia, sprawność energetyczna

1. WSTĘP – POWODY WPROWADZENIA ASYMETRII DO KONSTRUKCJI HETEROSTRUKTUR DLA DIOD LASEROWYCH DUŻEJ MOCY

Parametrem charakteryzującym najbardziej ogólnie diody laserowe (DL) dużej mocy jest tzw. „jaskrawość” (B - *brightness*), w którym zawarta jest sprawność energetyczna i parametry charakteryzujące jakość emitowanej wiązki promieniowania:

$$B = P/(A\Omega), \quad \text{gdzie } A = d_{\text{eff}}W, \quad d_{\text{eff}} = d/\Gamma \quad (1)$$

P oznacza tu moc promieniowania DL osiąganą jako wynik zwiększania sprawności energetycznej przyrządu i podwyższania wartości granicznych, takich jak próg katastroficznej degradacji lusterek (COD) lub próg przegrzania w objętości obszaru aktywnego, A oznacza efektywną powierzchnię szczeliny emitującej DL, W – szerokość paska aktywnego (czyli falowodu wzmocnieniowego w płaszczyźnie złącza), d_{eff} - efektywną grubość falowodu w płaszczyźnie prostopadłej do złącza (\perp) definiowaną jako iloraz grubości d warstwy aktywnej [studni kwantowej (QW)] i współczynnika wypełnienia [Γ – *confinement factor* (3)]. Ω oznacza kąt bryłowy określający dwuwymiarowo rozbieżność wiązki promieniowania.

Sprawność energetyczna η_{PCE} (PCE - *power conversion efficiency*) jest parametrem określającym, jaka część dostarczonej mocy elektrycznej $U \cdot I$ (gdzie U – napięcie przyłożone oraz I - prąd płynący przez DL) emitowana jest jako moc optyczna P :

$$\eta_{\text{pce}} = \frac{P}{I \cdot U} = \frac{S(I - I_{\text{th}})}{I(V_0 + IR_s)}, \quad \text{gdzie } S = \eta_d(hv/e), \quad (2a)$$

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}, \quad \alpha_m = (2L)^{-1} \ln(R_f R_r)^{-1} \quad (2b)$$

S [W/A] oznacza tu nachylenie charakterystyki P - I (mocowo-prądowej) DL i bezpośrednio wiąże się z zewnętrzną sprawnością kwantową η_d , hv oznacza energię kwantu promieniowania, e – ładunek elektronu, I_{th} – prąd progowy, V_0 – napięcie uzyskane przez ekstrapolację stycznej do charakterystyki I-V diody dla $I > I_{\text{th}}$ do osi pionowej ($I = 0$; w przybliżeniu równe wartości napięcia na „kolanku” charakterystyki I-V diody (we współrzędnych liniowych), R_s – rezystancję szeregową (mierzoną jako styczną

do charakterystyki I-V dla I w pobliżu I_{th} , η_i – wewnętrzną sprawność kwantową, α_i wewnętrzne (nienasycalne) straty w objętości rezonatora, α_m – straty na lustrach, L – długość rezonatora, R_f i R_r – współczynniki odbicia przedniego i tylnego lustra.

Wyrażenie (2a) jest słuszne dla liniowego zakresu charakterystyki P-I. W praktyce, dla wysokich wysterowań ($I \gg I_{th}$) wzrastająca temperatura obszaru aktywnego powoduje wzrost I_{th} oraz spadek η_{sp} co objawia się zakrzywieniem charakterystyk P-I i szybkim spadkiem PCE. Efekt ten można ograniczyć jeśli możliwa jest minimalizacja rezystancji heterostruktury – elektrycznej R_s [co wynika z zależności (2a) i z faktu ograniczenia wydzielania ciepła Joule’a] oraz termicznej R_T co poprawia skuteczność chłodzenia.

W nowoczesnych konstrukcjach DL uzyskiwane są już bardzo wysokie sprawności energetyczne [1-4]. Ciągłe utrzymuje się jednak zainteresowanie coraz większą mocą optyczną z pojedynczego emitera (indywidualnej DL z jednym paskiem aktywnym). Jest to związane z rozwojem układów pompowania optycznego w różnych konfiguracjach. Zwiększenie mocy optycznej z emitera odbywać się może dwoma głównymi sposobami:

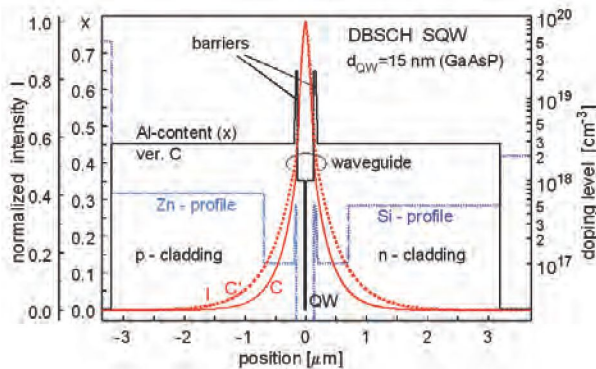
- podwyższenia progowej gęstości mocy optycznej, powyżej której następuje COD - przez doskonalenie technologii pasywacji lusterek i pokryw dielektrycznych;
- podwyższenia progu COD przez powiększenia powierzchni emitującej (na lustrze laserowym - A we wzorach (1)). Głównie chodzi o zwiększenie d_{eff} ponieważ dla $W > 100 \mu m$ nie uzyskuje się istotnego zwiększenia mocy w przypadku, gdy wyprowadzenie promieniowania z DL ma być realizowane przez światłowód (o typowej średnicy rdzenia $100 \mu m$, $NA \leq 0.22$). Powiększenie d_{eff} odbywa się poprzez projektowanie heterostruktur o coraz niższym parametrze Γ [5-9]:

$$\Gamma = \int_a P(y)dy / \int_{-\infty}^{\infty} P(y)dy ; \quad P \propto |E|^2, \quad (3)$$

gdzie: P i E – moc i natężenie pola elektrycznego fali prowadzonej w falowodzie heterostruktury. Obniżanie Γ powoduje wzrost gęstości prądu progowego (J_{th}) [7], co prowadzi do spadku PCE. Dla skompensowania tego efektu konieczne jest wydłużanie rezonatora (wzrost L) [7-9]. Skutkuje to jednocześnie obniżeniem obu rezystancji, jednak, jak wynika z (2b), wzrost L oznacza zmniejszenie strat na lustrach (α_m), zatem dla utrzymania dużej sprawności (S , η_d) krytyczne staje się zagadnienie minimalizacji wewnętrznych strat w rezonatorze (α_i). Jest to problem projektowania i wzrostu epitaksjalnego heterostruktury. Obniżenie Γ oznacza, że fala w rezonatorze w większości prowadzona jest w warstwach otaczających QW i głównym składnikiem α_i są właśnie straty na swobodnych nośnikach w tych warstwach.

Obniżanie domieszkowania warstw falowodowych i ograniczających (emiterów) jest jednym z częściej stosowanych rozwiązań prowadzących do obniżenia α_r , jednak

granicą tego postępowania staje się niedopuszczalny wzrost rezystancji elektrycznej. Na Rys.1 przedstawiono rozwiązanie, w którym warstwy ograniczające mają tylko częściowo obniżone domieszkowanie (w pobliżu QW – w strefie największego natężenia fali prowadzonej). Jest to konstrukcja opracowana w ITME (DBSCH-SQW – *double barrier separate confinement heterostructure - single quantum well*) [10], jednak rozwiązania z profilem domieszkowania w emiterach są wcześniejsze [np. 11-12].



Rys. 1. Schemat heterostrukcji symetrycznej DBSCH-SQW dla diod laserowych dużej mocy. Linia czarna – profil składu (Al-content), linie niebieskie - profile domieszkowania Zn i Si; linie czerwone - obliczone rozkłady pola optycznego dla dwóch wersji projektowych (wersje C i C'). Profil składu (Al-content) podany tylko dla wersji C.

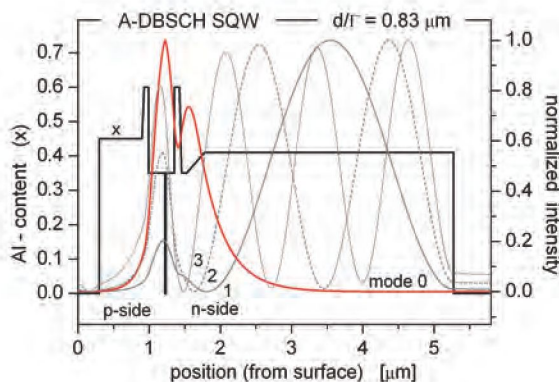
Fig. 1. Scheme of symmetric heterostructure design DBSCH SQW for high-power laser diode. Black lines – Al-content distribution, blue lines - doping profiles (Zn, Si); red lines – calculated optical field distributions for two design versions (C and C'). Al-content given only for C-version.

Alternatywnym rozwiązaniem prowadzącym do obniżenia α_i jest wprowadzenie asymetrii do heterostrukcji, mające na celu przesunięcie pola optycznego na stronę n . Wiąże się to z zależnością współczynnika absorpcji od koncentracji swobodnych nośników (n, p) [13]

$$\alpha_i \cong \alpha_{fc} = 3 \cdot 10^{-18} n + 7 \cdot 10^{-18} p \quad (4)$$

zatem, przy danej koncentracji swobodnych nośników straty po stronie n są wyraźnie mniejsze niż po stronie p złącza. Dodatkowo, mniejsza masa efektywna elektronów (większa ruchliwość), w porównaniu z dziurami, pozwala na niższe domieszkowanie po stronie n dla uzyskania określonej rezystywności. Efektywne przesunięcie pola optycznego może być zrealizowane przez wbudowanie pasywnej warstwy falowodowej (*passive waveguide*) do heterostrukcji po stronie n . Schemat takiej heterostrukcji i zamodelowany rozkład pola optycznego dla modu podstawowego i kilku wyższych modów jest pokazany na Rys. 2. Przedstawiona asymetryczna

heterostruktura (A-DBSCH-SQW) opracowana w ITME na pasmo 780 - 790 nm, nawiązuje do konstrukcji DBSCH i do wcześniejszych prac dotyczących konstrukcji asymetrycznych na pasmo 0.85 – 1 μm [8, 14-15].

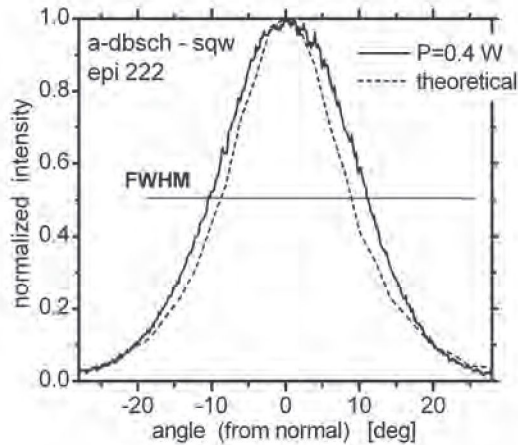


Rys. 2. Schemat heterostruktury asymetrycznej A-DBSCH-SQW. Linia czarna – profil składu (x); linia czerwona – obliczony rozkład pola optycznego dla modu podstawowego (współczynnik wypełnienia $\Gamma_0 = 0.0180$, $d/l = 0.83$ mm), linie szare - rozkłady pola wyższych modów poprzecznych ($\Gamma_1 = 0.0014$, $\Gamma_2 = 0.0031$, $\Gamma_3 = 0.0034$).

Fot. 2. Scheme of asymmetric heterostructure design A-DBSCH-SQW. Black line – composition profile (x); red line - calculated optical field distribution for the fundamental transverse mode (of the confinement factor $\Gamma_0 = 0.0180$, $d/l = 0.83$ mm), grey lines – field distributions of higher transverse modes– ($\Gamma_1 = 0.0014$, $\Gamma_2 = 0.0031$, $\Gamma_3 = 0.0034$..

Widoczna jest wyraźna preferencja modu podstawowego ($\Gamma_0 \gg \Gamma_m$, $m = 1, 2, \dots$), zapewniająca jednomodową (w kierunku \perp) pracę przyrządów. Z modelowania komputerowego wynika, że nieregularny (dwa maksima, Rys. 2), rozkład pola optycznego tego modu w rezonatorze i na lustrach DL przy płaskim froncie fazowym prowadzi do regularnego rozkładu kątownego promieniowania (charakterystyk promieniowania w strefie dalekiej – *far-field* - FF). Regularny (zbliżony do gaussowskiego) rozkład kątowny modu podstawowego - teoretyczny i eksperymentalny (dla DL zasilanej impulsowo) przedstawiono na Rys. 3.

Z porównania heterostruktur z Rys. 1 i Rys.2 wynika znacznie mniejsza odległość warstwy aktywnej (QW) od powierzchni (zatem od chłodnicy) w konstrukcji asymetrycznej. Jest to możliwe dzięki przesunięciu rozszerzonego (wskutek obniżenia wartości l) rozkładu pola optycznego na stronę *n*. Grubość warstwy p-emitera AlGaAs zmniejszona została z 3 μm w strukturze symetrycznej (Rys. 1) do 0.6 μm w strukturze asymetrycznej. Związane z tym obniżenie rezystancji R_s i R_r powoduje poprawę cieplnych charakterystyk heterostruktury asymetrycznej.



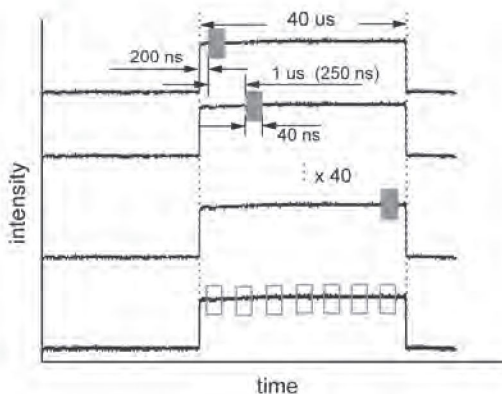
Rys. 3. Znormalizowany, teoretyczny i eksperymentalny kątowy rozkład promieniowania podstawowego modu poprzecznego DL wykonanej z heterostruktury asymetrycznej (A-DBSCH).

Fig 3. Normalized, calculated and measured directional characteristics of fundamental transverse mode of LD manufactured from asymmetric heterostructure (A-DBSCH).

Zastosowane metody pomiarowe i wyniki badań tych charakterystyk opisane są w dalszej części pracy.

2. IMPULSOWY POMIAR WZROSTU TEMPERATURY OBSZARU AKTYWNEGO DIODY LASEROWEJ METODĄ CZASOWO-ROZDZIELCZEJ SPEKTROSKOPII Z ZASTOSOWANIEM KAMERY ICCD

Procesy cieplne w obszarze aktywnym DL badane były metodą czasowo-rozdzielczej spektroskopii z zastosowaniem kamery ICCD firmy Andor. Sposób pomiaru przedstawia Rys. 4. Widmo promieniowania DL w tej pracy mierzone było w odcinkach czasu (bramkach) 40 ns - bardzo krótkich w stosunku do zastosowanego czasu trwania impulsu laserowego (40 μ s). W następujących po sobie impulsach laserowych mierzono charakterystyki widmowe (w czasie trwania bramki) w kolejno przesuwanych momentach czasowych względem czoła impulsu. W opisanych poniżej pomiarach to przesunięcie bramki wynosiło 1 μ s lub 250 ns. W ten sposób otrzymuje się czasową ewolucję widma promieniowania DL w trakcie trwania impulsu.



Rys. 4. Sposób wykonywania pomiarów spektralnych z rozdzielczością czasową przy pomocy kamery ICCD. Na tle impulsów optycznych rejestrowanych fotodiodą (zatem scalkowanych po całym widmie promieniowania) zilustrowano sekwencję czasową próbkowania w tej pracy.

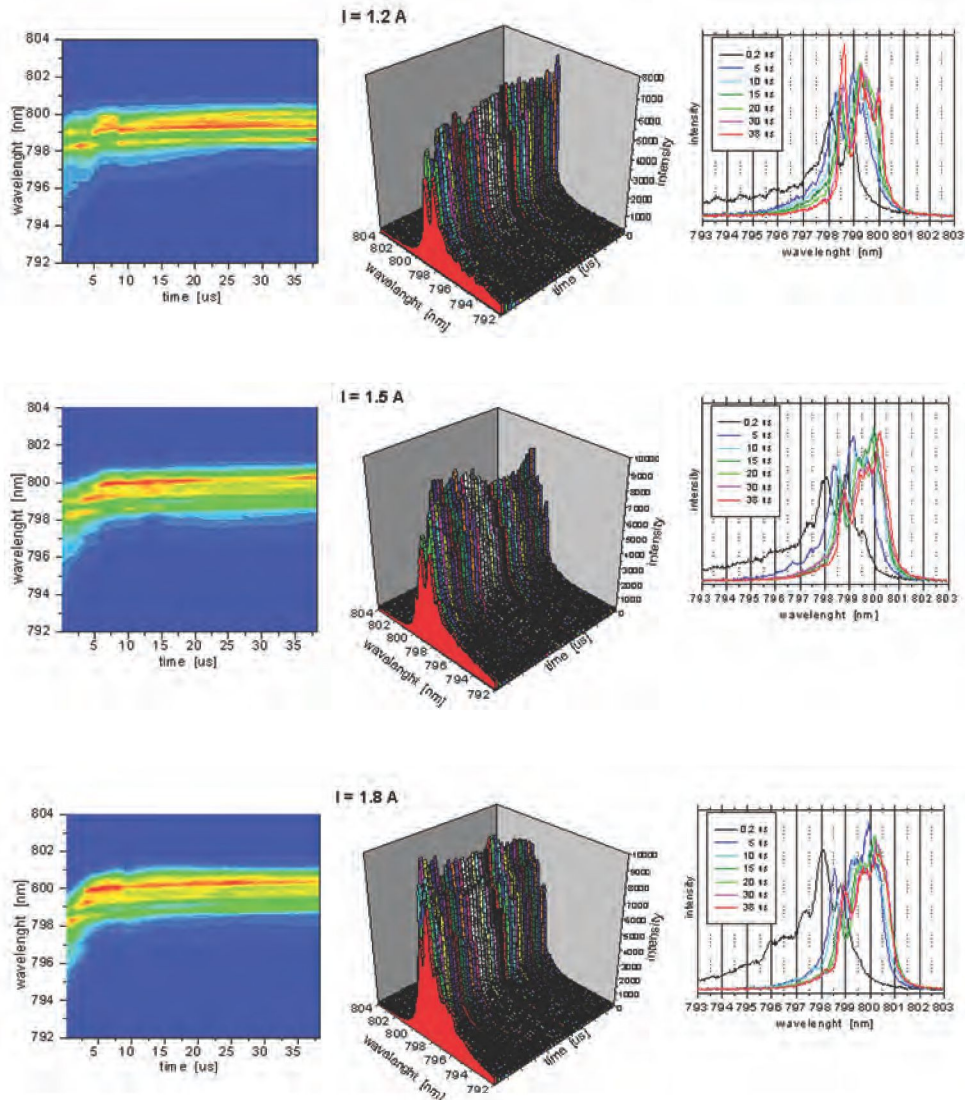
Fig. 4. The way of time-resolved spectral measurements using ICCD camera. The time sequence of sampling utilized in this work has been illustrated against the shape of optical pulses recorded with photodiode (then integrated over the emission spectrum).

Rodzinę takich charakterystyk (w trzech reprezentacjach) dla narastających amplitud impulsu prądowego dla szerokopaskowej DL ($W = 0.1$ mm, $L = 1$ mm) z heterostrukturą symetryczną DBSCH przedstawia Rys. 5. 39 ramek przesuwanych kolejno o $1 \mu\text{s}$ obejmuje cały czas trwania impulsu laserowego. W lewej kolumnie widoczne są przesunięcia widma w czasie trwania impulsu [$40 \mu\text{s}$, z pierwszą charakterystyką widmową zmierzoną (w czasie bramki) z opóźnieniem $0.2 \mu\text{s}$ od czoła impulsu], dla kolejnych wartości I od 1.2 do 2.8 A. Zastosowany został kod kolorowy dla intensywności sygnału: od niebieskiego (intensywność $\cong 0$) do czerwonego. W prawej kolumnie widoczne są konwencjonalne widma, będące pionowymi „przekrojami” charakterystyk z lewej kolumny dla wybranych momentów czasowych, począwszy od pierwszej bramki (czarny wykres, $0.2 \mu\text{s}$ od czoła), co $5 \mu\text{s}$. W środkowej kolumnie przedstawiony jest komplet pobranych „próbek” widm (ramek) we współrzędnych 3D. Wykres ten jest dość trudny do interpretacji, ale uwidacznia czasową ewolucję maksimum sygnału optycznego na wejściu monochromatora.

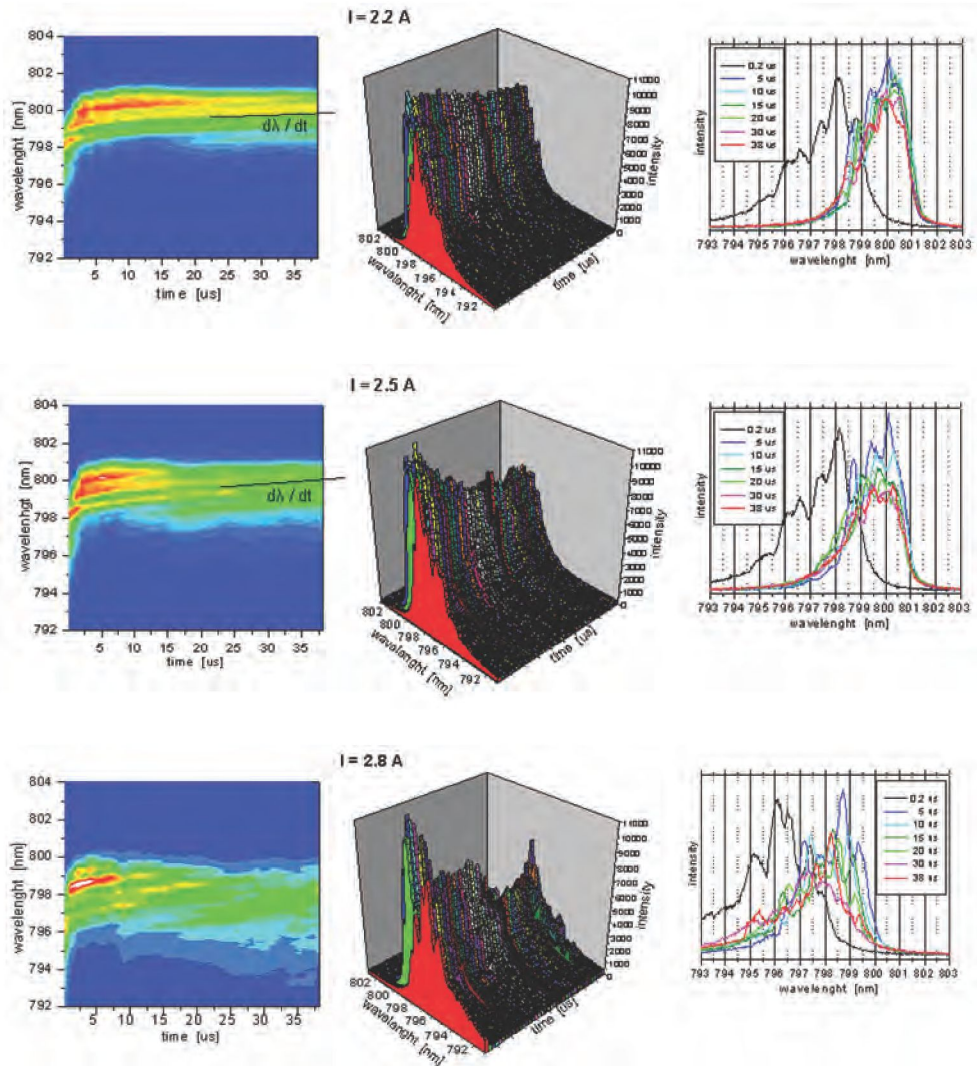
Przesunięcie widma w kierunku długofalowym jest skutkiem nagrzewania DL w trakcie trwania impulsu. Wzrost temperatury (T) można ocenić ze znanej zależności (dla omawianej grupy materiałowej i zakresu długości fali λ):

$$d\lambda/dT = 0.27 \div 0.29 \text{ nm/degC} \quad (5)$$

LD a7 (epi 212)



Rys. 5. →



Rys. 5. Seria czasowo-rozdzielczych charakterystyk spektralnych mierzonych z odstępem 1 μs pomiędzy kolejnymi próbkami (bramkami) impulsu laserowego o długości 40 μs , DL skonstruowano z heterostruktury symetrycznej (DBSCH). Kolejne „trójki” charakterystyk w serii odpowiadają narastającej amplitudzie impulsu sterującego. W tym i w dalszych rysunkach, dla narastającego wysterowania diody skale pionowe charakterystyk spektralnych są unormowane.

Fig. 5. Series of time-resolved spectra taken with the 1 μs time distance between successive samples (gates) of laser pulse of 40 μs duration. DL based on symmetric heterostructure (DBSCH). Successive „triples” of characteristics in series are for increasing drive pulse amplitudes. In this and in further figures, for increasing drive current magnitude of spectral characteristics are normalized.

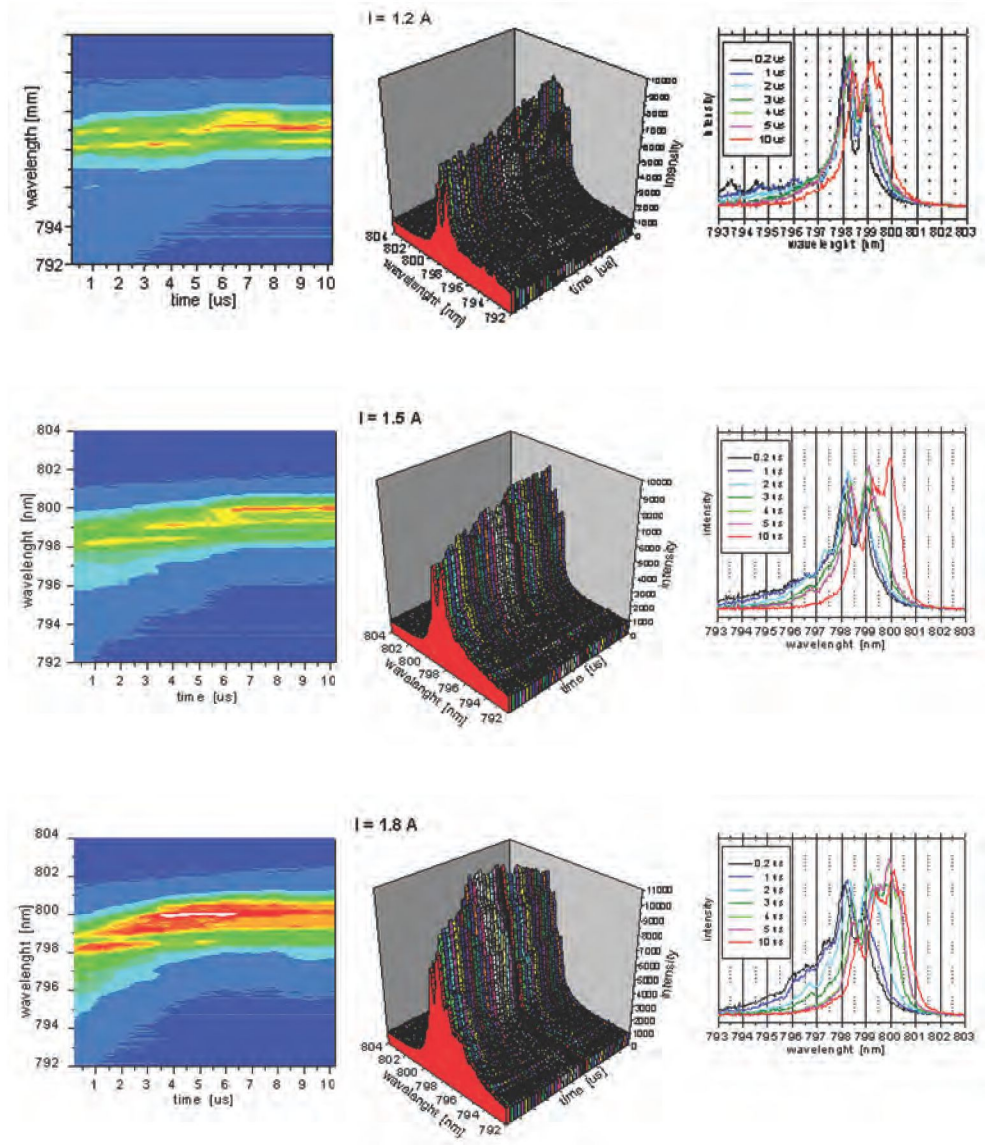
Jak widać z Rys. 5, przesunięcie widma jest coraz szybsze dla rosnącego I (widać to szczególnie dla $I > 1.5$ A, przy czym $I_{th} \cong 0.5$ A dla tej diody). Dioda najszybciej nagrzewa się w ciągu pierwszych 7 – 3 μ s. Widać to szczególnie na charakterystykach z lewej oraz prawej kolumny, gdzie przesunięcie pierwszego widma (0.2 μ s od czola, czarna linia) względem następnego (5 μ s od czola) jest znacznie większe niż przesunięcie widma w ciągu reszty impulsu. Tak szybkie zmiany temperatury studni kwantowej (QW) muszą być związane z jej najbliższym otoczeniem. Stała czasowa wzrostu temperatury rzędu pojedynczych μ s opisuje transport ciepła z QW do p-kontaktu, przy założeniu jego stabilizacji temperaturowej [16]. W tym obszarze największą rezystancję cieplną stanowią warstwy AlGaAs. Po pierwszych mikrosekundach stała czasowa procesu termicznego wzrasta, wskazując na nagrzewanie większej objętości wokół chipa. AlGaAs jest w ogóle materiałem o największej rezystywności cieplnej w całym układzie zmontowanej diody laserowej [17].

Dla rosnących wartości I (Rys. 5) widać wzrastającą szybkość (dI/dt) przesuwania się grup najsilniejszych modów podłużnych w kierunku długofalowym (wzrastające nachylenie żółtych...czerwonych linii). Dla czasów ponad ~ 5 μ s od czola impulsu nachylenie to zależy w dużym stopniu od rezystancji cieplnych poza chipem DL, np. od jakości lutowania. Towarzyszący temu brak przesuwania się obwiedni charakterystyk spektralnych jest efektem specyficznym dla tej diody, na razie niewyjaśnionym. Widać to szczególnie dla $I = 2.2$ oraz 2.5 A. Ewolucja czasowa widma dla $I = 2.8$ A jest już obrazem nieodwracalnej szybkiej degradacji. Trzeba zaznaczyć, że dla DL na pasmo 800 nm o podanych rozmiarach (L, W) typowe graniczne wartości wysterowania zapewniające niezawodną pracę ciągłą (CW) są rzędu 1.5 A.

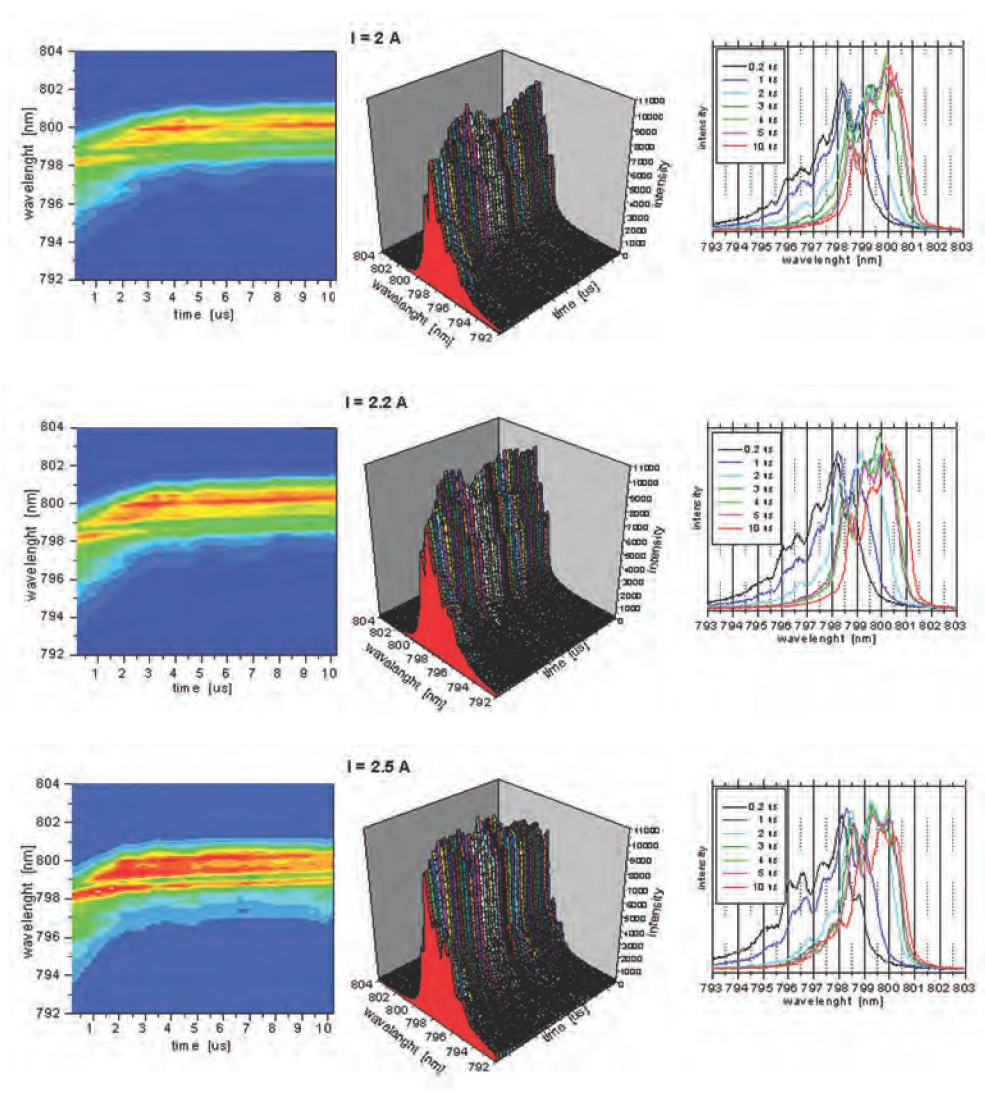
Na Rys. 6 przedstawiona jest analogiczna grupa czasowo-rozdzielczych charakterystyk spektralnych z „gęstszym” próbkowaniem. 40 bramek przesuwanych kolejno co 0.25 μ s obejmuje pierwsze 10 μ s impulsu laserowego. Pozwala to zaobserwować pewne szczegóły procesów cieplnych. Tu lepiej widać skrącający się ze wzrostem I czas szybkiego nagrzewania DL w ciągu pierwszych μ s trwania impulsu.

Można oczekiwać, że skrócenie czasu bramki spowoduje zwężenie charakterystyki spektralnej lub zmniejszenie ilości obserwowanych modów podłużnych, co wiąże się z przyjętym na ogół modelem konkurencji modów (przy poszerzeniu niejednorodnym wzbudzenie danego modu powoduje nasycenie wzmocnienia, co w połączeniu z efektami autokolimacyjnymi stwarza warunki dla wzbudzenia innych modów, kosztem tego pierwszego). Wykonano zatem pomiary spektralne tej samej DL przy stałym wysterowaniu (impulsy prądowe 40 μ s, 200 Hz, $I = 1.8$ A) z bramką o malejącej szerokości 40, 10, 5 oraz 2 ns. Dla skompensowania malejącego sygnału optycznego zwiększono odpowiednio wzmocnienie (powielenie fotoelektronów - *gain*) kamery ICCD. Wyniki przedstawione są na Rys. 7.

LD a7 (epi 212)



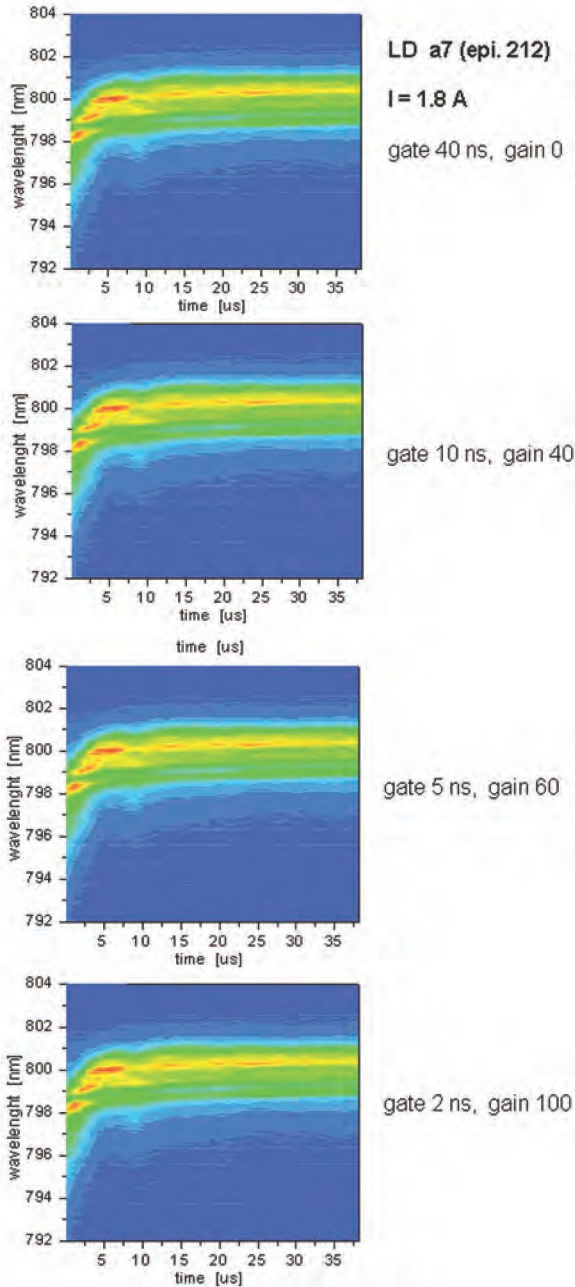
Rys. 6. →



Rys. 6. Seria charakterystyk spektralnych analogiczna do przedstawionych na Rys. 5, ale z „zagęszczonym” próbkowaniem: odstęp pomiędzy kolejnymi próbkami skrócony jest do 250 ns. Zatem skanowany jest odcinek pierwszych 10 μs impulsów laserowych.

Fig. 6. Series of characteristics similar to these shown in Fig. 5, but with denser sampling: the distance between sequential samples is reduced to 250 ns. Therefore the first 10 μs segment of laser pulses is scanned.

LD a7 (epi 212)



Rys. 7. Niezależność czasowo-rozdzielczych charakterystyk spektralnych od długości bramki przy stałym ($I = 1.8 \text{ A}$) wystrojeniu diody laserowej.

Fig. 7. Independence of the measured spectrum on the gate width at constant laser diode drive current ($I = 1.8 \text{ A}$).

Widać, że zmierzone charakterystyki spektralne i ich ewolucja w czasie nie zależą od szerokości bramki. Można to przypisać mikro-niejednorodnościom szerokiego obszaru aktywnego DL dużej mocy - praca wielomodowa jest skutkiem jednoczesnej emisji z wielu wąskich obszarów (włókien), w których zachowana jest jeszcze równowaga termodynamiczna, formujących się spontanicznie (a przez to niestabilnych czasowo i przestrzennie).

Z przedstawionych możliwości pomiarowych z zastosowaniem kamery ICCD, szczególnie rozdzielczości czasowej wynika, że można analizować procesy rzutu-jące na charakterystyki spektralne emisji zachodzące w przeciągu pojedynczych mikrosekund, a nawet szybsze. Należą do nich procesy cieplne w bezpośrednim otoczeniu QW.

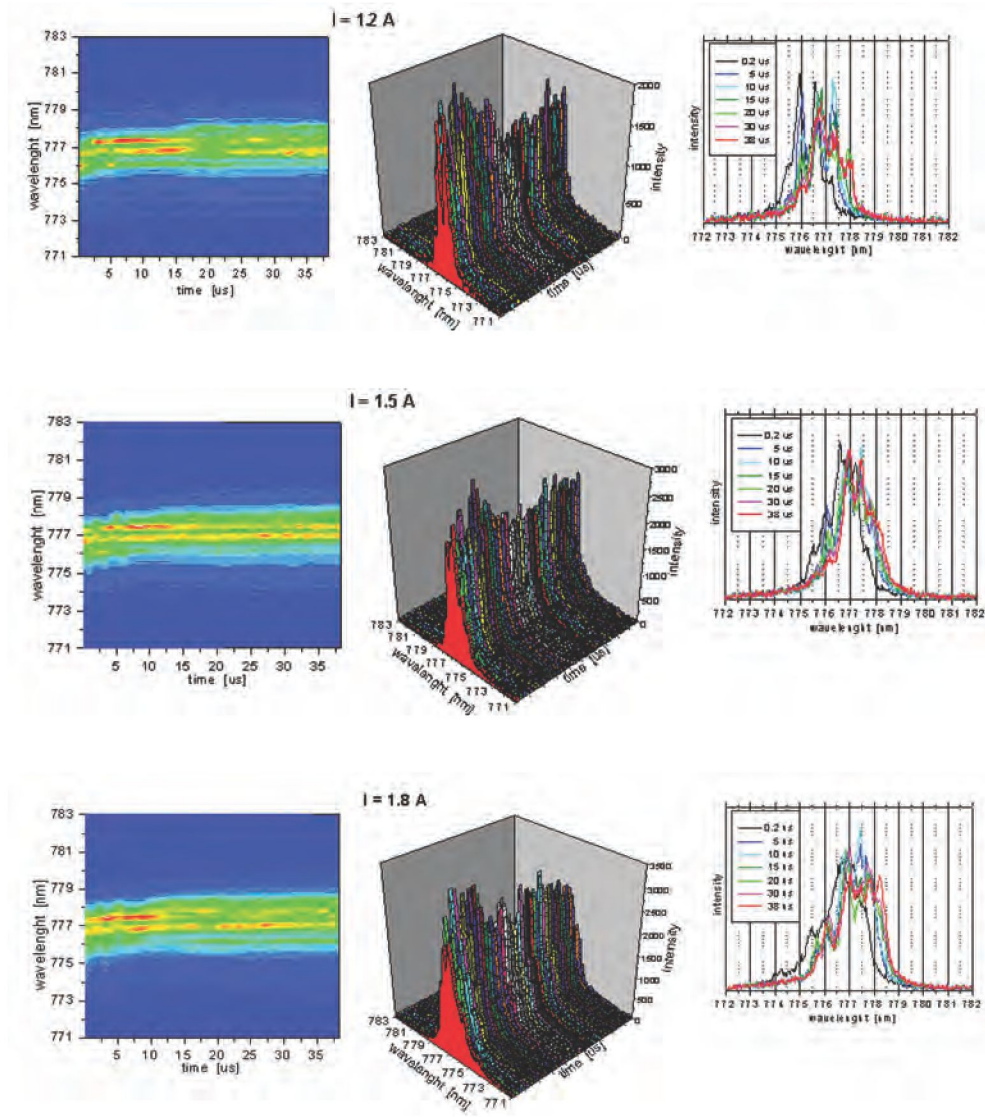
3. PORÓWNANIE PRZEBIEGU NAGRZEWANIA OBSZARU AKTYWNEGO W DIODACH LASEROWYCH O KONSTRUKCJI SYMETRYCZNEJ I ASYMETRYCZNEJ

Charakterystyki widmowe diod laserowych wykonanych z asymetrycznej heterostrukury A-DBSCH SQW (Rys. 2) o geometrii analogicznej do diod charakteryzowanych na Rys. 5 ($L = 1$ mm, $W = 0.1$ mm) przedstawione są na Rys. 8. Zakres wysterowań również jest podobny (1.2 – 2.5 A). Widoczna jest zasadnicza różnica w wielkości przesunięcia widma w przeciągu pierwszych 5 – 10 μ s od startu impulsu. Grzanie QW w strukturze asymetrycznej jest znacznie mniejsze, jednocześnie zachowany jest efekt przyspieszania tego przesunięcia dla wzrastających amplitud impulsu I. Wskazuje to na zmniejszenie R_{th} w najbliższym sąsiedztwie QW, w szczególności pomiędzy QW, a blokiem chłodzącym.

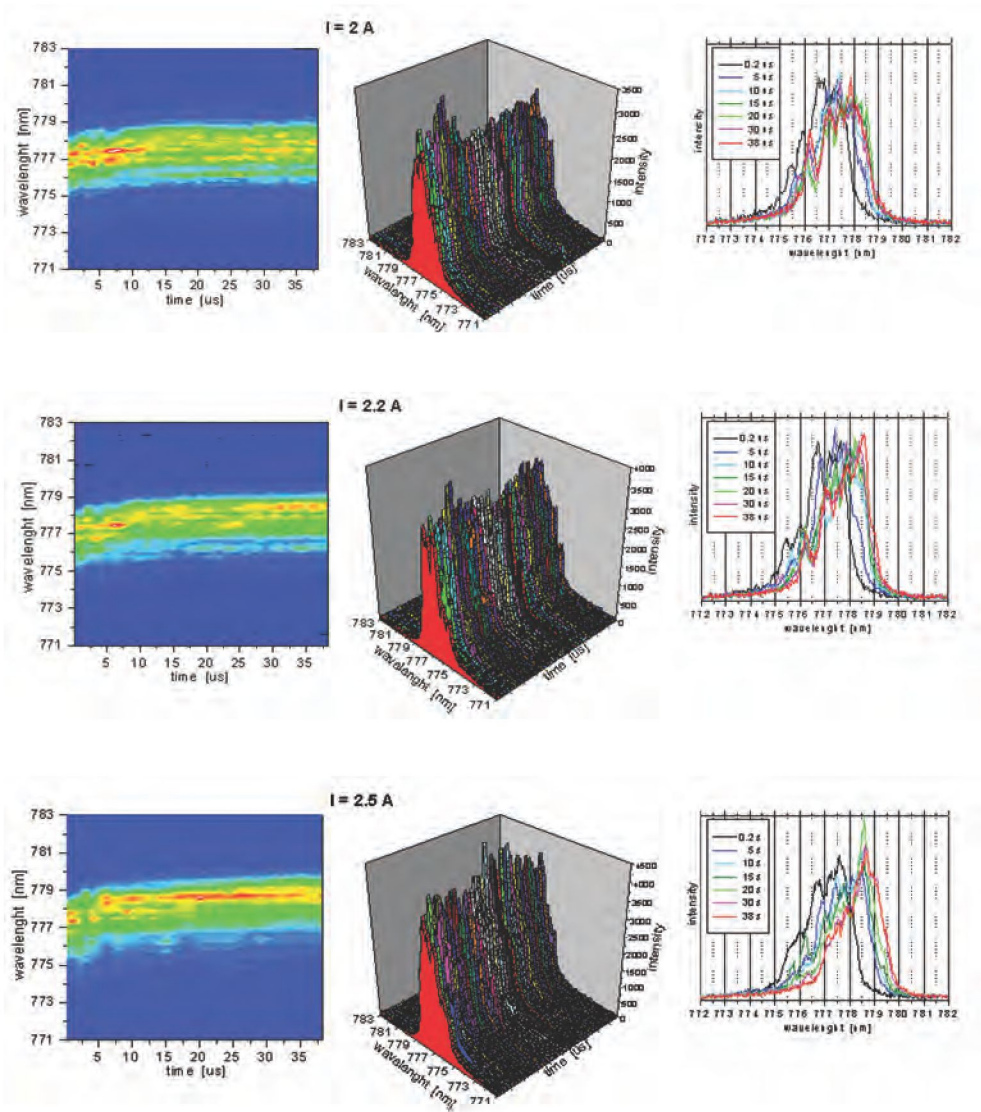
Jak wspomniano wcześniej, materiałem o największej rezystancji cieplnej w całym układzie jest AlGaAs [17], z drugiej strony, stała czasowa wzrostu temperatury rzędu pojedynczych μ s opisuje transport ciepła z obszaru aktywnego do (stabilizowanej) podstawy [16]. Można z tego wnosić, że czynnikiem „odpowiedzialnym” za różnice w cieplnym zachowaniu konstrukcji symetrycznej i asymetrycznej diod jest różnica rezystancji cieplnej, wynikająca z różnej grubości warstw p-emitera (rezystywności cieplne są podobne z powodu podobnych składów AlGaAs).

Opisana możliwość zmniejszenia rezystancji termicznej p-emitera jest ważnym elementem projektowania diod laserowych dużej mocy. Ma to jednak sens tylko w przypadku możliwości utrzymania szerokości rozkładu pola optycznego poprzez przesunięcie go na stronę n. Jest to istotą konstrukcji asymetrycznych heterostruktur i wydaje się czynić je perspektywicznymi.

LD f5 (epi 222)



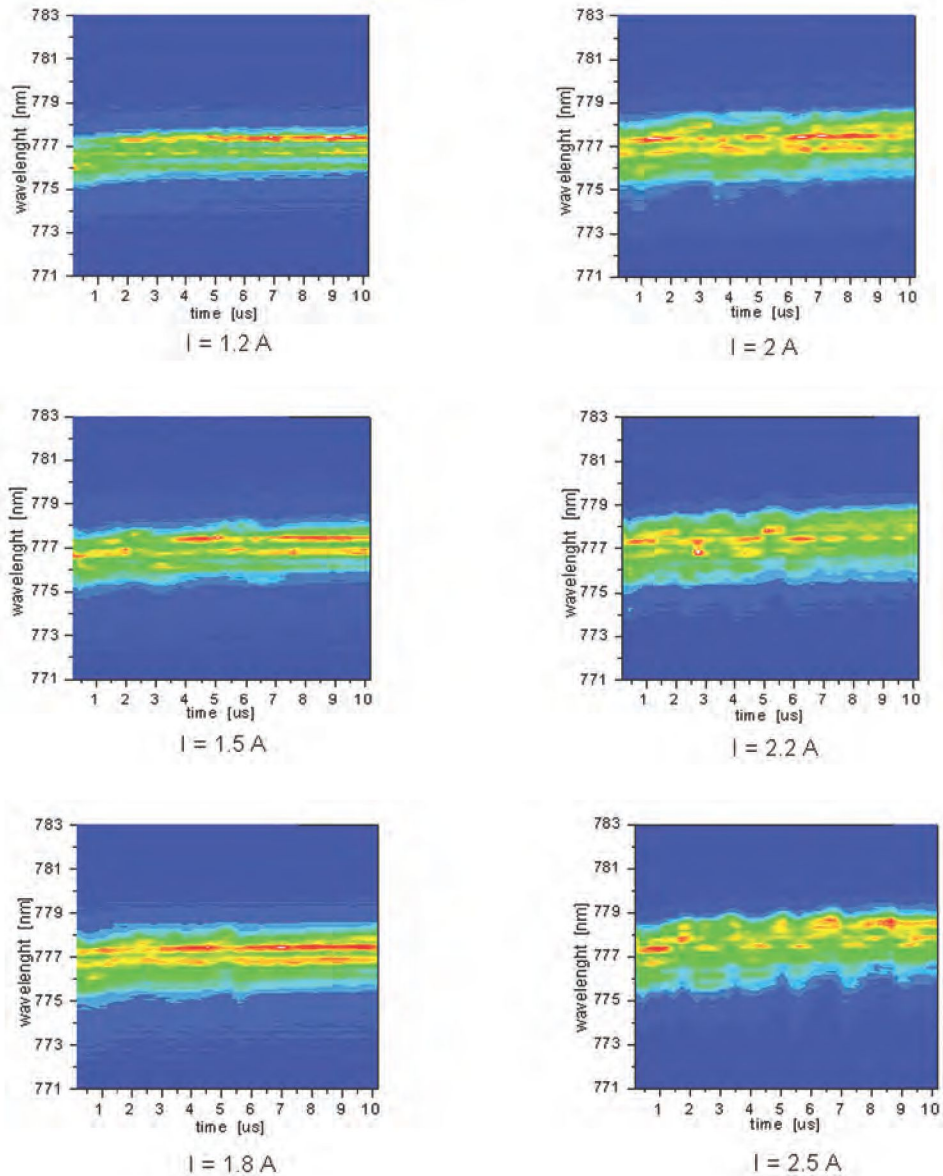
Rys. 8. →



Rys. 8. Seria czasowo-rozdzielczych charakterystyk spektralnych z odstępem 1 μs – analogiczna do serii przedstawionej na Rys. 5, ale teraz dla DL skonstruowanej z heterostruktury asymetrycznej (A-DBSCH).

Fig. 8. Series of time-resolved spectra taken with the 1 μs distance between sequential samples (gates) – analogous to that shown in Fig. 5, but now for LD manufactured from asymmetric heterostructure (A-DBSCH).

LD f5 (epi 222)



Rys. 9. Seria charakterystyk spektralnych z „zagęszczonym” próbkowaniem (odstęp pomiędzy kolejnymi próbkami: 250 ns) dla diody z heterostrukturą asymetryczną.

Fig. 9. Series of characteristics with denser sampling (the distance between sequential samples of 250 ns) for the laser diode with asymmetrical heterostructure.

Na Rys. 9 widoczna jest analogiczna do Rys. 6 grupa czasowo-rozdzielczych charakterystyk spektralnych z „gęstszym” próbkowaniem. Skanowany jest teraz odcinek pierwszych 10 μs impulsu laserowego z rozdzielczością 0.25 μs . Oprócz skracającego się ze wzrostem amplitudy impulsu prądowego czasu nagrzewania DL w ciągu pierwszych μs trwania impulsu, widoczne są dla $I \geq 2.2$ A efekty o charakterze oscylacyjnym. Wyraźniej niż na Rys. 8 widoczne jest szybkie „przestrajanie” DL o ~ 0.2 nm z okresem ~ 1.7 μs . Podobne efekty szybkiego przełączania częstotliwości na krótkie (rzędu 1 μs) odcinki czasu, nie zawsze periodycznie, zostały zaobserwowane dla innych diod z tej heterostruktury. Mechanizm nie jest jeszcze rozpoznany. Możliwe, że obserwujemy pewne oscylacyjne rozwiązania równania transportu ciepła.

Porównanie dynamiki przestrajania termicznego diody skonstruowanej z heterostruktury asymetrycznej (A-DBSCH, epi 222, projektowanej na pasmo 790 nm) i diod z dwóch heterostruktur symetrycznych (wykonanych według jednego projektu DBSCH, epi 238 i epi 212, projektowanych na pasmo 810 nm), przy jednakowym poziomie wysterowania impulsowego ($I = 2$ A) przedstawione jest na Rys. 10a i Rys. 10b dla dwóch omówionych wyżej sekwencji pomiarowych (tzn. z krokiem 0.25 μs i 1 μs). Potwierdza się znacznie mniejsze przesunięcie termiczne widma DL z heterostrukturą asymetryczną w porównaniu z diodami wykonanymi z heterostruktur symetrycznych. Przypisanie tego mniejszej rezystancji termicznej warstwy p-emitera pośrednio potwierdzone jest przez podobne zachowanie diod z różnych heterostruktur symetrycznych.

Interesujące jest, że wyniki te mogą nie być potwierdzone w konwencjonalnych, statycznych pomiarach DL pracujących przy zasilaniu prądem stałym (CW). Z charakterystyk CW, mocowo-prądowych i napięciowo-prądowych (P-I-V) oraz spektralnych przedstawionych na Rys. 11a-b wyznaczyć można rezystancje termiczne (R_T) trzech diod z wymienionych heterostruktur. Mierząc wzrost temperatury ΔT obszaru aktywnego DL wynikający ze wzrostu prądu diody [z przesunięcia widma, poprzez zależność (5)], wyznaczyć można R_T z zależności:

$$R_T = \frac{\Delta T}{(U \cdot I - P_{opt})_{1.2A} - (U \cdot I - P_{opt})_{0.8A}}$$

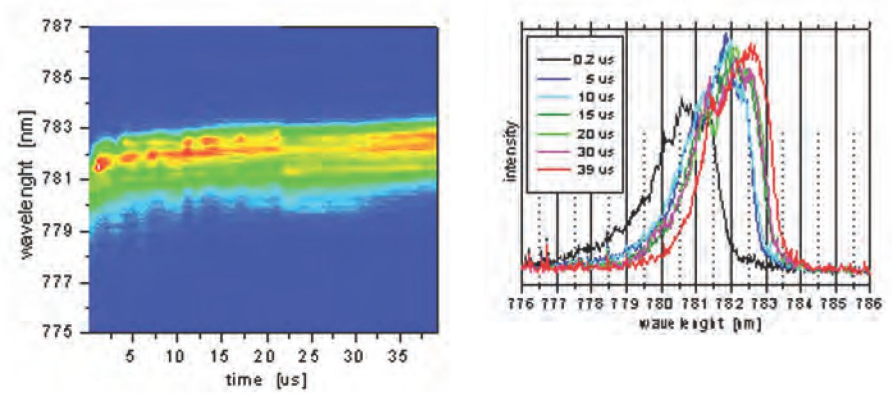
gdzie: U , P_{opt} oznacza napięcie i moc optyczną wyznaczone z charakterystyk P-I-V dla dwóch prądów I , w tym przypadku $I_1 = 0.8$ A oraz $I_2 = 1.2$ A. ΔT jest przyrostem temperatury związanym z tym wzrostem prądu zasilania, wartość $U \cdot I - P_{opt}$ oznacza moc rozproszoną DL. Tak policzone wartości R_T dla kilku diod z wymienionych heterostruktur ujęte są w postaci Tab. 1. Z tabeli tej i Rys. 11a wynikają podobne wartości zewnętrznej sprawności kwantowej (η) wybranych diod. Różnice w wartościach mocy rozproszonej wynikają z różnych prądów progowych i w przypadku DL z epi 212, wysokich napięć w kierunku przewodzenia spowodowanych zbyt wysoką rezy-

stancją p-kontaktu. Rzutuje to na wyliczone wartości R_T . O ile zmierzone wartości ΔT w przybliżeniu potwierdzają wyniki pomiarów czasowo-rozdzielczych (choć na stacjonarną wartość ΔT wpływ mają też dodatkowe elementy, jak jakość montażu), to wyliczone wartości R_T dają obraz całkiem odmienny, w szczególności diody z symetrycznej heterostruktury epi 212 mają najniższe rezystancje termiczne.

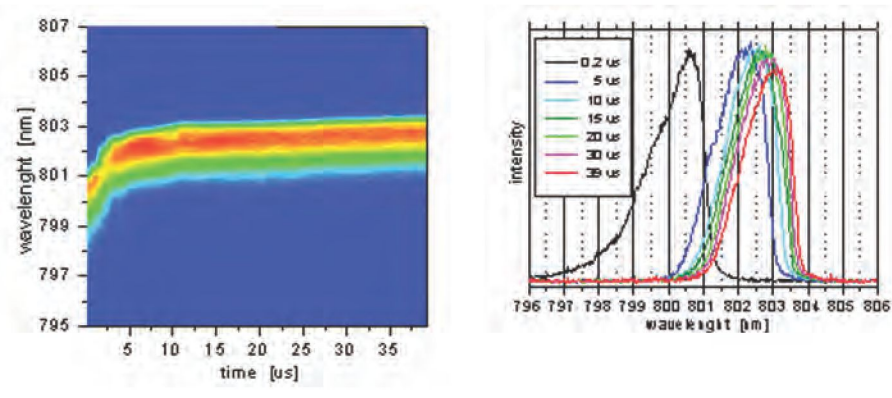
Tabela 1. Wykaz parametrów przykładowych DL z trzech porównywanych heterostruktur. Parametry I_{th} , η , $\Delta\lambda$ wyznaczono z charakterystyk CW, wzrost temperatury ΔT wyliczono z zastosowaniem zależności (5), $\Delta P = U \cdot I - P_{opt}$ oraz R_T wyliczono z (6).

Table 1. Specification of the parameters of exemplary LDs coming from three heterostructures under comparison. Data I_{th} , η , $\Delta\lambda$ were taken from CW characteristics, diode self-heating ΔT is calculated using eq. (5), $\Delta P = U \cdot I - P_{opt}$ and R_T is calculated from eq. (6).

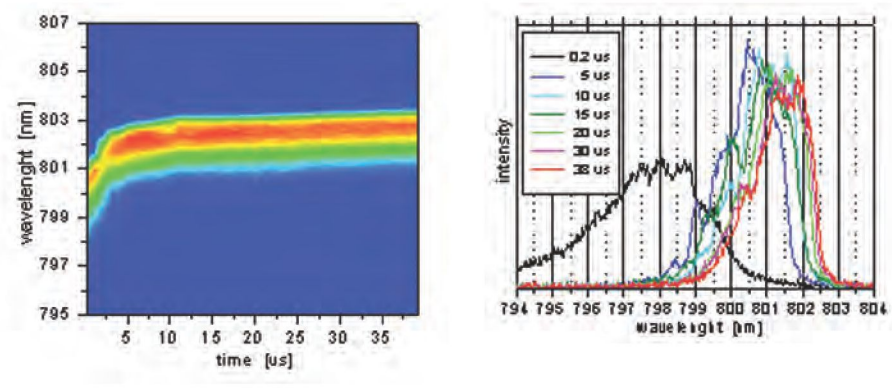
		$\Delta\lambda$ [nm]	ΔT [deg]	ΔP [W]	R_T [deg/W]	η [W/A]	I_{th} [A]
epi222 asym	c5	1.57	6.28	0.506	12.40	0.881	0.513
	d7	1.25	5.0	0.479	10.44	0.907	0.533
	f5	1.25	5.0	0.58	8.62	0.765	0.588
epi238 sym	c4	1.5	5.36	0.482	11.11	0.853	0.329
	c6	1.81	6.46	0.438	14.7	0.968	0.326
	c9	1.53	5.46	0.439	12.44	0.874	0.325
epi212 sym	a4	1.96	7.26	1.007	7.21	0.987	0.507
	g4	1.72	6.37	0.953	6.68	0.893	0.562



A-DBSCH LD d1 (epi 222)

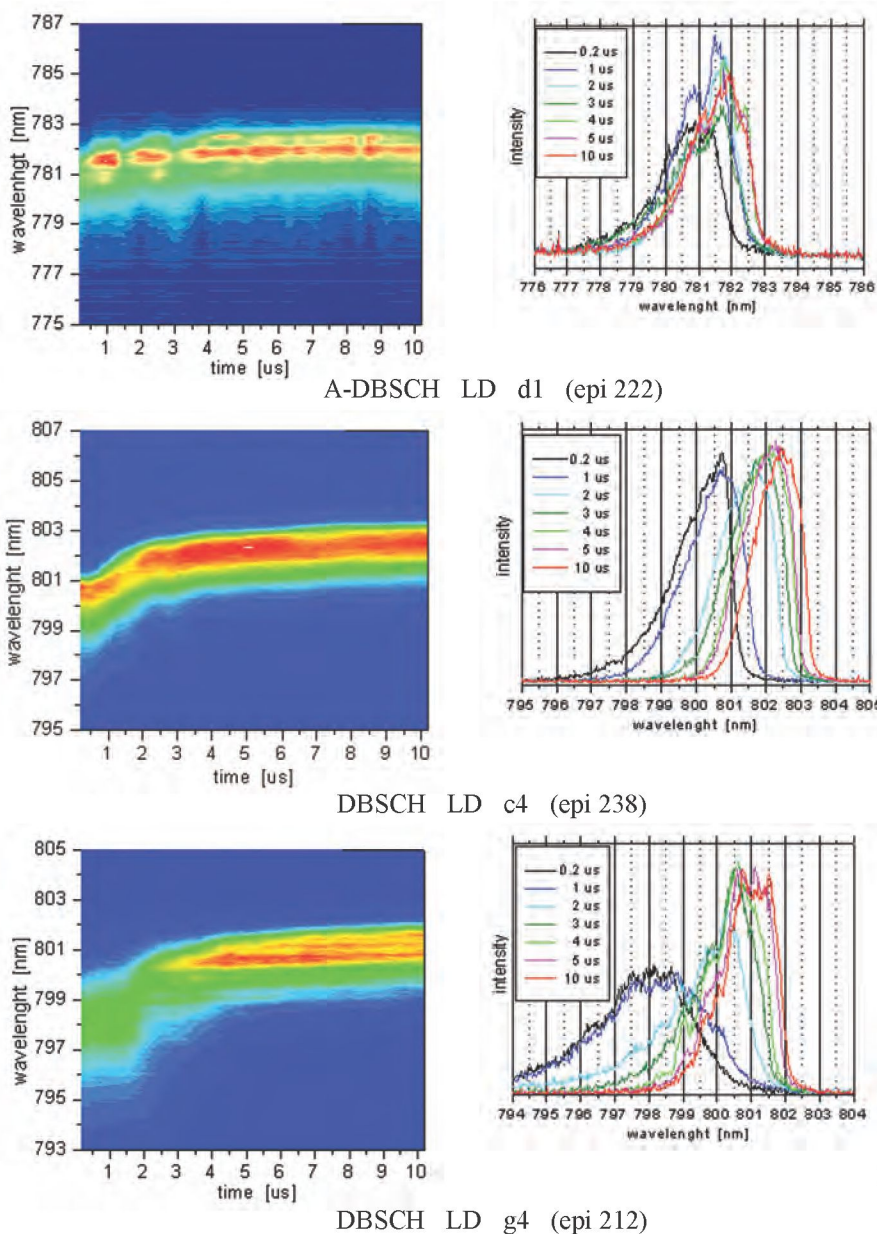


DBSCH LD c4 (epi 238)



DBSCH LD g4 (epi 212)

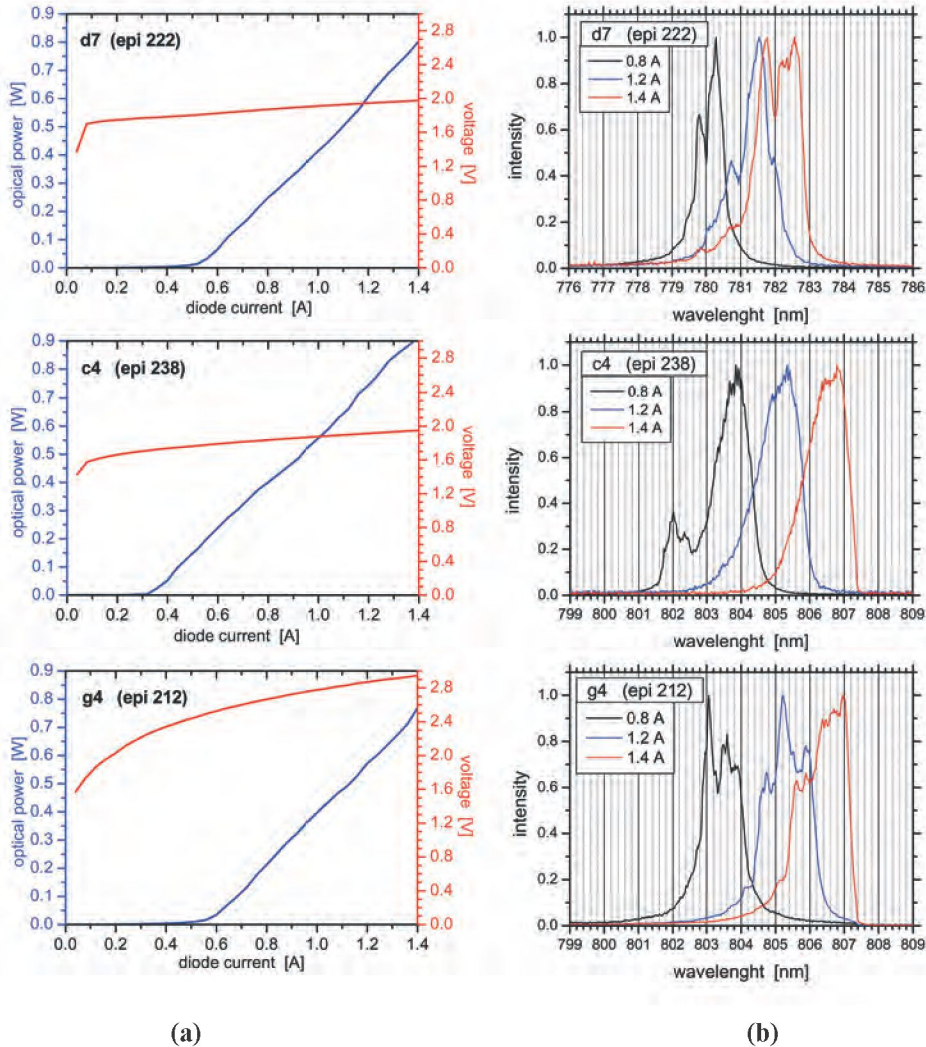
Rys. 10a.



Rys. 10b.

Rys. 10. Porównanie przebiegów przestrajania termicznego w diodzie wykonanej na bazie heterostruktury asymetrycznej i w diodach wykonanych z dwóch (nominalnie identycznych) heterostruktur symetrycznych: a) bramkowanie z odstępem 1 μ s; b) z odstępem 250 ns.

Fig. 10. Comparison of transient thermal-spectral-shift of the LD made from asymmetric heterostructure with diodes manufactured from two (nominally identical) symmetric heterostructures.: a) the distance between sequential 40-ns-gates of 1 μ s, b) the distance of 250 ns.



Rys. 11. Charakterystyki CW diod laserowych z heterostruktur porównywanych na Rys. 10 (w tej samej kolejności). Kolumna (a): charakterystyki P-I-V, kolumna (b): charakterystyki spektralne dla trzech poziomów wysterowania diod. Temperatura podstawy stabilizowana: $T_{base} = 20^{\circ}\text{C}$.

Fig. 11. CW characteristics of LDs coming from heterostructures compared in Fig. 10 (in the same sequence). P-I-V characteristics in column (a) and spectral characteristics in column (b) - all for three drive current values. Base temperature stabilized at 20°C .

Wytłumaczenie tej anomalii leży w definicji R_T (wzór (6)). Wzrost mocy rozproszonej $\Delta P = U \cdot I - P_{opt}$ (wynikający z charakterystyk P-I-V) w danej konstrukcji prowadzi na ogół także do większej różnicy mocy rozproszonej w mianowniku (6). Zakłada się w tym ogólnym ujęciu, że moc rozproszona jest źródłem wzrostu T (że ośrodek jest jednorodny, a ciepło generowane w całym obszarze) i wtedy wyrażenie (6) jest słuszne. Można sobie jednak wyobrazić sytuację, gdy część mocy rozproszonej nie powoduje znaczącego wzrostu T złącza. Jest tak np. w przypadku wysokorezystywnego p-kontaktu, gdzie wydzielane ciepło Joule'a jest kierowane wprost do chłodnicy, a obszar aktywny jest odizolowany od tego źródła ciepła przez warstwę p-emitera (np. AlGaAs) o bardzo dużej rezystywności cieplnej. W takim przypadku wyliczone wartości R_T mogą być małe, co jest informacją myłą, jak widać z porównania opisanego pomiaru statycznego i wcześniej opisanych czasowo-rozdzielczych pomiarów spektralnych. Istota pomyłki tkwi w niemożności rozróżnienia położenia źródeł generacji ciepła w praktycznie najczęściej stosowanej zależności (6) wynikającej z prostego modelu przyrządu.

4. PODSUMOWANIE

Z porównania niestacjonarnych procesów cieplnych rejestrowanych techniką czasowo-rozdzielczej spektroskopii w diodach laserowych pracujących impulsowo wynika znacznie mniejsze przesunięcie termiczne widma w ciągu pierwszych mikrosekund od czoła impulsu w przyrządach skonstruowanych na bazie heterostruktury asymetrycznej w porównaniu z diodami wykonanymi z heterostruktur symetrycznych. Jest to wynikiem znacznego zmniejszenia grubości warstwy p-emitera (AlGaAs o dużej rezystywności cieplnej) w strukturze asymetrycznej. Zmniejszenie grubości warstwy p-emitera stało się tam możliwe dzięki przesunięciu pola optycznego na stronę n – w kierunku mniejszych strat na swobodnych nośnikach.

Możliwość zmniejszenia rezystancji termicznej p-emitera jest ważnym elementem projektowania diod laserowych dużej mocy, jednak tylko w przypadku możliwości poszerzenia rozkładu pola optycznego poprzez przesunięcie go na stronę n. Jest to istotą konstrukcji asymetrycznych heterostruktur i wydaje się czynić je perspektywicznymi.

W pracy przedstawiono technikę badania procesów cieplnych w obszarze aktywnym DL metodą czasowo-rozdzielczej spektroskopii z zastosowaniem kamery ICCD firmy Andor. Ze względu na rozdzielczość czasową znacznie poniżej 1 μ s (z bramką do 2 ns), technika ta dostarcza informacji o szybkich niestacjonarnych procesach w obszarze aktywnym i jego najbliższym otoczeniu. Jest zatem ona bardzo pomocna w ocenie konstrukcji przyrządów.

W trakcie obserwacji procesu nagrzewania obszaru aktywnego DL po włączeniu impulsu prądowego zaobserwowano krótkie (rzędu 1 μ s) fluktuacje widma (przestra-

anie lasera) o charakterze incydentalnym, lub periodyczne - o okresie rzędu 2 μ s. Mają one różny charakter dla DL z różnych heterostruktur, są zależne od amplitudy impulsu. Ich przyczyna pozostaje do wyjaśnienia.

Konwencjonalna technika wyliczania rezystancji termicznej diod pracujących w warunkach CW może prowadzić do błędnych wyników. Wynika to z nie rozróżniania źródeł mocy rozproszonej, podczas gdy nie wszystkie z nich przyczyniają się do wzrostu temperatury obszaru aktywnego. Do dokładnego opisu niezbędny jest zatem bardziej szczegółowy model zjawisk generacji i rozchodzenia się ciepła.

PODZIĘKOWANIE

Autorzy dziękują pracownikom Samodzielnej Pracowni Epitaksji Związków Półprzewodnikowych (Z-15.1) za wykonanie heterostruktur, oraz pracownikom Zakładu Zastosowań Materiałów A^{III}B^V (Z-20) za przeprowadzenie procesów technologicznych (processing) na płytkach.

LITERATURA

- [1] Leisher P. et al.: Mode control for high performance laser diode structures, *Proc. SPIE*, 6952, (2008), 69520C-1 - 69520C-11
- [2] Wang J. et al.: High-efficiency diode lasers at high output power, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 11, (1999), 1525-1527
- [3] Li L. et al.: High-efficiency 808 nm InGaAlAs-AlGaAs double-quantum-well semiconductor lasers with asymmetric waveguide structures, *IEEE PTL*, 20, 8, (2008), 566-568.
- [4] Michel N. et al.: High-wall plug efficiency broad area laser bar with strain-compensated quantum well, *Materiały (CD) z konferencji ISLC'2008 (The 21st IEEE International Semiconductor Laser Conference, 14–18.09.2008, Sorrento)*, 103
- [5] Botez D.: Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 21, (1999), 3102-3104
- [6] Botez D.: High power, Al-free diode lasers, *Compound Semiconductors*, 5, 6, July/August, (1999), 24–29
- [7] Wade J. K. et al.: High continuous wave power 0.8 μ m band, Al-free active region diode lasers, *Appl. Phys. Lett.*, 70, 2, (1997), 149-151
- [8] Petrescu-Prahova I. et al.: 253 mW/ μ m maximum power density from 9xx nm epitaxial layer structures with d/T greater than 1 μ m, *Materiały (CD) z konferencji ISLC'2008 (The 21st IEEE International Semiconductor Laser Conference, 14 – 18.09.2008, Sorrento)*, 135

A. Małag, E. Dąbrowska, M. Teodorczyk.

- [9] Knauer A. et al.: High-power 808 nm lasers with a super-large optical cavity, *Semiconductor Sci. Technol.*, 20, 6 (2005), 621-624
- [10] Małag A. et al.: High power low vertical beam divergence 800 nm-band double-barrier-SCH GaAsP/(AlGa)As laser diodes, *IEEE PTL*, 18, 15, (2006), 1582 –1584
- [11] Emanuel M.A. et al.: High-efficiency AlGaAs-based laser diode at 808 nm with large transverse spot size, *IEEE PTL*, 8, 10, (1996), 1291-1293
- [12] Emanuel M.A. et al.: High-power InAlGaAs-GaAs laser diode emitting near 731 nm, *IEEE PTL*, 9, 11, (1997), 1451-1453
- [13] Casey H.C., Jr., M.B. Panish: Heterostructure lasers, Academic Press, New York, 1978
- [14] Buda M. et al.: Low-loss low-confinement GaAs-AlGaAs DQW laser diode with optical trap layer for high-power operation, *IEEE PTL*, 11, 2, (1999), 161-163
- [15] Iordache G. et al.: High power CW output from low confinement asymmetric structure diode laser, *Electron. Lett.*, 35, 2, (1999), 148-149
- [16] Ito M., Kimura T.: Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes, *IEEE JQE*, QE-17, 5, (1981), 787-795
- [17] Duda E. et al.: Thermal resistance and temperature distribution in double-heterostructure lasers: calculation and experimental results, *IEEE JQE*, QE-15, 8, (1979), 812-816

SUMMARY

DYNAMICS OF ACTIVE REGION SELF-HEATING IN LASER DIODES BASED ON SYMMETRIC AND ASYMMETRIC HETEROSTRUCTURE DESIGN – A COMPARISON BY TIME-RESOLVED SPECTROSCOPY

The results of comparative investigations on 800-nm-band high-power laser diodes based on symmetric and asymmetric heterostructure design are presented. The idea of asymmetric heterostructure design is the insertion of a passive waveguide layer at the heterostructure's n-side whereby a field distribution of generated radiation shifts toward this side. Resulting decrease in free-carrier loss allows increasing of emitted radiation power by widening (perpendicular to the junction plane) of shifted optical field distribution and by laser cavity elongation. The shift of the optical field distribution toward the heterostructure n-side makes simultaneously possible a reduction of p-cladding layer thickness, which should cause a decrease of its thermal and electrical resistances. This has been confirmed by time-resolved spectroscopy measurements of transient thermal processes in laser diodes. In pulse operation, distinctly less thermal shift of lasing spectrum during the first (2 to 5)

microseconds after the pulse start has been observed in asymmetric-design devices compared to symmetric ones. Such fast thermal processes can be connected only with the nearest vicinity of the active region i.e. mainly with the highly resistive p-cladding layer.

Presented results show that conventional steady-state technique of thermal resistance measurements for CW operating laser diodes can sometimes lead to conclusions inconsistent with these obtained by the time-resolved spectroscopy. Possible reasons of the discrepancy are indicated.

Key word: laser diode, hterostructure, self-heating, spectroscopy, time-resolution, power conversion efficiency