

doi:10.15199/48.2017.08.06

## Optymalizacja obszaru aktywnego międzypasmowego lasera kaskadowego

**Streszczenie.** W tym artykule przedstawiono teoretyczne badania struktury pasmowej studni kwantowych II rodzaju InAs/GaInSb i InAs/GaAsSb, które mogą być stosowane jako obszary aktywne międzypasmowych laserów kaskadowych, emitujących w szerokim zakresie średniej podczerwieni. Stosując wielopasmowy model k-p obliczono zależność energii oraz siły oscylatora fundamentalnego przejścia optycznego od grubości warstw stanowiących studnie kwantowe dla elektronu.

**Abstract.** In this paper, we present theoretical investigations of the band structure of type-II InAs/GaInSb and InAs/GaAsSb quantum wells dedicated for the active region of interband cascade lasers emitting in a broad range of mid infrared. We utilize the multiband k-p theory in order to calculate the dependence of the energy and oscillator strength of the fundamental optical transition on the thickness of particular layers confining electrons. (**Optimization of the active region of interband cascade laser**).

**Słowa kluczowe:** międzypasmowy laser kaskadowy, studnie kwantowe typu W II rodzaju, średnia podczerwień

**Keywords:** interband cascade laser, quantum wells

### Wprowadzenie

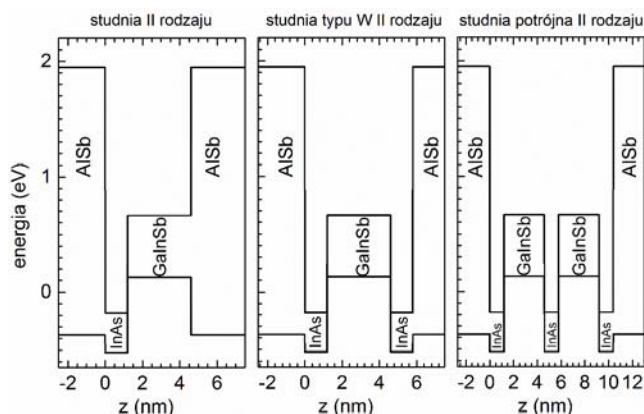
W ostatnim czasie bardzo duże zainteresowanie wzbudzają lasery półprzewodnikowe, które emitują w zakresie średniej podczerwieni. Są one wykorzystywane w optycznych detektorach gazów, znajdujących wielu zastosowań, od diagnostyki medycznej, przez ochronę środowiska, aż po wykrywanie wycieków gazu [1-3]. Szczególnie znaczenie mają tanie, kompaktowe i łatwo strojone lasery działające w obszarze średniej podczerwieni, zwłaszcza w zakresie 3  $\mu\text{m}$  do 5  $\mu\text{m}$ , w którym znajdują się fundamentalne linie absorpcyjne bardzo wielu molekuł ważnych aplikacyjnie gazów, takich jak: CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub> i innych. Dla tych długości fal elektromagnetycznych międzypasmowy laser kaskadowy stanowi alternatywę względem szeroko stosowanych kwantowych laserów kaskadowych [1] oraz diod laserowych [4] na bazie studni kwantowej I rodzaju. Międzypasmowy laser kaskadowy ma bardzo korzystne cechy, do których zaliczyć można: szeroki zakres strojenia energii emisji [5, 6], zminimalizowane straty nośników w wyniku procesów Augera [7], bardzo niskie zużycie energii [8]. Jednak wciąż istnieje wiele wyzwań przy projektowaniu obszaru czynnego.

W tej pracy przedstawione zostaną wyniki badań obszarów aktywnych, którymi są studnie kwantowe II rodzaju i jej modyfikacje, stosowane przy projektowaniu międzypasmowych laserów kaskadowych. Zaproponowane układy materiałów, zapewniają emisję w pożądanym zakresie spektralnym z jednoczesnym zwiększeniem siły

oscylatora podstawowego przejścia optycznego. Ponadto zostanie zbadany wpływ grubości warstwy stanowiącej studnię kwantową dla elektronu z pasma przewodnictwa na długość fali emisji i siłę oscylatora podstawowego przejścia optycznego.

### Podstawy teoretyczne

Przedmiotem badań były struktury, które pozwalają realizować emisję w zakresie średniej podczerwieni, o następującym układzie warstw: AISb/InAs/GaInSb/AISb, AISb/InAs/GaInSb/InAs/AISb, AISb/InAs/GaInSb/InAs/GaInSb/InAs/AISb oraz AISb/InAs/GaAsSb/InAs/AISb, wzrastane na podłożu z GaSb. Jak przedstawiono w pracy [9], w strukturach takich występuje znaczne oddziaływanie pomiędzy stanami pasma przewodnictwa i walencyjnego, co również przedstawiono w pracy [10], w której porównano wyniki uzyskane dzięki zastosowaniu 8-pasmowego modelu k-p z modelem jednopasmowym. Zatem do obliczeń został użyty 8-pasmowy model k-p, w którym uwzględniamy pasmo przewodnictwa, pasmo ciężko- i lekkodziurowe oraz pasmo spin-orbita. Baza hamiltonianu i jego postać zostały przedstawione w pracy [11]. Należy dodać, że podłoże ma inną stałą sieciową niż materiały, z których wykonane są poszczególne warstwy w tych strukturach, co oznacza, że w obliczeniach uwzględniamy hamiltonian związany z naprężeniem. Wszystkie parametry dotyczące materiałów zostały wzięte z pracy [12].

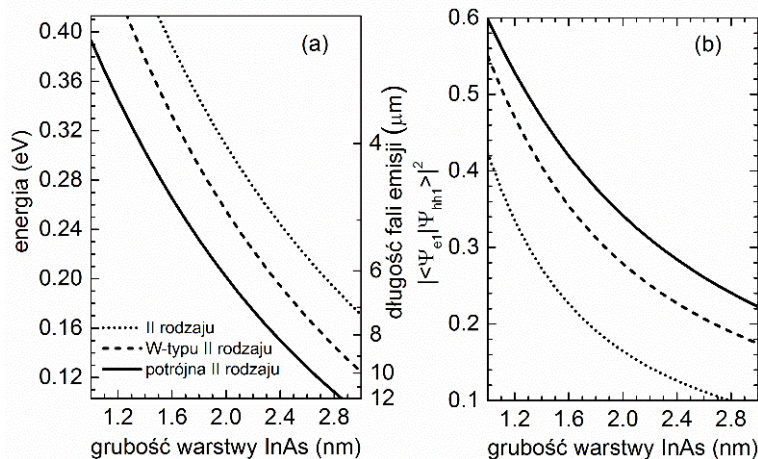


Rys.1. Krawędzie pasm przewodnictwa i walencyjnego w różnych obszarach czynnych emitujących w zakresie średniej podczerwieni

Obliczenia zostały wykonane dla temperatury pokojowej. Rozwiązując numerycznie równanie Schrödingera przy pomocy metody różnic skończonych można wyznaczyć energie i funkcje falowe stanów związanych. Następnie wykorzystując znajomość funkcji falowych elektronu z pasma przewodnictwa i dziury z pasma walencyjnego można wyliczyć kwadrat modułu całki przekroczenia, proporcjonalny do siły oscylatora przejścia podstawowego w takiej strukturze oraz energii z nim związanej.

## Rezultaty

Rysunek 1 przedstawia krawędzie pasma przewodnictwa oraz walencyjnego dla trzech różnych obszarów czynnych stosowanych w międzypasmowych laserach kaskadowych emitujących w zakresie średniej podczerwieni.



Rys.2. Zależność energii (panel (a)) oraz modu kwadratu całki przekroczenia (panel (b)) podstawowego przejścia optycznego w funkcji grubości warstwy InAs dla trzech struktur: AISb/InAs/Ga<sub>0,65</sub>In<sub>0,35</sub>Sb/AISb (linia kropkowana), AISb/InAs/Ga<sub>0,65</sub>In<sub>0,35</sub>Sb/InAs/AISb (linia przerywana), AISb/InAs/Ga<sub>0,65</sub>In<sub>0,35</sub>Sb/InAs/Ga<sub>0,65</sub>In<sub>0,35</sub>Sb/InAs/AISb (linia ciągła)

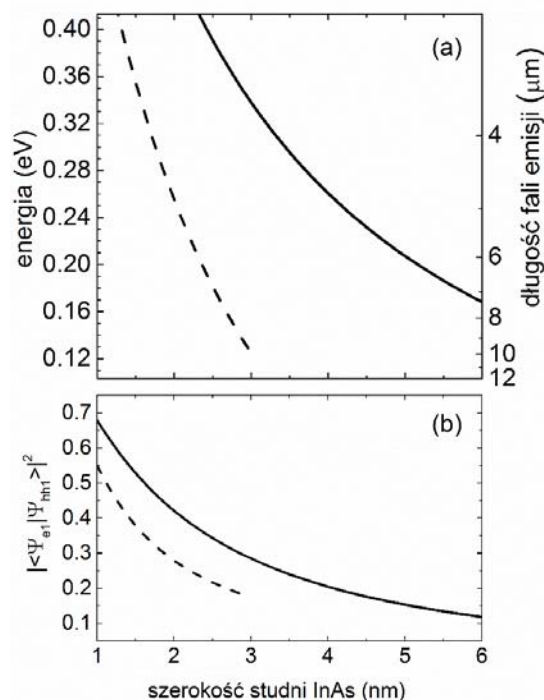
Poprzez zmianę szerokości studni kwantowej dla elektronu od 1 nm do 3 nm można uzyskać w przypadku struktury AISb/InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb/AISb zmianę długości fali emitowanej odpowiadającej temu przejściu optycznemu aż o ponad 7 μm. Ten wynik pokazuje jak istotny jest efekt związany z przestrzennym ograniczeniem elektronu. Dodając kolejne studnie kwantowe dla elektronu i dziury można znacznie przesunąć energię emisji z tak zmodyfikowanych obszarów czynnych w stronę jeszcze dłuższych fal, do ponad 12 μm, co jest spodziewanym efektem, gdyż mamy do czynienia z efektywnym poszerzeniem studni kwantowej. Na rysunku 2(b) przedstawiony został kwadrat modułu całki przekroczenia dla przejścia optycznego, pomiędzy elektronem znajdującą się w stanie podstawowym z pasma przewodnictwa, a dziurą znajdującą się w stanie podstawowym w paśmie walencyjnym. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że zwiększenie siły oscylatora przejścia optycznego uzyskano poprzez wprowadzenie dodatkowych studni, a co za tym idzie wykorzystanie dodatkowo części funkcji falowej dziury. Przykładowo, dla szerokości studni kwantowej wykonanej z materiału InAs o wartości 2 nm, zmiana struktury II rodzaju na strukturę potrójną II rodzaju zwiększa kwadrat modułu całki około dwukrotnie.

Oczywiście w celu dalszego obniżenia wartości energii przejścia optycznego można dodawać kolejne warstwy do struktury II rodzaju, które będą pełniły rolę studni kwantowych dla elektronów i dziur, odpowiednio, w paśmie przewodnictwa oraz walencyjnym. Jednak będzie to bardzo utrudniało wytwarzanie takich struktur, z powodu znacznego zwiększenia liczby warstw.

Szerokość studni Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb wynosi 3,4 nm, natomiast wartość ułamka molowego In jest równa 0,35.

W tym miejscu warto nadmienić, że kwadrat funkcji falowej elektronu z pasma przewodnictwa ma maksimum w obszarze materiału InAs, natomiast dziura z pasma walencyjnego – w obszarze materiału Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb. To powoduje, że w tej strukturze mamy do czynienia ze skośnym przejściem optycznym.

Rysunek 2(a) przedstawia energię emisji w funkcji grubości warstwy InAs w analizowanych strukturach AISb/InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb/AISb, AISb/InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb/InAs/AISb, AISb/InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb/InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb/InAs/AISb.



Rys.3. Zależność energii (panel (a)) oraz modu kwadratu całki przekroczenia (panel (b)) podstawowego przejścia optycznego w funkcji grubości warstwy InAs dla struktur: AISb/InAs/GaAs<sub>0,06</sub>Sb<sub>0,94</sub>/InAs/AISb (linia ciągła), AISb/InAs/Ga<sub>0,65</sub>In<sub>0,35</sub>Sb/InAs/AISb (linia przerywana)

Warto zwrócić uwagę na fakt, że w strukturze potrójnej II rodzaju zmiana grubości warstwy o 0,3 nm prowadzi do zmiany długości fali emisji aż o 1  $\mu\text{m}$ . Duża czułość na zmianę grubości warstw wymusza zachowanie znacznej jednorodności podczas wzrostu. Aby osłabić ten efekt, można w strukturze typu W II rodzaju w miejscu warstwy ściskającej  $\text{GaInSb}$  zastosować warstwę rozciągającą  $\text{GaAsSb}$ .

Rysunki 3(a) i 3(b) prezentują wyniki obliczeń energii podstawowego przejścia optycznego w funkcji grubości warstwy  $\text{InAs}$  w przypadku struktury  $\text{AlSb/InAs/GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{InAs/AlSb}$ . Ułamek molowy As wynosi 6%. Obliczenia były wykonane dla warstwy  $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$  o grubości 3,4 nm, charakterystycznej dla obszarów aktywnych stosowanych przy konstrukcji międzypasmowych laserów kaskadowych. Pozwoliło to porównać wyniki z obliczeń struktur  $\text{AlSb/InAs/GaAs}_{0,06}\text{Sb}_{0,94}/\text{InAs/AlSb}$  bezpośrednio z wynikami uzyskanymi dla struktury  $\text{AlSb/InAs/Ga}_{0,65}\text{In}_{0,35}\text{Sb/InAs/AlSb}$ . Zależność podstawowego przejścia optycznego w funkcji grubości warstwy  $\text{InAs}$  dla struktury w której występuje naprężona rozciągająco warstwa  $\text{GaAsSb}$  jest bardziej płaska. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że gdy warstwy tworzące strukturę są odpowiednio grube to poziomy energetyczne są mało czułe na fluktuacje grubości. W związku z zastosowaniem grubszych warstwy  $\text{InAs}$ , zależność energii podstawowego przejścia optycznego jest znacznie słabsza, a jednocześnie wciąż obejmuje ten sam zakres długości fal w obszarze średniej podczerwieni. Głównym czynnikiem wpływającym na energię podstawowego przejścia optycznego jest szerokość studni kwantowej dla elektronu. Jeśli grubość warstwy  $\text{InAs}$  zmienia się od 1 nm do 6 nm, długość fali emisji osiąga wartość około 8  $\mu\text{m}$ . Analizując kwadrat modułu całki przekrycia pomiędzy funkcją falową elektronu i dziury, która jest proporcjonalna do intensywności podstawowego przejścia optycznego, można zobaczyć, że intensywność tego przejścia zwiększa się dla struktur  $\text{AlSb/InAs/GaAs}_{0,06}\text{Sb}_{0,94}/\text{InAs/AlSb}$ .

## Wnioski

W pracy przedstawiono strukturę energetyczną obszarów czynnych stosowanych w międzypasmowych laserach kaskadowych na podłożach z  $\text{GaSb}$ . Pokazane zostało, że zarówno wprowadzenie dodatkowych warstw materiału, które będą pełniły rolę studni kwantowych dla elektronów i dziur, jak i wymiana warstwy  $\text{GaInSb}$  na  $\text{GaAsSb}$ , umożliwiła strojenie długości fali emisji w zakresie średniej podczerwieni z obszarów czynnych stosowanych przy konstrukcji międzypasmowych laserów kaskadowych. Dodatkowo zwiększona zostaje intensywność przejścia optycznego. Poza tym w przypadku struktur typu W II rodzaju, z rozciągającą warstwą  $\text{GaAsSb}$ , zależność energii podstawowego przejścia optycznego od grubości warstwy  $\text{InAs}$  jest znacznie słabsza niż w przypadku zastosowania ściskającej warstwy  $\text{GaInSb}$ .

Podziękowania dla dr hab. G. Sęka i prof. J. Misiewicza za pomoc w realizacji prezentowanych badań.

Praca realizowana w ramach projektu Unii Europejskiej Horizon 2020 nr 636930 (iCspec).

**Autor:** dr inż. Krzysztof Ryczko, Politechnika Wrocławska, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Katedra Fizyki Doświadczalnej, Laboratorium Optycznej Spektroskopii Nanostruktur, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: [krzysztof.ryczko@pwr.edu.pl](mailto:krzysztof.ryczko@pwr.edu.pl)

## LITERATURA

- [1] Bandyopadhyay N., Bai Y., Tsao S., Nida S., Slivken S., Razeghi M., Room temperature continuous wave operation of  $\lambda \sim 3\text{--}3.2 \mu\text{m}$  quantum cascade lasers, *Appl. Phys. Lett.* 101 (2012), 241110
- [2] Tian Z., Li L., Ye H., Yang R.Q., Mishima T.D., Santos M.B., Johnson M.B., InAs-based interband cascade lasers with emission wavelength at 10.4  $\mu\text{m}$ , *Electron. Lett.* 48 (2012), 113
- [3] Bewley W.W., Canedy Ch.L., Kim Ch.S., Kim M., Merritt Ch.D., Abell J., Vurgaftman I., Meyer J.R., Continuous-wave interband cascade lasers operating above room temperature at  $\lambda = 4.7\text{--}5.6 \mu\text{m}$ , *Opt. Express* 20 (2012), 3235
- [4] Vizbaras K., Amann M.C., Room-temperature 3.73  $\mu\text{m}$  GaSb-based type-I quantum-well lasers with quinary barriers, *Semicond. Sci. Technol.* 27 (2012), 032001
- [5] Motyka M., Ryczko K., Sęk G., Misiewicz J., Bauer A., Höfling S., Forchel A., Type II quantum wells on GaSb substrate designed for laser-based gas sensing applications in a broad range of mid infrared, *Opt. Mater.* 34 (2012), 1107
- [6] Jiang Y., Li L., Tian Z., Ye H., Zhao L., Yang R.Q., Mishima T.D., Santos M.B., Johnson M.B., Mansour K., Electrically widely tunable interband cascade lasers, *J. Appl. Phys.* 115 (2014), 113101
- [7] Vurgaftman I., Canedy C.L., Kim C.S., Kim M., Bewley W.W., Lindle J.R., Abell J., Meyer J.R., Mid-infrared interband cascade lasers operating at ambient temperatures, *New J. Phys.* 11 (2009), 125015
- [8] Vurgaftman I., Bewley W.W., Canedy C.L., Kim C.S., Kim M., Merritt C.D., Abell J., Lindle J.R., Meyer J.R., Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption, *Nature Commun.* 2 (2011), 585
- [9] Zakharova A., Yen S.T., and Chao K.A., Hybridization of electron, light-hole, and heavy-hole states in InAs/GaSb quantum wells, *Phys. Rev. B* 64 (2001), 235332
- [10] Yu X., Gu Y.-X., Wang Q., Wei X., and Chen L.-H., Electronic band structure of a type-II 'W' quantum well calculated by an eight-band kp model, *Chin. Phys. B* 20 (2011), 030507
- [11] Ryczko K., Sęk G., Misiewicz J., Eight-band k-p modeling of InAs/InGaAsSb type-II W-design quantum well structures for interband cascade lasers emitting in a broad range of mid infrared, *J. Appl. Phys.* 114 (2013), 223519
- [12] Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R., Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys.* 89 (2001), 5815