

doi:10.15199/48.2017.08.05

Struktury tunelowe studnia kwantowa-kropki kwantowe jako ośrodek czynny laserów telekomunikacyjnych

Streszczenie. Kropki kwantowe mają wiele zalet jako laserowy materiał aktywny, jednak wykorzystanie ich w laserach telekomunikacyjnych wymaga uzyskania bardzo szybkiej modulacji emisji, trudnej do osiągnięcia w układzie czysto kropkowym, z powodu znacznej populacji gorących nośników. Możliwym rozwiązaniem jest zastosowanie hybrydowych struktur tunelowych, w których studnia kwantowa, oddzielona cienką barierą od warstwy kropek, służy jako rezerwuuar nośników dostarczanych bezpośrednio do stanu podstawowego. W artykule zaprezentowane są różne układy materiałowe, w których zrealizowany został schemat tunelowy, umożliwiające uzyskanie emisji w zakresie podczerwieni telekomunikacyjnej. Uzupełniające się techniki spektroskopii optycznej wykorzystane zostały do zbadania własności struktur pod kątem ich zastosowań w laserach. Przedstawione są również wyzwania na drodze do uzyskania lasera wykorzystującego szybkie i wydajne tunelowanie ze studni do kropek.

Abstract: Quantum dots (QD) offer many advantages as active material for lasers, however in order to take advantage of them in telecom lasers it is necessary to assure high modulation speed, difficult to achieve in purely QD system due to high population of hot carriers. One of feasible solutions is to use hybrid structures, where a quantum well, separated by a thin barrier from QD layer, serves as a reservoir of carriers supplied directly to the ground state. The article presents several material systems used to realise tunnel injection scheme, enabling emission in the telecom infrared range. Complementary optical spectroscopic techniques are employed to investigate the properties of structures in view of laser applications. There are also presented challenges on the way to obtain a laser based on fast and efficient tunneling. (**Quantum well-quantum dot tunnel structures as active material for telecom lasers**).

Słowa kluczowe: struktury tunelowe, kropki kwantowe, lasery półprzewodnikowe, spektroskopia optyczna

Keywords: tunnel injection structures, quantum dots, semiconductor lasers, optical spectroscopy

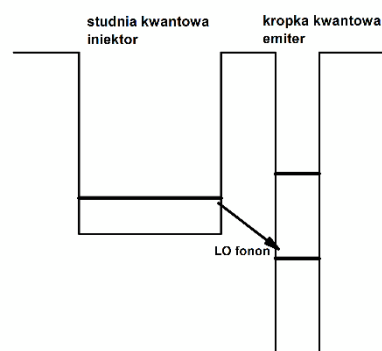
Wprowadzenie

Hybrydowe struktury zawierające kropki kwantowe (KK), służące jako emitery światła, oraz studnie kwantowe (SK), zbierające nośniki, wstrzykiwane następnie do KK przez cienką barierę, nazywane są strukturami z tunelowym wstrzykiwaniem nośników. Połączenie kwazi-zerowymiarowego potencjału wiążącego w kropkach kwantowych i dwuwymiarowego w studni kwantowej jest interesującym obiektem badań zarówno z punktu widzenia zjawisk fizycznych zachodzących w sprzężonych nanostrukturach o różnej wymiarowości, jak i praktycznych zastosowań w przyrządach optoelektronicznych, m.in. w laserach. Odpowiednio zaprojektowane struktury tunelowe pozwalają na wykorzystanie ulepszonych charakterystyk laserów opartych na KK, takich jak niskie prądy progowe [1, 2], większa stabilność termiczna [3, 4] i szeroka przestrajalność [5], jednocześnie umożliwiając obejście problemów obniżających ich osiągi, przede wszystkim ograniczonej szybkości modulacji spowodowanej występowaniem znacznej populacji gorących nośników, zajmujących stany wzbudzone w kropkach i w warstwie zwiłżającej. Dostrojenie struktury pasmowej tak, żeby najniższy poziom elektronowy w studni kwantowej miał energię większą niż energia stanu podstawowego układu, związanego w kropce kwantowej, o wartość odpowiadająca energii podłużnego fononu optycznego (LO), zapewnia szybkie i wydajne dostarczanie schłodzonych elektronów, umożliwiając wytworzenie przyrządów o dużej szybkości modulacji [6, 7]. Pokazano również, że lasery wykorzystujące tunelowanie charakteryzują się wysoką mocą [8], ultra-niskimi prądami progowymi [9] i szerokim zakresem przestrajania [10].

Układy hybrydowe KK/SK można także wykorzystywać do ultraszybkiego wstrzykiwania spolaryzowanych spinów [11] oraz w półprzewodnikowych wzmacniaczach optycznych, w celu obniżenia czasu odbudowania wzmocnienia, krytycznego dla urządzeń dużej szybkości [12]. Badanie sprzężenia między kropkami kwantowymi a studnią kwantową jest interesujące również z punktu widzenia realizacji pamięci opartych na kropkach kwantowych [13], detektorów działających w podczerwieni [14] oraz kropkowych laserów kaskadowych [15].

Układy materiałowe dla różnych długości fali emisji

Wybór układu materiałowego, w którym zrealizowany zostanie koncept struktury tunelowej, zależy od założonej długości fali emisji. Idealny schemat układu pasm przedstawiony jest na rysunku 1. Stan podstawowy układu znajduje się w kropce kwantowej dobranej tak, by emitowała światło przy odpowiedniej długości fali. Obok warstwy kropek ulokowana jest studnia kwantowa o składzie i szerokości zaprojektowanych tak, by najniższy stan w niej związany był energetycznie powyżej stanu kropkowego, z różnicą odpowiadającą energii podłużnego fononu optycznego, co zapewni wydajny transfer nośników spułapkowanych przez studnię do warstwy kropek. Do tej pory przebadanych zostało wiele układów sprzężonych ze sobą kropek i studni, poczynając od bazujących na podłożach z GaN źródłach emitujących w UV [16] i świetle widzialnym [17], przez układy InP/InGaP, wykorzystujące zewnętrzną wnękę rezonansową (również dla światła widzialnego) [18], po układy operujące w podczerwieni, na których skupia się ta praca.

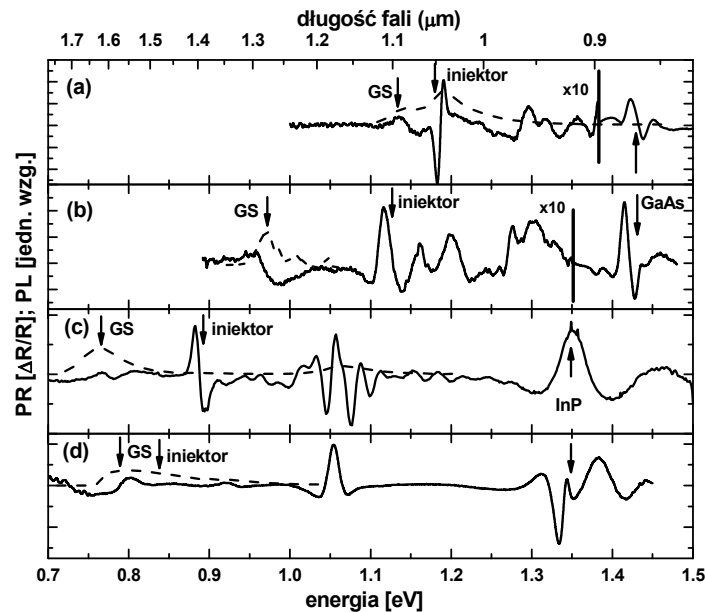


Rys.1. Schemat układu poziomów w idealnej strukturze tunelowej

Większość artykułów o strukturach tunelowych dotyczy modelowych KK InAs/GaAs [19], ze studnią kwantową z materiału InGaAs, które są jednak niezbyt interesujące z praktycznego punktu widzenia, z powodu ograniczonej maksymalnej długości fali emitowanego promieniowania osiągalnej w tym układzie. W strukturach na bazie kropek

kwantowych InAs/GaAs zbadano m.in. wpływ bariery tunelowej na fotoluminescencję (PL) i fotoluminescencję rozdzieloną w czasie (TRPL) [20], a także zademonstrowano tunelowanie rezonansowe elektronów [21]. Na Rysunku 2a pokazano widma fotoodbicia (PR) i PL zmierzone na strukturze tunelowej z kropkami kwantowymi InAs/GaAs, emitującymi przy 1,1 μm , ze studnią kwantową iniektora z materiału $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ o grubości 7 nm i barierą z GaAs, o grubości 2 nm [19]. Wszystkie struktury omawiane w tym artykule wytworzono techniką epitaksji z wiązki molekularnej. Pomiarów wykonano na standardowym układzie PR, w jasnej konfiguracji [22], wykorzystując oświetlacz halogenowy jako źródło światła białego (źródło

szerokopasmowe), które po odbiciu od próbki było następnie filtrowane spektralnie przez monochromator o ogniskowej 0,55 m. Intensywność wiązki odbitej mierzona była przez diodę InGaAs, w układzie detekcji fazoczułej. Jako źródło modulacji wykorzystywano laser półprzewodnikowy przerywany mechanicznie, o długości fali powyżej przerwy wzbronionej GaAs. Widmo PL zmierzono wykorzystując ten sam układ pomiarowy. Analogiczne układy wykorzystywano do pomiarów prezentowanych w dalszej części artykułu. Wszystkie badania wykonano w temperaturze pokojowej jako docelowej temperaturze pracy przyrządów wykorzystujących takie układy kwantowe.



Rys.2. Porównanie widm PR (linie ciągłe) i PL (linie przerywane) dla struktur tunelowych na bazie (a) KK InAs ze SK InGaAs, na podłożu z GaAs, emitujących przy 1,1 μm , (b) KK InAs ze SK InGaAsN, na podłożu z GaAs, emitujących przy 1,3 μm , (c) kreski kwantowych InAs/InGaAsP, ze SK InGaAsP, na podłożu z InP, emitujących przy 1,6 μm , (d) KK InAs/InGaAlAs, na podłożu z InP, emitujących przy 1,55 μm . Strzałki wskazują istotne przejścia optyczne, GS oznacza stan podstawowy

Spektroskopia fotoodbiciowa, należąca do modulacyjnych technik absorpcyjnych, czuła na słabe przejścia optyczne również w temperaturze pokojowej, doskonale nadaje się do badania struktur tunelowych, charakteryzujących się bogatym widmem przejść optycznych między stanami związanymi w jamie potencjału o złożonym kształcie, na który składają się sprzężone kwantowo mechanicznie kropka kwantowa, studnia kwantowa oraz warstwa zwilżająca. Analiza widm PR pozwala na identyfikację i wyznaczenie energii przejść optycznych, dając wgląd w strukturę energetyczną badanych próbek. Widma PL, nałożone na widma PR, umożliwiają określenie własności emisyjnych, dodatkowo wskazując na stan podstawowy całego układu. W przypadku widm z rysunku 2a wyróżnić można przejście pochodzące z litej warstwy GaAs przy energii 1,42 eV, odpowiadającej energii przerwy wzbronionej tego materiału, przejście ze stanu podstawowego układu przy energii ok. 1,15 eV, pokrywające się z pikem PL, oraz liczne przejścia pomiędzy, odpowiadające absorpcji w sprzężonym układzie studnie kwantowych. Najsilniejsze z nich, przy energii ok. 1,19 eV, pokrywające się z drugim pikiem PL, związane jest z najniższym stanem w iniektorze. Różnica energii między nimi a stanem podstawowym, wynosząca ok. 40 meV, jest zbliżona do energii fononu LO w tych materiałach. W układzie materiałowym KK InAs na GaAs, ze studnią InGaAs, łatwo jest uzyskać pożądaną strukturę

energetyczną stanów związanych, manipulując składem i szerokością SK iniektora. Jednakże układ ten jest mało interesujący ze względu na ograniczoną długość fali emitowanego światła.

Tabela 1. Podsumowanie omawianych struktur

Długość fali emisji [μm]	Podłoże	Emiter	Bariera	Studnia kwantowa
1,1	GaAs	KK InAs	GaAs	InGaAs
1,3	GaAs	KK InAs, warstwa redukująca naprężenia	GaAs	InGaAsN
1,6	InP	Kreski kwantowe InAs	InP	InGaAsP
1,55	InP	KK InAs	InGaAlAs	InGaAs

Większe praktyczne znaczenie ma emisja światła przy 1,3 μm , odpowiadająca drugiemu oknu telekomunikacyjnemu, możliwa do uzyskania przy zastosowaniu KK InAs na podłożu GaAs, jeśli KK pokryte zostaną dodatkową warstwą redukującą naprężenia [23]. Jednakże w tym przypadku problemem staje się dobranie materiału studni kwantowej, który zachowując odpowiednie dopasowanie sieciowe do podłoża, będzie miał jednocześnie odpowiednio małą przerwę wzbronioną. Rozwiązaniem może być zastosowanie studni kwantowych InGaAs rozrzedzanych azotem. Już niewielki, kilkuprocentowy

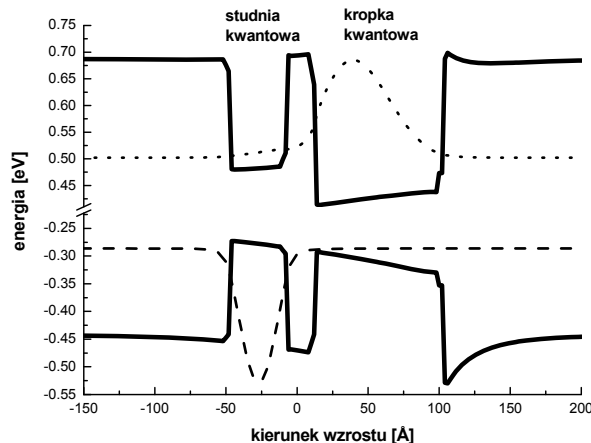
Dodatek atomów azotu znacząco przesunął przerwę wzbronioną w stronę podczerwieni (ok. 100 meV/% składu), jednocześnie bardzo słabo wpływając na stałą sieci [24]. Niestety, azot wpływa negatywnie na jakość struktury, obniżając wydajność emisji już dla bardzo niewielkich zawartości azotu. Na rysunku 2b pokazano widma PR i PL ze struktury tunelowych zawierających KK InAs, pokryte redukującą naprężenia warstwą materiału $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$, dzięki czemu uzyskano emisję przy 1,3 μm [25]. Do wytworzenia studni kwantowej użyto materiału $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}_{0,9865}\text{N}_{0,0135}$, grubość studni wynosi 9,5 nm. Na widmie PR można wyróżnić podobne elementy jak w przypadku poprzedniej struktury, tzn. rezonans odpowiadający przerwie GaAs, serię przejść ze sprężonych studni kwantowych oraz najniżej położone przejście ze stanu podstawowego, odpowiadające energii piku PL. Niski stosunek sygnał/szum widoczny w emisji wskazuje na niską jakość struktury, za którą odpowiedzialny jest wbudowany azot, pozwalający jednak jednocześnie na istotne przesunięcie najniższego stanu iniektora w stronę stanu podstawowego całego układu. Różnica energii między tymi dwoma przejściami wynosi ok. 150 meV, czyli nie jest idealna dla układu tunelowego z wykorzystaniem fononów optycznych. W celu poprawienia sprężenia konieczne jest zwiększenie zawartości azotu, co jednak dalej pogorszyłoby jakość struktury.

Najistotniejsze z punktu widzenia zastosowań są struktury tunelowe umożliwiające osiągnięcie emisji w zakresie trzeciego okna telekomunikacyjnego, dla długości fali około 1,55 μm . Uzyskanie KK dobrej jakości z InAs na podłożu GaAs, emitujących w tym zakresie, jest praktycznie niemożliwe. W tym celu stosuje się KK InAs wzrastane na InP. W typowych warunkach wzrostu techniką epitaksji z wiązki molekularnej w układzie InAs/InP uzyskuje się znacznie wydłużone struktury, zwane kreskami kwantowymi, o długości przekraczającej 100 nm i dużej gęstości powierzchniowej, dochodzącej do $10^{11}/\text{cm}^2$ [26]. Na rysunku 2c pokazano widma PR i PL zmierzone na strukturze tunelowej zawierającej kreski kwantowe InAs, z 8 nm studnią kwantową $\text{In}_{0,64}\text{Ga}_{0,36}\text{As}_{0,78}\text{P}_{0,22}$ oraz dodatkową warstwą wiążącą światło (separate confinement heterostructure) [27]. Przejście optyczne związane ze stanem podstawowym układu widoczne jest w widmie PR przy długości fali ok. 1,6 μm (energii 0,78 eV) i odpowiada mu silna emisja. Najniżej energetyczne przejście związane z iniektorem widoczne jest 100 meV powyżej, co przekracza energię fononu LO w tym układzie materiałowym. Na widmie PR poza przejściem związanym z InP przy 1,35 eV można wyróżnić również przejście z warstwy wiążącej fotony przy ok. 1,15 eV.

Zastosowanie w technice epitaksji z wiązki molekularnej źródła arsenu As_2 prowadzi do wzrostu dużo bardziej symetrycznych kropek kwantowych InAs na podłożu InP, charakteryzujących się dodatkowo znacznie większą jednorodnością [28]. Rysunek 2d przedstawia widma optyczne zmierzone na strukturze tunelowej z symetrycznymi kropkami InAs, w której studnia kwantowa o grubości 5 nm, oddzielona od warstwy KK 2 nm barierą z InGaAlAs, wykonana została z materiału InGaAs. Widmo PL pokazuje emisję ze stanu podstawowego, przy założonej długości fali 1,55 μm (energii 0,8 eV), oraz emisję z najniższego stanu iniektora, ok. 50 meV. Przy tych samych energiach widoczne są również rezonanse fotoodbiciowe o małej amplitudzie. Badany układ wydaje się być zbliżony do idealnego jeśli chodzi o strukturę energetyczną stanów związanych i odpowiadających im przejść optycznych. Jednakże potwierdzenie jego przydatności w zastosowaniach jako laserowy ośrodek czynny wymaga przeanalizowania charakteru stanu podstawowego.

Charakter stanu podstawowego

Warunkiem koniecznym wydajnej emisji ze struktury tunelowej jest uzyskanie dużej siły oscylatora przejścia optycznego ze stanu podstawowego układu, czyli jak największej całki przekroczenia między funkcjami falowymi odpowiadającymi najniższemu stanowi elektronowemu i najwyższemu stanowi dziurowemu. W praktyce oznacza to, że oba stany muszą być związane w kropce kwantowej. W celu sprawdzenia tego warunku dla wyżej opisanej struktury tunelowej przeprowadzono obliczenia w ośmiopasmowym modelu $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$, uwzględniającym rzeczywistą geometrię kropek kwantowych, naprężenia oraz efekt piezoelektryczny [29]. Kwadraty modułu funkcji falowych stanów związanych o najniższej energii, wycalkowane w płaszczyźnie i nałożone na profil potencjału, pokazano na rysunku 3.



Rys.3. Lokalizacja stanu podstawowego dla struktury tunelowej emitującej przy 1,55 μm

Stan elektronowy znajduje się po stronie kropkowej, natomiast stan dziurowy po stronie studniowej sprężonego układu, co wynika z wartości nieciągłości pasm pomiędzy materiałami InAs oraz InGaAs, tworzącymi odpowiednio KK i SK. Jest to układ niekorzystny dla praktycznych zastosowań. Do podobnego wpływu funkcji falowej jednego z nośników dochodzi wtedy, gdy stany związane w izolowanej studni kwantowej zbliżają się stanu podstawowego w izolowanej kropce, co jest z kolei warunkiem odpowiedniego sprężenia między oboma obiektami. Pokazuje to, że w celu uzyskania struktur tunelowych mających praktyczne znaczenie niezbędne jest bardzo dokładne zaplanowanie układu warstw i zastosowanych materiałów.

Za wzrost struktur wykorzystane w pomiarach odpowiadają: E. M. Pavelescu, C. Gilfert, S. Bauer, V. Sichkovskiy i J. P. Reithmaier z Uniwersytetu z Kassel, Niemcy; E. S. Semenova, A. Lemaitre i A. Ramdane z Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, CNRS, Francja; F. Lelarge i B. Rousseau z III-V Lab, Francja. Obliczenia zostały zaprezentowane dzięki uprzejmości J. Andrzejewskiego z Politechniki Wrocławskiej.

Część pracy została wykonana w ramach grantu NCN nr 2013/10/M/ST3/00636.

Autor: dr inż. Wojciech Rudno-Rudziński, Politechnika Wroclawska, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Katedra Fizyki Doświadczalnej, Laboratorium Optycznej Spektroskopii Nanostruktur, wyb. St. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: wojciech.rudno-rudzinski@pwr.edu.pl.

LITERATURA

- [1] Liu G.T., Stintz A., Li H., Malloy K.J., Lester L.F., *Electron. Lett.*, vol. 35 (1999), 1163
- [2] Eliseev P.G., Li H., Liu T., Newell T.C., Lester L.F., Malloy K.J., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7 (2001), 135

- [3] Shchekin O.B., Deppe D.G., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80 (2002), 3277
- [4] Fathpour S., Mi Z., Bhattacharya P., Kovsh A.R., Mikhrin S.S., Krestnikov I.L., Kozhukhov V., Ledentsov N.N., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85 (2004), 5164
- [5] Varangis P.M., Li H., Liu G.T., Newell T.C., Stintz A., Fuchs B., Malloy K.J., Lester L.F., *Electron. Lett.*, vol. 36 (2000), 1544
- [6] Lee C.S., Bhattacharya P., Frost T., Guo W., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98 (2011), 11103
- [7] Mi Z., Bhattacharya P., Fathpour S., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86 (2005), 153109
- [8] Pavelescu E.M., Gilfert C., Reithmaier J.P., Martín-Minguez A., Esquivias I., *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21 (2009), 999
- [9] Mi Z., Bhattacharya P., Yang J., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89 (2006), 153109
- [10] Lee C.S., Guo W., Basu D., Bhattacharya P., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96 (2010), 101107
- [11] Yang X., Kiba T., Yamamura T., Takayama J., Subagyo A., Sueoka K., Murayama A., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104 (2014), 012406
- [12] Pulka J., Piwonski T., Huyet G., Houlihan J., Semenova E., Lematre A., Merghem K., Martinez A., Ramdane A., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100 (2012), 071107
- [13] Marent A., Nowozin T., Geller M., Bimberg D., *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 26 (2011), 014026
- [14] Cerulo G., Nevou L., Liverini V., Castellano F., Faist J., *J. Appl. Phys.*, vol. 112 (2012), 043702
- [15] Paravicini-Bagliani G.L., Liverini V., Valmorra F., Scaliari G., Gramm F., Faist J., *New J. Phys.*, vol. 16 (2014), 083029
- [16] Verma J., Islam S.M., Protasenko V., Kandaswamy P.K., Xing H., Jena D., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104 (2014), 021105
- [17] Bhattacharya P., Zhang M., Hinckley J., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97 (2010), 251107
- [18] Kim J., Kondratko P.K., Chuang S.L., Walter G., Holonyak N. Jr., Heller R.D., Zhang X.B., Dupuis R.D., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90 (2007), 211102
- [19] Syperek M., Andrzejewski J., Rudno-Rudziński W., Sęk G., Misiewicz J., Pavelescu E.M., Gilfert C., Reithmaier J.P., *Phys. Rev. B*, vol. 85 (2012), 125311
- [20] Mazur Yu. I., Dorogan V.G., Marega Jr. E., Zhuchenko Z. Ya., Ware M.E., Benamara M., Tarasov G.G., Vasa P., Lienau C., Salamo G.J., *J. Appl. Phys.*, vol. 108 (2010), 074316
- [21] Mazur Yu.I., Dorogan V.G., Marega Jr. E., Benamara M., Zhuchenko Z. Ya., Tarasov G.G., Lienau C., Salamo G.J., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98 (2011), 083118
- [22] Misiewicz J., Motyka M., Sęk G., Kudrawiec R., *Elektronika*, vol. 50 (2009), 78-83
- [23] Saravanan S., Harayama T., *IEICE Electronics Express*, Vol. 5 (2008), 53–59
- [24] Shan W., Walukiewicz W., Ager III J.W., Haller E.E., Geisz J.F., Friedman D.J., Olson J.M., Kurtz S.R., *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82 (1999), 1221-1224
- [25] Rudno-Rudziński W., Sęk G., Ryczko K., Syperek M., Misiewicz J., Semenova E.S., Lemaitre A., Ramdane A., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94 (2009), 171906
- [26] Sauerwald A., Kümmell T., Bacher G., Somers A., Schwertberger R., Reithmaier J.P., and Forchel A., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86 (2005), 253112
- [27] Rudno-Rudziński W., Sęk G., Andrzejewski J., Misiewicz J., Lelarge F., Rousseau B., *Semicond. Sci. Technol.*, vol 27 (2012), 105015
- [28] Gilfert C., Pavelescu E.-M., Reithmaier J.P., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96 (2010), 191903
- [29] Andrzejewski J., *Acta Physica Polonica A*, vol. 129 (2016), A-97