Autoreferat

1. Imię i nazwisko.

Wojciech Rudno-Rudziński

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

Doktor nauk fizycznych

Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska

Rok 2006

Tytuł: "Spektroskopia optyczna niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych z uwzględnieniem technik pomiarowych o wysokiej rozdzielczości przestrzennej"

Praca wyróżniona

Promotor: prof. dr hab. Jan Misiewicz

Magister fizyki

Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska

Rok 2002

Tytuł: "Zastosowanie spektroskopii fotoodbiciowej do badania zjawiska intermixingu w laserowych strukturach półprzewodnikowych"

Promotor: prof. Jan Misiewicz

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

2008 – obecnie	Praca na stanowisku adiunkta Katedra Fizyki Doświadczalnej, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska
2006 – 2008	Praca na stanowisku asystenta Instytut Fizyki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska
09.2006 - 06.2007	Staż post-doktorski Institut National des Sciences Appliquées, Lyon, Francja

4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy.

Osiągnięcie będące podstawą do ubiegania się o stopień doktora habilitowanego dotyczy *Badania zjawisk zachodzących w obszarach aktywnych struktur telekomunikacyjnych laserów półprzewodnikowych wykorzystujących tunelowanie między studnią kwantową i kropkami kwantowymi*. Dokumentację powyższego osiągnięcia stanowi cykl 10 prac naukowych zaprezentowanych poniżej.

- P1. Rudno-Rudziński, W., Sęk, G., Ryczko, K., Syperek, M., Misiewicz, J., Semenova, E.S., Lemaitre, A., Ramdane, A.
 Optical properties and energy transfer in InGaAsN quantum well InAs quantum dots tunnel injection structures for 1.3 μm emission (2009) Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science, 206 (5), pp. 826-829.
- P2. Rudno-Rudziński, W., Sęk, G., Ryczko, K., Syperek, M., Misiewicz, J., Semenova, E.S., Lemaitre, A., Ramdane, A.
 Room temperature free carrier tunneling in dilute nitride based quantum well - quantum dot tunnel injection system for 1.3 μm (2009) Applied Physics Letters, 94 (17), art. no. 171906.
- P3. Rudno-Rudziński, W., Ryczko, K., Sęk, G., Syperek, M., Misiewicz, J., Pavelescu, E.-M., Gilfert, C., Reithmaier, J.P.
 Optical methods used to optimize semiconductor laser structures with tunnel injection from quantum well to InGaAs/GaAs quantum dots (2009) Optica Applicata, 39 (4), pp. 923-932.
- P4. Rudno-Rudziński, W., Ryczko, K., Sęk, G., Misiewicz, J., Semenova, E.S., Lemaitre, A., Ramdane, A.
 Carrier wavefunction control in a dilute nitride-based quantum well A quantum dot tunnel injection system for 1.3 μm emission (2011) Semiconductor Science and Technology, 26 (8), art. no. 085004.
- P5. Syperek, M., Andrzejewski, J., Rudno-Rudziński, W., Sęk, G., Misiewicz, J., Pavelescu, E.M., Gilfert, C., Reithmaier, J.P.
 Influence of electronic coupling on the radiative lifetime in the (In,Ga)As/GaAs quantum dot-quantum well system
 (2012) Physical Review B Condensed Matter and Materials Physics, 85 (12), art. no. 125311.
- P6. Rudno-Rudziński, W., Sek, G., Andrzejewski, J., Misiewicz, J., Lelarge, F., Rousseau, B. Electronic structure and optical properties of 1.55 μm emitting InAs/InGaAsP quantum dash tunnel injection structures (2012) Semiconductor Science and Technology, 27 (10), art. no. 105015.
- P7. Rudno-Rudziński, W., Syperek, M., Andrzejewski, J., Maryński, A., Misiewicz, J., Somers, A., Höfling, S., Reithmaier, J.P., Sęk, G.
 Carrier delocalization in InAs/InGaAlAs/InP quantum-dash-based tunnel injection system for 1.55 μm emission (2017) AIP Advances, 7 (1), art. no. 015117.

- P8. Rudno-Rudziński, W., Biegańska, D., Misiewicz, J., Lelarge, F., Rousseau, B., Sęk, G. Carrier diffusion as a measure of carrier/exciton transfer rate in InAs/InGaAsP/InP hybrid quantum dot-quantum well structures emitting at telecom spectral range (2018) Applied Physics Letters, 112 (5), art. no. 051103.
- P9. Rudno-Rudziński, W., Syperek, M., Maryński, A., Andrzejewski, J., Misiewicz, J., Bauer, S., Sichkovskyi, V.I., Reithmaier, J.P., Schowalter, M., Gerken, B., Rosenauer, A., Sęk, G. Control of Dynamic Properties of InAs/InAlGaAs/InP Hybrid Quantum Well-Quantum Dot Structures Designed as Active Parts of 1.55 μm Emitting Lasers (2018) Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science, 215 (4), art. no. 1700455.
- P10. Rudno-Rudziński, W., Syperek, M., Andrzejewski, J., Rogowicz, E., Eisenstein, G., Bauer, S., Sichkovskyi, V.I., Reithmaier, J.P., Sęk, G. Carrier transfer efficiency and its influence on emission properties of telecom wavelength InPbased quantum dot – quantum well structures (2018) Scientific Reports, 8 (1), art. no. 12317.

Wprowadzenie

Już w pionierskiej pracy z 1982 roku, bazując na dość prostym modelu numerycznym, Arakawa i Sakaki¹ pokazali, że ograniczenie swobody ruchu nośników w półprzewodnikowym materiale aktywnym w trzech wymiarach prowadzi do znacznego obniżenia czułości prądu progowego lasera na temperaturę. Wiążąca się z tym nadzieja na wytworzenie lepszych przyrządów stanowiła jedną z podstawowych motywacji ogromnego rozwoju technologii wzrostu niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych. Dzięki postępowi w technikach epitaksjalnych rozkwitły badania nad nanostrukturami, których wszystkie rozmiary są mniejsze od długości fali de Broglie'a elektronu, nazwanymi później kropkami kwantowymi (KK). Liczne wyniki eksperymentalne, a także prace teoretyczne, wykorzystujące bardziej złożone modele, pokazały w wielu zastosowaniach przewagę laserów na bazie KK względem przyrządów, w których materiałem aktywnym były studnie kwantowe². Charakteryzowały się one ultraniskimi prądami progowymi^{3,4}, lepszą stabilnością temperaturową^{5,6,7}, a także szerokim spektrum wzmocnienia optycznego, umożliwiającym uzyskanie znacznego zakresu przestrajania długości fali emisji⁸. Pomimo jednak licznych demonstracji zalet laserów kropkowych, nie spełniały one w pełni pokładanych w nich nadziei, zwłaszcza w kluczowym zakresie okien telekomunikacyjnych, przy 1,3 i 1,55 µm.

Na przeszkodzie stały dwa główne ograniczenia, wynikające bezpośrednio z trójwymiarowego charakteru potencjału wiążącego w KK i wiążącej się z nim niskiej gęstości stanów. Skutkuje to niską wydajnością zbierania nośników przez kropki, niekorzystnie wpływając na moc światła emitowanego przez laser. Powoduje również powstawanie znaczącej populacji 'gorących nośników', obsadzających stany wzbudzone KK i stany w warstwie zwilżającej, co w połączeniu z efektem "phonon bottleneck", czyli stosunkowo wolnej relaksacji wewnątrzpasmowej w KK^{9,10}, ogranicza szybkość modulacji możliwą

do osiągnięcia w przyrządzie laserowym, będącą kluczowym parametrem dla zastosowań telekomunikacyjnych. Ograniczenia mocy emisji można częściowo zniwelować stosując materiał aktywny w postaci wielokrotnych warstw kropek¹¹, a szybkość modulacji próbowano poprawiać stosując domieszkowanie warstw aktywnych na typ p^{12} , co zwiększało jednak z kolei intensywność procesów Auger¹³, negatywnie wpływając na inne parametry pracy przyrządów (np. prąd progowy).



Rys. 1. Schemat pasma przewodnictwa w docelowej strukturze tunelowej

Potencjalnym rozwiązaniem obydwu kwestii mogło być zastosowanie struktur hybrydowych, nazywanych strukturami z wstrzykiwaniem tunelowym. Materiał aktywny lasera miały tworzyć studnia kwantowa, służąca jako rezerwuar nośników i warstwa kropek kwantowych (emiter), sprzężone kwantowo-mechanicznie przez cienką barierę tunelową^{14,15}. Podstawowym wyzwaniem było zaprojektowanie takiego układu warstw (grubości i stosowanych materiałów), w którym stan podstawowy całego sprzężonego układu kwantowego, zarówno dla elektronów, jak i dla dziur, zlokalizowany jest po stronie kropek kwantowych, a odpowiadające mu przejście optyczne wypada przy zakładanych długościach fali, czyli docelowo w oknach telekomunikacyjnych, natomiast kolejne stany związane są już w studni kwantowej i oddzielone energetycznie od stanu podstawowego o energię fononu optycznego (około 30-40 meV w półprzewodnikach grup III-V, czyli układach materiałowych stosowanych w emiterach bliskiej podczerwieni). W ten sposób nośniki generowane optycznie, lub w docelowych przyrządach wstrzykiwane elektrycznie, mogłyby być efektywnie wychwytywane przez studnię kwantową. Charakteryzuje się ona znacznie większą gęstością stanów niż warstwa kropek, co zdecydowanie zwiększa skuteczność procesu zbierania nośników. Również termalizacja w studni kwantowej, dzięki dostępności quasi-ciągłej drabinki stanów, jest szybsza niż w samych KK. Następnie nośniki z najniższych stanów związanych w studni tunelowałyby przez cienką barierę do KK, najlepiej z udziałem fononu optycznego, żeby zapewnić wysoką wydajność procesu oraz jego kierunkowość, i tam rekombinowały promieniście. Schemat układu krawędzi pasma przewodnictwa i związanych w nim stanów w idealnej strukturze tunelowej przedstawiono na Rys. 1.

Lasery kropkowe na bazie struktur tunelowych rozwijane były głównie przez grupę badawczą z University of Michigan, której przewodził prof. Pallab Bhattacharya. Zaprezentowano lasery oparte na strukturach tunelowych charakteryzujące się dużą szybkością modulacji¹⁶, wysoką mocą¹⁷ i niskimi prądami progowymi¹⁸. Na tym etapie (lata 2002-2007) prace dostępne w literaturze skoncentrowane były prawie wyłącznie na charakterystykach przyrządów laserowych, bez wglądu w ich fundamentalne własności fizyczne, a nieliczne badania skupione bardziej na fizyce zachodzących zjawisk dotyczyły układu materiałowego In(Ga)As/GaAs, o ograniczonym potencjale zastosowań, ze względu na typowy zakres emisji około 1 µm. Co więcej, innym grupom badawczym, pomimo podjętych prac, nie udało się powtórzyć wyników grupy z Michigan. Wskazywało to na zdecydowanie niewystarczający poziom zrozumienia fizyki procesów decydujących o działaniu przyrządów opartych na tunelowaniu.

Zdecydowałem się podjąć zagadnienia zbadania zjawisk zachodzących w strukturach półprzewodnikowych wykorzystujących tunelowanie między studnią kwantową i warstwą kropek kwantowych z dwóch powodów. Z jednej strony dotyczyły one interesującego, złożonego układu kwantowego, na którego własności w decydujący sposób wpływają procesy tunelowania, a z drugiej strony uzyskane rezultaty mogły mieć duże praktyczne znaczenie i wpłynąć na rozwój nowej generacji laserów telekomunikacyjnych. Dodatkowo, struktury hybrydowe kropka kwantowa/studnia kwantowa mogły znaleźć również inne zastosowania, np. służyć do ultraszybkiego wstrzykiwania nośników spolaryzowanych spinowo^{19,20}, stanowić podstawę pamięci na bazie KK²¹, a także detektorów pracujących w obszarze podczerwieni²² oraz kropkowych laserów kaskadowych²³.

W celu zrozumienia zjawisk zachodzących w układzie sprzężonym o mieszanej wymiarowości zastosowałem uzupełniające się techniki spektroskopii optycznej do zbadania struktur wytworzonych z różnych układów materiałów półprzewodnikowych. Eksperyment pomiaru fotoluminescencji (PL) pozwalał na określenie podstawowych własności emisyjnych, związanych z jakością krystalograficzną struktur oraz ze skutecznością zasilania KK nośnikami w schemacie tunelowym. Spektroskopia wzbudzania fotoluminescencji (PLE) dawała bezpośredni wgląd w wydajność procesu transferu nośników między studnią kwantową i warstwą KK. Fotoodbicie (PR), jako spektroskopia modulacyjna typu absorpcyjnego, czuła na wszystkie przejścia optyczne, umożliwiała określenie drabinki stanów związanych, kluczowej dla zrozumienia zjawisk zachodzących w strukturach tunelowych. Analiza wyników eksperymentalnych wsparta była obliczeniami struktury pasmowej w ośmiopasmowym modelu k•p, z uwzględnieniem rzeczywistych geometrii i składów KK, uzyskanymi dzięki wieloletniej współpracy z dr. Januszem Andrzejewskim i dr. hab. Krzysztofem Ryczko z Katedry Fizyki Doświadczalnej Politechniki Wrocławskiej. Lista prac zaprezentowana w Wykazie osiągnięć naukowych, stanowiących zasadniczą część osiągnięcia naukowego, zawiera szczegółowe zestawienie wkładów poszczególnych autorów.

Prace na liście są uporządkowane chronologicznie. Będę je prezentował pokazując kolejne etapy zbliżania się do struktury mogącej spełniać warunki idealnej struktury tunelowej, wskazując na najważniejsze aspekty dotyczące konkretnych układów materiałowych. Prace P3 i P5 dotyczą modelowego układu ze studnią kwantową oraz KK na bazie związków InGaAs/GaAs, z emisją około 1 µm. Prace te powstały we współpracy z Institute of Nanostructure Technologies and Analytics, Universität Kassel (prof. Johann Peter Reithmaier). Prace P1, P2 i P4 dotyczą struktur z kropkami kwantowymi InAs/GaAs, z emisją przesuniętą do 1,3 µm dzięki zastosowaniu warstwy redukującej naprężenia, oraz studnią kwantową z materiału InGaAs rozrzedzanego azotem. Badane struktury powstały w Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, Centre National de la Recherche Scientifique, Marcoussis (prof. Abderrahim Ramdane). W kolejnych układach materiałowych osiągnięto emisję w trzecim oknie telekomunikacyjnym, przy 1,55 μm – w pracach P6 i P8 wykorzystano kreski kwantowe w układzie InAs/InGaAsP/InP, wytworzone w Alcatel Thales III-V Lab w Marcoussis (dr Francois Lelarge), w pracy P7 natomiast kreski kwantowe w układzie materiałowym InAs/InGaAlAs/InP (Technische Physik, University of Würzburg, prof. Sven Höfling). Wreszcie prace P9 i P10 dotyczą symetrycznych kropek kwantowych InAs/InAlGaAs/InP, uzyskanych we współpracy z Institute of Nanostructure Technologies and Analytics, Universität Kassel (prof. Johann Peter Reithmaier). Przy powstawaniu pracy P10 współpracowano również z grupą prof. Gadiego Eisensteina (Technion – Israel Institute of Technology). Przykładowe widma dla struktur tunelowych poszczególnych grup, pokazujące położenie energetyczne podstawowych przejść optycznych w badanych układach (emisji z warstwy kropek i absorpcji między stanami związanymi w studni kwantowej) pokazano na Rys. 2.



Rys. 2. Porównanie widm PR (zielone) i PL (czerwone) dla struktur tunelowych na bazie (a) KK InAs ze studnią kwantową InGaAs/GaAs, emitujących przy 1,1 μm, (b) KK InAs ze studnią InGaAsN/GaAs, emitujących przy 1,3 μm, (c) kresek kwantowych InAs/InGaAsP, ze studnią InGaAsP/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

Układ modelowy – InGaAs/GaAs

Omawianie wyników badań struktur tunelowych rozpocznę od układu zawierającego kropki kwantowe i studnię kwantową z materiału InGaAs, wzrastane metodą epitaksji z wiązki molekularnej (MBE) na podłożu z GaAs. Struktury na bazie związków In(Ga)As/GaAs, dzięki dojrzałej i doskonale opanowanej technologii wzrostu epitaksjalnego, stanowią najlepiej zbadany układ kropkowy. Jego potencjalne zastosowanie jest jednak ograniczone, gdyż bez wykorzystania specjalnych modyfikacji podczas wzrostu, jak np. warstwy redukującej naprężenia, wytworzone w nim KK emitują w okolicach 1 µm. Niemniej, można go wykorzystać do prześledzenia podstawowych procesów zachodzących w strukturach tunelowych i wskazania najistotniejszych punktów, które należy wziąć pod uwagę przy ich projektowaniu. Dodatkową zaletą układu InGaAs/InAs jest łatwość wytworzenia wysokiej jakości studni kwantowej, która byłaby dopasowana sieciowo do podłoża i której potencjał byłby dostosowany do potencjału KK.

W pracach P3 i P5 badano struktury wyhodowane na podłożu z GaAs. Zmiana składu i szerokości studni kwantowej pozwalała zmieniać odstrojenie energetyczne między stanami związanymi w studni kwantowej, a stanem kropkowym, co wpływało na sprzeżenie między obydwoma częściami układu. Dodatkowo wytworzono strukturę referencyjną, bez studni kwantowej. Schemat pasma przewodnictwa i układ warstw badanych struktur przedstawiono na Rys. 3.

AlGaAs/GaAs superlattice

injector QW

QDs GaAs

(a)				(b)
materiał	grubość	funkcja	uwagi	
GaAs	-	podłoże		AlGaAs/GaAs
supersieć AlGaAs/GaAs	-	falowód		
GaAs	15 nm	bariera		
In _x Ga _{1-x} As	15 nm 7 nm	studnia kwantowa	x = 20% x = 25 i 30%	GaA
GaAs	2 nm	bariera tunelowa		
In _{0.6} Ga _{0.4} As	1,8 nm	materiał KK	grubość nominalna	
GaAs	15 nm	bariera		
supersieć AlGaAs/GaAs	-	falowód]

(a) układ warstw (b) oraz schemat pasma przewodnictwa struktur z prac P3 i P5 (za pracą P3) Rys. 3.

Pierwszym celem wykonanych eksperymentów było zbadanie wpływu studni kwantowej na energię emisji. Na Rys. 4 pokazano wyniki pomiarów fotoodbicia oraz fotoluminescencji zmierzonej przy wysokiej mocy pobudzania dla trzech struktur tunelowych i struktury referencyjnej w temperaturze 10 K. Emisja ze stanu podstawowego dla struktur tunelowych jest lekko przesunięta w stronę niższych energii względem struktury referencyjnej, co spowodowane jest dwoma czynnikami: niewielkimi różnicami w warunkach wzrostu (warstwa kropek jest ponad studnią kwantową, niedopasowanie sieciowe materiału studni do podłoża modyfikuje naprężenia, odgrywające kluczową rolę przy nukleacji samorosnących KK), oraz modyfikacją potencjału wiążącego.



Rys. 4. Porównanie widm PR (czarne) i PL (czerwone) dla struktur tunelowych na bazie KK InGaAs ze studnią kwantową In_xGa_{1-x}As (x = 20, 25 i 30%), emitujących przy 1 μm, oraz dla struktury referencyjnej, bez studni kwantowej. Zaznaczono podstawowe przejścia optyczne w części kropkowej oraz studniowej. Strzałka wskazuje zbliżanie się energii stanu studniowego do stanu podstawowego (za pracą P5)

Ponieważ głównym docelowym przeznaczeniem badanych struktur były przyrządy laserowe, dla których kluczowa jest wydajność emisji, wynikająca zarówno z charakterystyką samego emitera, jak i z efektywnością procesów dostarczania i ucieczki nośników, kolejnym badanym aspektem były właśnie kanały ucieczki. W tym celu zmierzono temperaturowe wygaszanie fotoluminescencji dla struktur o różnym odstrojeniu energetycznym między KK a studnią kwantową, określonym na podstawie analizy absorpcyjnych widm fotoodbiciowych (Rys. 4). Wyraźnie widać na nich intensywne przejście optyczne, które zachodzi między stanami związanymi w części studniowej. Wraz ze wzrostem zawartości InAs w stopie tworzącym studnię jego energia przesuwa się w stronę podstawowego przejścia całego układu. Efekt ten zachodzi pomimo faktu, że studnia kwantowa dla struktury o najmniejszej zawartości InAs jest zdecydowanie szersza (15 nm) od pozostałych dwóch (7 nm) – dla względnie szerokich studni przesunięcie energetyczne poziomów związane ze zmniejszoną szerokością studni jest mniej istotne od zmiany przerwy wzbronionej materiału wynikającej ze zmienionego składu.

Wyznaczona krzywa zaniku fotoluminescencji (Rys. 5) dla najbardziej odstrojonej struktury tunelowej (najmniejsza zawartość indu w materiale studni) jest równoległa do krzywej dla struktury referencyjnej, czyli dla tego przypadku studnia kwantowa nie wpływa na termiczną ucieczkę nośników z warstwy KK. Zdecydowanie odmienna sytuacja zachodzi dla przypadku, gdy przejście kropkowe

i studniowe są oddalone od siebie jedynie o 48 meV (największa zawartość indu w studni). Widać zdecydowanie szybsze wygaszanie luminescencji, oznaczające, że już w niskich temperaturach istnieje efektywny kanał ucieczki nośników. W celu jego identyfikacji wykreślono względną intensywność luminescencji z KK i studni kwantowej, znormalizowaną do ich sumy. Wyraźnie widać, że intensywność emisji ze studni rośnie z temperaturą kosztem emisji ze stanu podstawowego układu, co jest oczywiście zjawiskiem niekorzystnym z punktu widzenia zastosowań w emiterach światła. Oznacza to, że co najmniej jeden z nośników jest słabo związany w potencjale KK.



Rys. 5. (a) Termiczny zanik fotoluminescencji dla struktury referencyjnej (A - linia czarna), struktury tunelowej ze studnią InGaAs o 20% zawartości InAs (B – czerwona) i 30% zawartości InAs (E – niebieska) (b) Względna intensywność emisji ze stanu kropkowego i studniowego dla struktury E (za pracą P3)

Wskazanie dokładnego kanału ucieczki wymagało wsparcia numerycznego²⁴. Na Rys. 6 przedstawiono obliczone moduły jednocząstkowych funkcji falowych dla najniższych stanów dziurowych i elektronowych, nałożone ma schemat układu warstw. W przypadku struktury referencyjnej stany podstawowe obydwu nośników są silnie zlokalizowane w obszarze kropki. Gdy przejdziemy do struktury tunelowej z największą zawartością indu, dla której stany związane w studni zbliżają się do stanów w KK, widać zdecydowaną zmianę. Co prawda stan dziurowy jest ciągle silnie zlokalizowany w KK, ale prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w obszarze studni kwantowej staje się znaczące. Prowadzi to do wniosku, że studnia kwantowa może negatywnie wpłynąć na własności emitera – potencjał traci ściśle trójwymiarowy charakter, z którego wynikają jego zalety w zastosowaniach laserowych.



Rys. 6. Kwadraty modułu jednocząstkowych funkcji falowych najniższego stanu elektronowego i dziurowego dla struktury referencyjnej (QD) i tunelowej (CS) ze studnią In_{0,3}Ga_{0,7}As, nałożone na schemat struktury (za pracą P5)



Rys. 7. Porównanie widm PR (czarne), PL (czerwone) i PLE (niebieskie) dla struktury referencyjnej (a) oraz tunelowej ze studnią In_{0,2}Ga_{0,8}As (b). Linie przerywane wskazują przejścia optyczne (za pracą P3)

Jak pokazano powyżej, studnia kwantowa może stanowić kanał ucieczki nośników z KK. Działanie struktur tunelowych powinno być jednak oparte na procesie odwrotnym, czyli wydajnym transferze nośników wychwyconych przez studnie kwantową do KK. Aby go potwierdzić wykonano pomiary pobudzania fotoluminescencji, z detekcją ustawioną w stanie podstawowym KK (Rys. 7). W przypadku struktury referencyjnej, po obniżeniu energii wiązki pobudzającej poniżej przerwy wzbronionej materiału bariery GaAs, intensywność emisji spada poniżej 10% początkowej, odzwierciedlając niską całkowitą absorbcję warstwy zwilżającej oraz wyższych stanów związanych w KK. Dla struktury tunelowej, nawet w przypadku znacznego odstrojenia (najmniejsza zawartość indu w materiale studni), intensywność emisji dla pobudzania poniżej bariery utrzymuje się na poziomie 50% początkowej i gwałtownie spada dopiero przy energii pobudzania poniżej energii najniższego przejścia studniowego. Biorąc pod uwagę fakt, że absorpcja w samej studni kwantowej jest niższa niż całkowita absorpcja przy pobudzaniu powyżej-barierowym, gdyż pozostałe składowe struktury stają się przezroczyste dla wiązki pobudzającej, utrzymująca się intensywna luminescencja wskazuje na wysoką skuteczność transferu nośników ze studni do stanu podstawowego w KK, czyli na efektywność schematu tunelowego.

Na podstawie wyników uzyskanych dla modelowego układu materiałowego struktury tunelowej można powiedzieć, że schemat tunelowego wstrzykiwania jest obiecujący z punktu widzenia przyrządów (lasery bazujące na obszarach aktywnych analogicznych do przedstawionego powyżej wykazały poprawione charakterystyki pracy²⁵ – wewnętrzną wydajność kwantową 85% i temperaturę charakterystyczną T₀ równą 194 K, w porównaniu do parametrów analogicznego lasera bez wstrzykiwania tunelowego, odpowiednio 56% i 69 K). Wymagana jest jednak duża uwaga przy poprawnym zaprojektowanie układu warstw, żeby uniknąć negatywnego wpływu studni na własności emitera. Kluczową rolę odgrywa tu nieciągłość pasm pomiędzy poszczególnymi materiałami, gdyż ważne są nie tylko różnice przerw wzbronionych materiałów studni, bariery i kropek; ale też jak odkładają się one osobno w pasmie walencyjnym i pasmie przewodnictwa. Niezwykle istotna dla wydajności emisji jest konkurencja między procesami dostarczania i ucieczki nośników między studnią kwantową a KK, która musi być zbadana również w innych układach materiałowych.

W kierunku 1,3 µm – studnia InGaAs rozrzedzana azotem

Układ modelowy InGaAs/GaAs pozwolił określić podstawowe aspekty wpływające na skuteczność działania struktur tunelowych. Następnym krokiem była modyfikacja warstwy KK tak, żeby przesunąć emisję do okien telekomunikacyjnych. Dla kropek z InAs na podłożu GaAs względnie łatwo osiągalna jest emisja przy długości fali 1,3 µm i takie struktury badano w pracach P1, P2 i P4. Pojawia się wtedy jednak problem z zaprojektowaniem odpowiedniej studni kwantowej. Rozwiązaniem jest zastosowanie materiału InGaAs rozrzedzanego azotem, który po raz pierwszy wykorzystano właśnie

w badanych strukturach. Jak pokazano w pracy²⁶, już bardzo niewielka domieszka azotu znacząco obniża przerwę wzbronioną materiału (~100 meV/1%). Najprostszym wytłumaczeniem tego przesunięcia jest tzw. band anti-crossing model²⁶, na mocy którego dodawanie azotu prowadzi do powstania prawie bezdyspersyjnego poziomu elektronowego, przecinającego się z pasmem przewodnictwa materiału matrycy. Na skutek odpychającego oddziaływania tych pasm pojawiają się dwa nowe, o energii przesuniętej odpowiednio w górę i dół. Drugie z nich staje się nowym pasmem przewodnictwa stopu. Niestety, jednocześnie pogarsza się jakość krystalograficzna struktury, efekt ten zachodzi już dla pojedynczych procentów domieszki azotowej, ograniczając zakres możliwych do osiągnięcia przerw wzbronionych.

	•
	2 1
	aı
•	

materiał	grubość	funkcja	uwagi
GaAs	-	podłoże	
Al _{0,3} Ga _{0,7} As	50 nm	falowód	
GaAs	100 nm	bariera	
In _{0.15} Ga _{0.85} As _{1-x} N _x	9,5 nm	studnia kwantowa	x = 0,2 - 1,2%
GaAs	3 nm	bariera tunelowa	
InAs	2,3 nm	materiał KK	grubość nominalna
In _{0.15} Ga _{0.85} As	5 nm	warstwa redukująca naprężenia	
GaAs	100 nm	bariera	
Al _{0,3} Ga _{0,7} As	50 nm	falowód	
GaAs	10 nm	warstwa wierzchnia	





Rys. 8. (a) Układ warstw oraz (b) pasmo przewodnictwa obszaru aktywnego struktur badanych w pracach P1, P2 i P4 (za pracą P1)

Badane struktury zostały wytworzone techniką MBE. Dzięki obniżeniu naprężeń zwiększono rozmiary KK, co przesunęło emisję do 1,3 μm²⁷. Zbadano struktury różniące się zawartością azotu w studni, kontrolującą odstrojenie energetyczne między KK i studnią. Pasmo przewodnictwa obszaru aktywnego oraz układ warstw pokazano na Rys. 8. Warto zwrócić uwagę, że warstwa zwilżająca razem z warstwą redukującą naprężenia tworzą studnię schodkową, dodatkowo komplikując kształt potencjału wiążącego.



Rys. 9. Porównanie widm fotoodbicia (czarne przerywane) i wzbudzania fotoluminescencji (czerwone) zmierzonych w różnych temperaturach dla struktury tunelowej z 0,2% N. Słupki pokazują obliczone siły oscylatora przejść optycznych (za pracą P2)

Ponieważ dopasowanie energetyczne stanów związanych w studni kwantowej do kropek emitujących przy 1,3 µm wymaga zastosowania dość szerokiej studni, wiążę się w niej wiele poziomów, co skutkuje znaczną liczbą przejść optycznych. Doskonałym narzędziem do badania takich układów jest fotoodbicie. Dokładna analiza wyników pomiarów optycznych, w połączeniu z obliczeniami numerycznymi²⁸, pozwoliła na określenie struktury energetycznej stanów związanych (Rys. 9c – więcej szczegółów można znaleźć w pracy P4). Rysunek ten przedstawia również widma wzbudzania fotoluminescencji zmierzone w różnych temperaturach i nałożone na odpowiednie widma fotoodbiciowe. Przejście z warstwy kropek w widmach PR pokazano jedynie dla temperatury pokojowej, w niższych jest ono przesłonięte silnym sygnałem fotoluminescencyjnym. Analiza widm PLE pokazuje, że dla energii wiązki pobudzającej poniżej przerwy bariery GaAs intensywność luminescencji pozostaje na poziomie 25% wyjściowej, wskazując na istotny transfer nośników ze studni do kropek, mniej wydajny jednak niż w poprzednim układzie, z powodu znacznie większego odstrojenia energetycznego. Wyraźnie widać również, że piki obserwowane w widmie PLE odpowiadają przejściom optycznym na widmach PR, czyli do KK transferowane są nośniki zaabsorbowane przez stany związane w potencjale dwuwymiarowym. Jakościowa zgodność między wynikami w temperaturze 10 K oraz pokojowej wskazuje, że proces transferu zachodzi dla swobodnych nośników, a nie nośników związanych kulombowsko (dla 300 K energia termiczna dwukrotnie przekracza energię wiązania ekscytonu w takich studniach²⁹).



Rys. 10. Porównanie widm PL dla struktury tunelowej z 0,9% [N] - TI i struktury referencyjnej - ref (bez studni kwantowej) (za pracą P1)

Aby sprawdzić wpływ wykazanego powyżej transferu nośników na własności emisyjne badanych struktur porównano widma PL zmierzone w temperaturze ciekłego helu oraz pokojowej, z jednakowym pobudzaniem, dla struktury referencyjnej i tunelowej z 0,9% zawartością azotu w studni (Rys. 10). W niskiej temperaturze emisja ze stanu podstawowego struktury tunelowej jest silniejsza niż analogiczna emisja ze struktury referencyjnej, wskazując na skuteczność zasilania nośnikami KK przez stany studniowe. Emisja ze stanów iniektora jest w tej temperaturze bardzo słaba, sugerując, że tunelowanie jest na tyle szybkie, że nośniki nie zdążą zrekombinować promieniście w studni. Niestety, sytuacja zmienia się znacząco w temperaturze pokojowej – emisja struktury referencyjnej jest tu pięć razy silniejsza, niż dla struktury tunelowej. Efekt ten jest spowodowany dwoma czynnikami: temperaturową aktywacją niepromienistych kanałów ucieczki nośników, indukowanych przez domieszkę azotową oraz ucieczką nośników z KK do studni (emisja ze studni staje się porównywalna z emisją kropkową). Oba są oczywiście niekorzystne z punktu widzenia przyrządów laserowych.



Rys. 11. Obliczone kwadraty modułów funkcji falowych elektronu (a, b) i dziury ciężkiej (c, d), nałożone na potencjał obszaru czynnego, w funkcji zawartości azotu w studni (0-1,5%) (za pracą P4)

Fundamentalną rolę dla działania przyrządu opartego na strukturze tunelowej odgrywają stany związane w sprzężonym układzie studni kwantowej iniektora oraz schodkowej studni kwantowej tworzonej przez warstwę zwilżającą oraz warstwę redukująca naprężenia. Ważne jest nie tylko położenie energetyczne względem stanów związanych w KK, ale również przestrzenne rozmieszczenie ich funkcji falowych. Ponieważ w badanych strukturach odległość energetyczna między stanem podstawowym w warstwie KK, a najniższymi stanami w części studniowej jest znaczna (przynajmniej 200 meV różnicy między odpowiednimi przejściami optycznymi), transfer ze studni do KK zachodzić będzie poprzez wyższe stany KK (np. dla 0,9% azotu widma PL dla wysokich mocy pobudzania pokazane na Rys. 10 wskazują, że przejście optyczne w iniektorze jest ok. 50 meV powyżej trzeciego przejścia optycznego w KK). Na Rys. 11 wykreślono obliczone²⁸ kwadraty modułów funkcji falowych najniższych dwuwymiarowych* stanów elektronowych i dziurowych (dziury ciężkiej). Masa dziury jest na tyle duża, że jej funkcja falowa jest silnie zlokalizowana po jednej ze stron bariery, widać również, że położenie najniższego stanu zależy od składu studni. W przypadku elektronu jedynie pierwszy stan wykazuje pewną lokalizację, funkcja falowa drugiego jest rozmyta po całym układzie, niezależnie od zawartości azotu. Stan związany charakteryzujący się taką funkcją falową może służyć jako rezonansowy kanał

^{*} Obliczonych z pominięciem trójwymiarowego potencjału kropek, uwzględnionego jedynie jako zwiększona szerokość warstwy zwilżającej.

transferu nośników, działający w obie strony. W zależności od konfiguracji okolicznych poziomów i odpowiadającej im kinetyki procesów relaksacji wewnątrzpasmowej może to być zarówno korzystne, jaki i niekorzystne dla działania przyrządu.



Rys. 12. (a) Obliczona siła oscylatora dla czterech przejść optycznych między stanami związanymi w potencjale dwuwymiarowym w funkcji zawartości azotu w studni (za pracą P4). Schemat potencjałów z zaznaczonym najniższym dwuwymiarowym stanem związanym dla obu nośników (linia niebieska i czerwona) oraz odpowiadającym im przejściem optycznym (czarna strzałka) dla małej (<0,2% - (b)); średniej (>0,2%, <1,2 % - (c)) i dużej (>1,2% - (d)) zawartości azotu

Zmiana położenia stanów związanych w sprzężonych studniach kwantowych względem bariery, w funkcji zawartości azotu w studni iniektora, prowadzi również do nieoczywistej charakterystyki związanych z nimi przejść optycznych (Rys. 12a). W pewnym obszarze składów siła oscylatora przejścia między najniższymi poziomami jest bliska zeru, co jest korzystne z punktu widzenia zastosowań, gdyż wszelkie wydajne kanały rekombinacji promienistej, konkurencyjne dla kropkowego stanu podstawowego układu, ograniczają wydajność emisji ze stanu docelowego.

Potencjał aplikacyjny układu ze studnią kwantową InGaAs rozrzedzaną azotem potwierdzono w ośrodku zagranicznym, z którym współpracowałem w zakresie tej części badań (Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, CNRS), tworząc laser na bazie struktury z 0,9% zawartością azotu w studni i pięciokrotnie powtórzoną warstwą aktywną. Charakteryzował się on jednak relatywnie dużą gęstością prądu progowego (~80 mA). Dalsza poprawa parametrów pracy przyrządu wymagałaby lepszego zaprojektowania układu warstw, przede wszystkim lepszego dostrojenia energii poziomów związanych w studni do stanów kropkowych, czyli modyfikacji składu i szerokości studni kwantowej. Badany układ oferuje bogate możliwości inżynierii pasm, gdyż umożliwia niezależną zmianę kilku parametrów (zawartości N i In oraz szerokości studni), różnie wpływających na pasmo walencyjne i przewodnictwa. Należy jednak brać również pod uwagę fakt, że już niewielka zawartość azotu niekorzystnie wpływa na jakość struktur, koncentracja około 1,5% wydaje się być wartością progową, której przekroczenie drastycznie zwiększa wydajność procesów niepromienistych, w praktyce uniemożliwiając działanie lasera. Dodatkowo, znaczne odejście od składu studni gwarantującego dopasowanie sieciowe do podłoża wpływa na warunki wzrostu kropek, co również ogranicza przestrzeń dostępnych parametrów strojenia.

Trzecie okno telekomunikacyjne – kropki InAs na podłożu InP

Z punktu widzenia przewidywanych zastosowań struktur tunelowych najistotniejsze są długości fali emisji w okolicach 1,55 µm, odpowiadające trzeciemu oknu telekomunikacyjnemu, które jest głównym kanałem przesyłu informacji na duże odległości, z wykorzystaniem istniejących sieci światłowodowych. Uzyskanie emisji w tym zakresie dla samorosnących KK na podłożu z GaAs, wytworzonych techniką epitaksjalną, wymaga stosowania inżynierii napreżeń skomplikowanej od strony technologicznej, np. z wykorzystaniem przejściowych warstw metamorficznych, wiążącej się często z obniżeniem jakości krystalograficznej wytworzonej struktury. Naturalnym układem materiałowym wydaje się tu być arsenek indu osadzony na podłożu z fosforku indu. Mniejsze niedopasowanie sieciowe między kryształami obu związków umożliwia wzrost większych nanoobiektów, co przesuwa ich emisję w stronę dłuższych fal. Podobny wpływ na energię stanu podstawowego ma również mniejsze naprężenie. Przy wykorzystaniu techniki MBE, w przeciwieństwie do epitaksji z fazy gazowej z użyciem związków metaloorganicznych, typowo powstają silnie wydłużone obiekty zwane kreskami kwantowymi. W ciągu ostatnich kilku lat na Uniwersytecie w Kassel opracowano jednak również technologię wzrostu struktur dużo bardziej symetrycznych. Badaniami nad strukturami tunelowymi dla trzeciego okna telekomunikacyjnego poświęcona jest ostatnia część omawianego cyklu prac.

Bariera InGaAsP

W pracach P6 i P8 badane były struktury z kreskami kwantowymi InAs na podłożu InP³⁰, w których warstwę bariery oraz studni stanowi czteroskładnikowy stop InGaAsP. Wprowadzenie dodatkowych materiałów wynika z technologii projektowania struktur laserowych, służą one m.in. do prawidłowego zaprojektowania rozkładu współczynnika załamania w kierunku wzrostu. Materiał czteroskładnikowy dobiera się tak, aby z jednej strony był dopasowany sieciowo do podłoża z InP,

a z drugiej, aby miał współczynnik załamania większy niż otaczający go z obu stron InP, tworząc w ten sposób układ falowodowy pozwalający na prowadzenie światłą w płaszczyźnie próbki, co jest elementem niezbędnym w budowie laserów krawędziowych. Zastosowanie stopów z fosforem pozwala również uniknąć wykorzystania glinu, który ma tendencje do szybkiego utleniania się.

Badane struktury różniły się grubością bariery tunelowej, wpływającej na siłę sprzężenia między studnią a KK, a także średnim rozmiarem kresek kwantowych, w celu kontroli odległości energetycznej stanów związanych w obydwu częściach badanego układu. Badano również strukturę referencyjną, bez studni kwantowej i bariery z InP. Schemat potencjału obszaru aktywnego pokazano na Rys. 13a. Widma PL widoczne na Rys. 13b wskazują, że dostrojenie energetyczne KK do studni iniektora słabnie w kolejności A, B i C. Układ warstw przestawiono na Rys. 13c.



(c)	materiał	grubość	funkcja	uwagi
	(100) InP	-	podłoże	
	InP	-	bufor	
	In _{0.8} Ga _{0.2} As _{0.4} P _{0.6}	80 nm	separate confinement heterostructure	
	In _{0.64} Ga _{0.36} As _{0.78} P _{0.22}	8 nm	studnia kwantowa	
	InP	2 nm 10 nm	bariera tunelowa	TI 2 TI 10
	InAs	-	materiał kresek kwantowych	wysokość 1,4 nm - A 1,5 nm - B 2 nm - C
	In _{0.8} Ga _{0.2} As _{0.4} P _{0.6}	80 nm	separate confinement heterostructure	
	InP	50 nm	warstwa wierzchnia	

Rys. 13. (a) Profil pasma walencyjnego i przewodnictwa dla struktury C (b) Nierezonansowe widma PL dla próbek A (niebieskie kropki), B (czerwone kreski) i C (linia zielona). Czarna strzałka wskazuje energie pobudzania rezonansowego, strzałki kolorowe energię detekcji wykorzystywana przy wyznaczaniu drogi dyfuzji (c) układ warstw (za pracą P8)



 Rys. 14. (a) Porównanie widm fotoodbicia (czarne) i fotoluminescencji (czerwone przerywane) dla struktur tunelowych z różną barierą oraz struktury referencyjnej. b) Poszerzenie podstawowego piku PL w funkcji temperatury (za pracą P6)

Pomiary spektroskopowe fotoodbicia i fotoluminescencji również w tym przypadku okazały się doskonałym narzędziem do badania struktur tunelowych (rys. 14a). Dzięki możliwości wyznaczenia energii wszystkich przejść optycznych określono strukturę stanów związanych w tym skomplikowanym układzie sprzężonych potencjałów o różnej wymiarowości, a jej dokładną analizę zawarto w pracy P6. Wykorzystany układ materiałowy pozwala na uzyskanie emisji w trzecim oknie telekomunikacyjnym. Widoczne różnice w energii stanu podstawowego pomiędzy próbkami spowodowane są dwoma czynnikami: dla próbki referencyjnej barierę dla potencjału kresek stanowi czteroskładnikowy materiał InGaAsP, natomiast w przypadku struktur tunelowych jedna z nich zastąpiona jest przez czysty InP; z kolei różnica między strukturami tunelowymi wynika z różnicy między siłą sprzężenia studni i kropek, kontrolowaną przez grubość bariery. Dla cienkiej bariery, gdy sprzężenie jest silne, emisja przesuwa się do niższych energii na skutek efektywnego poszerzenia potencjału wiążącego dla nośników w kreskach.

Inny istotny aspekt wynikający z istnienia tunelowania w sprzężonym układzie przedstawiony jest na Rys. 14b. Zależność poszerzenia piku emisji ze stanu podstawowego w funkcji temperatury w zakresie niskich temperatur istotnie różni się między strukturą referencyjną i strukturami tunelowymi. W przypadku próbki referencyjnej poszerzenie piku emisji jest znaczne (ok. 50 meV) już w niskich temperaturach i wynika z dużego rozrzutu rozmiarów i składów poszczególnych emiterów, co jest charakterystyczne dla kresek kwantowych. Powyżej temperatury 60 K poszerzenie nieznacznie maleje, gdyż rolę zaczyna odgrywać termiczna redystrybucja nośników między kreskami (emitują tylko największe KK, o najgłębszym potencjale, przy najniższych energiach). W strukturach tunelowych dla niskich temperatur poszerzenie jest znacząco mniejsze (poniżej 30 meV), co wynika z selektywności procesu tunelowania – jedynie część populacji kresek jest efektywnie zasilana nośnikami z iniektora. Po termicznym uruchomieniu procesu redystrybucji poszerzenie rośnie, odtwarzając rozkład populacji KK. Efekt ten jest dużo bardziej wydajny niż dla typowych KK, gdyż gęstość i rozmiar kresek są na tyle

duże, że poszczególne obiekty mogą stykać się ze sobą lub nawet częściowo przekrywać, to zaś zwiększa prawdopodobieństwo transferu nośników między sąsiednimi obiektami³¹.

W pracy P8 do analizy wydajności tunelowania wykorzystano proces dyfuzji nośników. Dzięki zastosowaniu dwuwymiarowej matrycy detektora InGaAs możliwe było jednoczesne rozdzielenie spektralne oraz przestrzenne sygnału fotoluminescencyjnego. Następnie analizowano zmierzone profile przy pomocy klasycznego równania dyfuzji:

$$\frac{\partial}{\partial t}n(\mathbf{r},t) = \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \left[D \cdot \nabla_{\mathbf{r}}n(\mathbf{r},t)\right] - \frac{n(\mathbf{r},t)}{\tau} + g(\mathbf{r},t), \tag{1}$$

gdzie $n(\mathbf{r},t)$ to gęstość nośników, D jest współczynnikiem dyfuzji, τ czasem życia nośników, natomiast $g(\mathbf{r},t)$ jest szybkością tworzenia nośników przez światło. Dla przypadku 2D, funkcja Greena stacjonarnego równania dyfuzji, zakładając ciągłe i punktowe źródło światła $g(\mathbf{r},t)=\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)$, dana jest wyrażeniem (2)³²:

$$G(x, y, x_0, y_0) = \frac{1}{2\pi D} K_0 \left(\frac{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}{\sqrt{D\tau}} \right),$$
(2)

gdzie K₀ to zerowy rząd zmodyfikowanej funkcji Bessela drugiego rodzaju. Wielkość $L = \sqrt{D\tau}$ definiuje drogę dyfuzji. Aby znaleźć rozwiązanie dla dowolnego wzbudzenia należy policzyć konwolucję powyższej funkcji Greena z wyznaczonym eksperymentalnie profilem $g(\mathbf{r}, t)$, w badanym przypadku typu gaussowskiego.



Rys. 15. Profil wiązki lasera oraz zależność przestrzennego rozkładu PL od mocy pobudzania dla przykładowej struktury tunelowej przy pobudzaniu nierezonansowym (a) oraz rezonansowym (b) (za pracą P8)

W celu zbadania wpływu wydajności tunelowania na drogę dyfuzji rozpatrzono dwa schematy pobudzania. W pierwszym przypadku fotoluminescencja pobudzana jest laserem 660 nm, co odpowiada energii 1,88 eV, większej od wszystkich charakterystycznych energii w badanym układzie. Pary elektron/dziura są generowane przede wszystkim dzięki absorpcji światła w grubych warstwach InGaAsP i charakteryzują się znaczną nadmiarową energią kinetyczną. Badano próbki różniące się nominalną grubością warstwy InAs, przekładającą się na średni rozmiar kreski, co z kolei wpływa na odstrojenie między stanami związanymi w kreskach i studni kwantowej. Profile przestrzenne dla wszystkich badanych próbek pokazują jednakowe zachowanie, pokazane dla jednej z nich na Rys. 15a – rosnąca moc pobudzania zwiększa poszerzenie profilu przestrzennego emisji. Dodatkowo widać pewną asymetrię, która może być związana z gradientem składu lub naprężeń, powstającym podczas epitaksji. W przypadku pobudzania nierezonansowego transport zachodzi przede wszystkim w barierach, zanim nośniki zrelaksują i zostaną wychwycone przez kreski, w których następnie zrekombinują. Wydłużenie się drogi dyfuzji z mocą pobudzania wskazuje na zjawisko tzw. 'wiatru fononowego' (*phonon wind*)³³. Nadmiarowa energia kinetyczna fotogenerowanych nośników zostaje przekształcona w znaczną nierównowagową populację fononów akustycznych, które rozchodzą się od miejsca wzbudzenia. Mogą być one następnie absorbowane przez nośniki i ponownie emitowane, już w losowym kierunku. Prowadzi to do kierunkowego przekazania pędu między fononami i nośnikami, napędzającego dyfuzję. Wpływ sprzężenia studnia/kreski jest w tym przypadku pomijalny.

Powiązanie transportu nośników z własnościami układu tunelowego wymaga zastosowania pobudzania rezonansowego, przy energii pokazanej na Rys. 13b. Absorpcja w tym przypadku zachodzi w stanie podstawowym związanym w studni kwantowej, co zdecydowanie ogranicza energię kinetyczną wygenerowanych nośników. Nośniki poruszają się w studni do momentu, gdy zrelaksują niepromieniście lub zostaną wychwycone przez KK i zrekombinują w nich promieniście, co zostaje zarejestrowane podczas pomiaru. Zmierzona droga dyfuzji jest efektywną drogą dyfuzji dla całego układu sprzężonego. Powinna być ona krótsza niż dla samej studni kwantowej oraz odzwierciedlać prawdopodobieństwo wychwytu nośników. Na Rys. 15b pokazano wyniki dla jednej z próbek – w przeciwieństwie do pobudzania nierezonansowego zależność od mocy pobudzania jest słaba (analiza ilościowa była możliwa po zastosowaniu procedury opisanej powyżej).



Rys. 16. Wyznaczone drogi dyfuzji przy pobudzaniu rezonansowym dla trzech struktur tunelowych różniących się rozmiarem kresek (od A rosnąco), zwiększającym odstrojenie energetyczne od studni (za pracą P8)

Uzyskane wyniki pokazano na Rys. 16. Wyznaczone drogi dyfuzji są stałe w zakresie przynajmniej dwóch rzędów mocy pobudzania. Widać również istotne różnice między kolejnymi strukturami tunelowymi – najkrótsza jest droga dyfuzji dla struktury A, z najmniejszymi kreskami, czyli najlepiej zestrojona energetycznie ze studnią. Następnie droga dyfuzji rośnie wraz z odstrojeniem energetycznym, wskazując na malejące prawdopodobieństwo wychwytu. Warto podkreślić, iż zależność ta nie może wynikać po prostu z rosnącej objętości obiektów, bowiem widoczna tendencja jest odwrotna – dla badanych struktur większe kreski mniej efektywnie wychwytują nośniki. Zmierzone drogi dyfuzji są krótsze niż wyznaczone w literaturze dla warstw InGaAs³⁴ i studni InGaAs/InP³⁵ (5-15 μm), co wynika z oczekiwanego wpływu procesu pułapkowania nośników przez kreski. Droga dyfuzji może zatem służyć jako miara wydajności procesów wychwytu nośników, kluczowego dla działania struktur tunelowych.

Bariera InGaAlAs

Kolejny układ tunelowy na zakres 1,5 μm, opisany w pracy P7, również wykorzystuje kreski kwantowe, lecz tym razem z barierą z InGaAlAs³⁶, co okazuje się być istotną zmianą z punktu widzenia nieciągłości pasm, szczególnie między czteroskładnikową barierą, a kropkami InAs. W tym przypadku potencjał wiążący w pasmie walencyjnym jest znacznie płytszy (Rys. 17), co skutkuje słabszą lokalizacją dziur i może doprowadzić do "przeskoku" ich najniższego stanu do studni iniektora. Badane struktury powstały techniką MBE. W celu zmiany odstrojenia energetycznego między układami o różnej wymiarowości zmieniana była grubość warstwy trójskładnikowej In_{0.53}Al_{0.47}As, stanowiącej studnię kwantową (Rys. 18a).



Rys. 17. Nieciągłość pasm w strukturach z barierą InGaAlAs

materiał	grubość	funkcja	uwagi
(001) InP	-	podłoże	domieszkowane S
In _{0.53} Al _{0.47} As	200 nm	bufor	
$In_{0.53}Ga_{0.23}Al_{0.24}As$	30 nm	bariera	
In _{0.53} Ga _{0.47} As	х	studnia kwantowa	x = 4,5; 5,5; 6,5 nm
In _{0.53} Al _{0.47} As In _{0.53} Ga _{0.23} Al _{0.24} As	1,7 nm 0,6 nm	bariera tunelowa	
InAs	1,05 nm	materiał KK	grubość nominalna
Ino.53Gao.23Alo.24As	30 nm	bariera	
In _{0.53} Al _{0.47} As	100 nm	-	
InP	10 nm	warstwa wierzchnia	

(b)

(a)



Rys. 18. (a) Układ warstw (b) Porównanie widm PL (czarne), PR (czarne przerywane) i PLE (czerwone przerywane) dla struktur tunelowych różniących się grubością studni kwantowej, zmierzonych w 5 K (za pracą P7)

Na Rys. 18b przedstawiono porównanie wyników spektroskopowych uzyskanych w niskiej temperaturze (5 K) dla trzech próbek. Najintensywniejsze przejście optyczne widoczne w fotoodbiciu odpowiada spadkowi sygnału PLE, co pozwala przypisać je do stanów związanych w układzie

sprzężonym po stronie studni kwantowej. Jego energia maleje wraz ze wzrostem szerokości studni, zbliżając się do energii stanu podstawowego całej struktury na odpowiednio 75, 60 i 45 meV. Jako że oba rodzaje nośników tunelują osobno, różnice te należy rozłożyć między poszczególne pasma, dla stanów głęboko związanych w przybliżeniu proporcjonalnie do stosunku mas efektywnych. W materiale InAs jest to ok. 1 do 5, co daje 30 meV różnicy w paśmie przewodnictwa dla struktury z najszerszą studnią, odpowiadając energii fononu LO.

W widmie PL widać lekkie przesunięcie stanu podstawowego w stronę niższych energii, związane z rosnącym wpływem studni na potencjał w KK. Dużo istotniejszą zmianą jest znaczne zmniejszenie poszerzenia piku emisji przy przejściu od najwęższej 4,5 nm studni (37 meV) do studni szerszych (19 meV). Odpowiada mu jednoczesne wydłużenie stałej czasowej emisji, od 2 ns dla struktury z najwęższą studnią, co jest zgodne z pomiarami czasów życia dla analogicznych kresek kwantowych bez studni iniektora³⁷, do 5 i 10 ns dla studni szerszych.



Rys. 19. Obliczone kwadraty modułów funkcji falowych elektronu (niebieskie) i dziury ciężkiej (czerwone), wycałkowane w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wzrostu oraz nałożone na potencjał obszaru czynnego struktury tunelowej, dla różnych szerokości studni. Linia ciągła to stan podstawowy, kropkowana pierwszy wzbudzony, przerywana drugi wzbudzony. Czarna linia kropkowana to potencjał dla dziur lekkich (za pracą P7)

Wyjaśnienie obserwacji eksperymentalnych zobrazowane jest na Rys. 19, pokazującym obliczone²⁴ kwadraty modułów funkcji falowych trzech pierwszych stanów dziurowych i elektronowych, wycałkowane w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wzrostu oraz nałożone na przekrój potencjału w kierunku wzrostu, poprowadzony przez środek kreski kwantowej. W przypadku

stanów elektronowych widać "wyciekanie" wyższych stanów z potencjału KK do studni, silniej zaznaczające się dla szerszych studni, lepiej dostrojonych energetycznie do KK. Drastycznie odmienna jest sytuacja dla poziomów dziurowych. O ile dla najwęższej studni stan podstawowy związany jest po stronie kropkowej, co skutkuje własnościami emisyjnymi (stałą czasową i poszerzeniem piku) zbliżonymi do przypadku kresek kwantowych bez iniektora, dla szerszych studni najniższy stan dziurowy zostaje wypchnięty z potencjału KK do studni kwantowej. Dla studni o szerokości 6,5 nm już trzy najniższe stany znajdują się w studni. Przy jednoczesnej lokalizacji elektronów w kreskach prowadzi to do przejść skośnych w przestrzeni rzeczywistej, co naturalnie osłabia ich siłę oscylatora i skutkuje obserwowanym wydłużeniem stałej czasowej procesu rekombinacji promienistej. Tłumaczy to również zmianę poszerzenia – dla przejścia między stanami związanymi w KK poszerzenie wynika z niejednorodności rozmiarów i składów poszczególnych kresek. W przypadku przejść skośnych stan końcowy jest znacznie bardziej jednorodnym stanem studniowym, co zawęża pik emisyjny.

Kolejny raz okazało się, że układ tunelowy jest bardzo czuły na wszelkie szczegóły rozkładu potencjału, związane z zastosowanymi materiałami. Nieciągłość pasm dla barier z InGaAlAs, zwiększająca ograniczenie przestrzenne dla elektronów, prowadzi do sytuacji, w której rozpatrywane osobno poziomy dziurowe w studni i kreskach dla pożądanego zakresu odstrojeń między oboma układami zaczynają się przekrywać energetycznie, co może łatwo doprowadzić do utraty trójwymiarowego charakteru wiązania stanu podstawowego po ich połączeniu, podobnie jak dla elektronów w pierwszych rozważanych strukturach InGaAs/GaAs. Częściowo problem ten wynika z wykorzystania kresek kwantowych, które przez swoje znaczne wydłużenie cechują się słabszym ograniczeniem przestrzennym nośników niż w typowych kropkach kwantowych. Dlatego ostatnim omawianym układem będą znacząco mniejsze KK InAs/InP, wytworzone na Uniwersytecie w Kassel.

Symetryczne kropki InAs/InP z emisją w zakresie 3. okna telekomunikacyjnego

W typowych warunkach epitaksji techniką MBE osadzanie materiału InAs na barierach dopasowanych sieciowo do podłoża z InP prowadzi do nukleacji wydłużonych obiektów (kresek kwantowych), dla których stosunek długości między kierunkami w płaszczyźnie może znacznie przekraczać pięć. Dzięki modyfikacjom warunków wzrostu wprowadzonym przez zespół z Uniwersytetu w Kassel, przede wszystkim zastosowaniu źródeł arsenu As₂ zamiast typowo wykorzystywanego As₄, udało się wpłynąć na dyfuzję powierzchniową atomów, co znacznie poprawiło symetrię powstających nanoobiektów. Jednocześnie zmniejszyło to ich objętość³⁸ przy zachowaniu emisji w trzecim oknie telekomunikacyjnym, co zwiększyło odstępy między kolejnymi stanami związanymi. Badano struktury różniące się szerokością studni, w zakresie od 3 do 6,5 nm. Parametr ten zmieniano by sterować odstrojeniem energetycznym między poziomami w studni i w KK. Dodatkowo modyfikowano również szerokość bariery tunelowej, żeby zmieniać siłę sprzężenia między studnią

a KK. Średni rozmiar kropek, dzięki pomiarom przekrojów mikroskopem transmisyjnym, określono na 2,5 x 16,5 x 33 nm, co potwierdza ich znacznie poprawioną symetrię. Układ warstw oraz profil pasma przewodnictwa i walencyjnego dla różnych szerokości studni pokazano na Rys. 20.

(a)

materiał	grubość	funkcja	uwagi
(100) InP	-	podłoże	
InP	-	bufor	
In _{0.53} Ga _{0.23} Al _{0.24} As	100 nm	bariera	
In _{0.53} Ga _{0.47} As	х	studnia kwantowa	x = 3 - 6,5 nm
In _{0.53} Ga _{0.23} Al _{0.24} As	2 nm 4 nm 10 nm	bariera tunelowa	
InAs	4,3 ML	materiał KK	grubość nominalna
In _{0.53} Ga _{0.23} Al _{0.24} As	100 nm	bariera	
InP	10 nm	warstwa wierzchnia	

(b)



Rys. 20. (a) Układ warstw (b) profil pasma walencyjnego i przewodnictwa dla struktur tunelowych z różną szerokością studni (wartości podane w ramce). Czarna strzałka pionowa wskazuje podstawowe przejście optyczne, strzałki poziome kanały wstrzykiwania nośników do KK (za pracą P10)

Wyniki pomiarów spektroskopowych w temperaturze pokojowej dla pierwszej generacji próbek, różniących się szerokością bariery, przedstawiono na Rys. 21. Dla struktury z barierą 10 nm widać jedynie emisję ze studni, co wskazuje, że oba potencjały są od siebie rzeczywiście odizolowane

w sensie kwantowo-mechanicznym, a studnia dużo efektywniej wychwytuje nośniki. Położenie piku emisyjnego odpowiada położeniu rezonansu fotoodbiciowego, potwierdzając pochodzenie sygnału z warstwy 2D – odpowiedź PR z pojedynczej warstwy kropek jest często niewidoczna z powodu ich niskiej całkowitej absorpcji. Zawężenie bariery do 4 nm uruchamia transfer nośników do KK, widzimy jednoczesną emisję z obu części struktury. Dla bariery 2 nm niżej położony pik emisyjny zaczyna dominować, a dodatkowo pojawia się rezonans w widmie PR przy odpowiadającej mu energii. Wydłuża się również stała czasowa emisji, od wartości 1,8 ns dla grubej bariery, odpowiadającej analogicznemu układowi KK bez studni kwantowej, do ok. 5 ns dla bariery o najmniejszej szerokości.



Rys. 21. Porównanie widm PL (czerwone przerywane) i PR (niebieskie) dla struktur tunelowych różniących się grubością bariery, zmierzonych w temperaturze pokojowej (za pracą P9)



Rys. 22. Obliczone kwadraty modułów funkcji falowych elektronu (niebieskie) i dziury ciężkiej (czerwone), wycałkowane w kierunkach X i Y oraz nałożone na potencjał obszaru czynnego struktury tunelowej, dla różnych szerokości bariery. Linia ciągła to stan podstawowy, kropkowana pierwszy wzbudzony, przerywana drugi wzbudzony (za pracą P9)

Analiza wyników obliczeń struktury stanów związanych²⁴ ułatwiła wytłumaczenie obserwacji eksperymentalnych. Porównując wyniki obliczeń z danymi doświadczalnymi zauważono, że zgodność energii przejść można było uzyskać jedynie dla składów studni dość mocno odbiegających od nominalnych parametrów (dopasowanego sieciowo do podłoża In_{0,53}Ga_{0,47}As), mianowicie dla składu In_{0,66}Ga_{0,34}As. Tak znaczne zwiększenie udziału arsenku indu w stopie mocno zmniejsza przerwę wzbronioną materiału, co skutkuje przesunięciem dna studni względem potencjału kropek i, podobnie jak w poprzednim przypadku kresek z barierą InGaAlAs, najniższe stany ciężkodziurowe okazują się być związane po stronie studniowej (Rys. 22). Dla nominalnych składów materiału studni najniższy stan dziurowy może znaleźć się po stronie kropkowej. Nadzieję na uzyskanie poprawnej drabinki stanów związanych dla płytszej studni daje również fakt, że w przypadku elektronów, nawet dla najcieńszej bariery, funkcja falowa najniższego stanu jest zlokalizowana głównie w potencjale kropki, a kolejne stany w studni. Dla składów rzeczywistych część funkcji falowej znajdująca się w studni zwiększa siłę oscylatora przejścia do pierwszego stanu dziurowego, tłumacząc pojawienie się dodatkowego rezonansu w widmach PR.



Rys. 23. Widma PL w funkcji temperatury dla struktur tunelowych różniących się grubością studni kwantowej, oraz struktury referencyjnej (bez studni). Strzałki wskazują ewolucję przejścia w KK (zielona) i studni kwantowej (pomarańczowa) (za pracą P10)

Kolejną serię struktur tunelowych, różniących się szerokością studni i z barierą o grubości 2 nm, zbadano w pracy P10. Tym razem składy studni i barier nie odbiegały od założonych, dzięki czemu dla wszystkich szerokości studni stany podstawowe nośników obydwu znaków związane były w potencjale KK i zachodziła między nimi rekombinacja promienista. Powiązanie wyników spektroskopowych i obliczeń numerycznych pozwoliło określić strukturę stanów związanych, natomiast głównym celem pracy było określenie wpływu siły oddziaływania między potencjałami studni i KK na własności emisyjne.

Na Rys. 23 przedstawiono w skali logarytmicznej temperaturową ewolucję widm PL dla czterech struktur tunelowych, różniących się szerokością studni, czyli odstrojeniem między stanami studniowymi i stanami związanymi w KK, oraz struktury referencyjnej, zawierającej jedynie warstwę kropek wyhodowanych w takich samych warunkach. Poza emisją ze stanu podstawowego pojawia się dodatkowy pik, który można przypisać emisji ze studni kwantowej. Najniższa temperatura, w której obserwowalna jest dodatkowa emisja, silnie zależy od szerokości studni. Dla najwęższej studni (3 nm) jest to dopiero 160 K, podczas gdy dla najszerszej pojawia się ona już w 40 K. Jak widać, prawdopodobieństwo ucieczki z KK do studni jest mocno związane z różnicą energetyczną między stanami podstawowego sporządzono wykresy typu Arrheniusa i na ich podstawie wyznaczono energię aktywacji procesów ucieczki nośników.

Próbka	E ₁ (meV)	E ₂ (meV)
Referencja	30±5	96±10
3 nm QW	30±2	134±9
4 nm QW	18±2	102±5
5 nm QW	14±2	132±7
6 nm QW	13±1	100±5

Tab. 1. Energie aktywacji procesów ucieczki nośników z KK (za pracą P10)

Wyniki zebrano w tabeli 1. W przypadku wszystkich struktur konieczne było uwzględnienie dwóch procesów. Energia drugiego z nich leży w zakresie powyżej 100 meV i odpowiada ucieczce nośników z najniższego stanu elektronowego bezpośrednio do warstwy zwilżającej. Jej znaczna wartość czyni ją mało istotną w rozważanym zakresie temperatur. Dużo ciekawsza jest ewolucja niższej z energii. Jak widać, wyniki dla struktury referencyjnej i najwęższej studni pokrywają się, wskazując, iż w tym przypadku wpływ studni na stan podstawowy całego układu jest mały. Wraz z rosnącą szerokością studni energia aktywacji jednak maleje, nośniki mogą łatwiej uciekać ze stanu podstawowego w kropkach do stanów studniowych, co dobrze koreluje z obniżającą się temperaturą, w której obserwować można emisję ze studni (Rys. 23).



Rys. 24. Obliczone energie trzech najniższych poziomów elektronowych zlokalizowanych w KK i pierwszego poziomu studniowego w funkcji szerokości studni (za pracą P10)

Analiza drabinki obliczonych energii poziomów elektronowych zlokalizowanych w KK i studni kwantowej (Rys. 24) pozwala wytłumaczyć obserwowane energie aktywacji. Należy jednak najpierw zwrócić uwagę na ograniczoną dokładność obliczeń – już same niepewności wartości parametrów materiałowych czteroskładnikowych warstw InGaAlAs oraz niekompletna znajomość kształtów i składów KK uniemożliwia uzyskanie bezwzględnej dokładności na poziomie pojedynczych meV. Jednakże symulacje powinny oddawać poprawnie trendy. Zakładamy więc, że odległość między poziomami elektronowymi w kropkach wynosi ok. 30 meV, spodziewamy się również obniżenia energii poziomów z rosnącą szerokością studni, efektywnie poszerzającą potencjał wiążący KK. Widać również oczekiwane obniżanie się energii poziomu studniowego dla szerszych studni. Bezwzględne zależności między obiema grupami poziomów mogą nie być dokładne w sensie ilościowym, zwłaszcza że analiza energii zmierzonych przejść optycznych wskazuje, że poziomy kropkowe powinny być przesunięte o 15-20 meV w górę względem wartości z Rys. 24. Należy również pamiętać, że kropki charakteryzuje pewien rozrzut parametrów i względny układ poziomów również będzie się zmieniał od kropki do kropki. Mając to wszystko na uwadze, można jednak jakościowo zinterpretować wyniki eksperymentu. Dla struktury tunelowej ze studnią 3 nm poziom studniowy oddzielony jest od poziomu podstawowego jeszcze jednym poziomem związanym w kropce, więc zachowanie w tym przypadku jest analogiczne jak dla struktury referencyjnej. Przy zwiększaniu szerokości studni najniższy poziom w niej związany znajduje się poniżej drugiego poziomu kropkowego i energia aktywacji ucieczki nośników wyznaczona jest przez malejącą różnicę między nim, a stanem podstawowym. Dodatkowo, gdy różnica energii staje się zdecydowanie mniejsza niż ~30 meV, czyli energia fononu optycznego, jak dla struktur ze studniami o 5 i 6 nm szerokości, proces zasilania kropek staje się mniej wydajny i rośnie jego selektywność, co tłumaczy zawężenie piku emisji dla tych struktur.



Rys. 25. Porównanie widm PL dla struktur tunelowych różniących się grubością studni kwantowej oraz referencji, zmierzonych w (a) 13 i (b) 300 K (za pracą P10)

Na koniec przeanalizowana została intensywność luminescencji w temperaturze kriogenicznej oraz pokojowej, dla struktur z różnymi studniami, w porównaniu do struktury referencyjnej. Wydajność emisji zależy od trzech czynników: siły oscylatora przejścia podstawowego (która powinna być podobna dla wszystkich badanych próbek); wydajności absorpcji światła pobudzającego (również zbliżonej między strukturami, gdyż zdominowanej przez identyczne szerokie bariery InGaAlAs); oraz kinetyki nośników, czyli wydajności konkurujących procesów wychwytu i ucieczki nośników zależnych od zestrojenia potencjałów KK i studni. Na Rys. 25a pokazano widma PL z 13 K. Dla struktur ze studnia o grubości 3, 4 i 5 nm intensywność emisji jest większa niż dla struktury referencyjnej, pokazując pozytywny wpływ studni kwantowej, gdy populacja fononów jest niska. Jedynie emisja ze struktury z 6 nm studnią jest mniej wydajna, co może być spowodowane faktem, że w tej strukturze potencjał wiążący dla części populacji kropek może być typu II, gdyż dla tak szerokiej studni dziurowy poziom studniowy i kropkowy leżą na skali energetycznej bardzo blisko siebie, podczas gdy poziom elektronowy jest związany w KK. W temperaturze pokojowej (Rys. 25b) aktywacja kanałów transferu nośników do i z kropek zmienia względne intensywności. Najsilniejsza okazuje się emisja ze struktury tunelowej z najwęższą studnią, dla której proces ucieczki jest najmniej wydajny. Dla studni 4 i 5 nm intensywność emisji jest zbliżona do wyniku dla struktury referencyjnej, z rosnącym wkładem emisji ze studni. Skośne przejścia w strukturze z 6 nm studnią mocno ograniczają sygnał PL.

Struktury z symetrycznymi kropkami kwantowymi InAs/InP wydają się być docelowym układem materiałowym i najlepszym dla zastosowań w trzecim oknie telekomunikacyjnym. Z ich wykorzystaniem możliwe jest zaprojektowanie takiego układu warstw, dla którego stany związane w co najmniej jednym pasmie będą się układać w pożądana drabinkę stanów. Poprawny dobór szerokości studni i bariery prowadzi do zwiększenia intensywności emisji, gdyż proces zasilania KK

nośnikami przez studnię może być bardziej efektywny niż ich ucieczka. Wymaga to jednak szczegółowego zaprojektowania profilu potencjału całej struktury.

Jednym z efektów przeprowadzonych prac było wytworzenie w partnerskiej grupie prof. Reithmaiera z Uniwersytetu w Kassel pełnej struktury laserowej na bazie obszaru aktywnego zbliżonego do zbadanych powyżej (studnia 3,5 nm szerokości, bariera tunelowa 1,8 nm), z sześciokrotnie powtórzoną warstwą aktywną składająca się ze sprzężonego układu studni i KK. Zmierzone parametry pracy lasera porównano z analogiczną strukturą bez studni kwantowej. Laser ze wstrzykiwaniem tunelowym charakteryzował się niższym prądem progowym, lecz gorszą wydajnością (*slope efficiency*)³⁹. Pokazano również po raz pierwszy dla laserów wykorzystujących struktury tunelowe modulację wysokosygnałową, uzyskując obiecującą wartość 21 Gbps.

Podsumowanie

Streszczenie zaprezentowane powyżej przedstawia wyniki jednego z nurtów moich badań prowadzonych w okresie blisko 10 lat po uzyskaniu doktoratu, a dotyczącego zjawisk fizycznych zachodzących w obszarach aktywnych struktur telekomunikacyjnych laserów półprzewodnikowych wykorzystujących tunelowanie między studnią kwantową i kropkami kwantowymi, wytwarzanych w różnych układach materiałowych związków III-V. Bazuje ono na cyklu dziesięciu publikacji, które składają się na osiągnięcie naukowe będące podstawą ubiegania się o stopień doktora habilitowanego. Można je podsumować następująco:

- Zastosowano kilka komplementarnych technik spektroskopii optycznej, czyli fotoodbicia, fotoluminescencji i pobudzania fotoluminescencji, do badań struktur tunelowych, co w konfrontacji z wynikami obliczeń struktury pasmowej pozwoliło odtworzyć skomplikowaną strukturę stanów związanych w badanych obiektach. Jej zrozumienie jest niezbędne do poprawnego projektowania i wytwarzania struktur przyrządowych laserów wykorzystujących efekt tunelowego wstrzykiwania nośników w układzie kwantowym o hybrydowej wymiarowości.
- Wykazano, że studnia kwantowa iniektora wpływa na kropki kwantowe na dwa sposoby:
 - gdy warstwa kropek w strukturze epitaksjalnej znajduje się ponad studnią, co ma miejsce w przeważającej większości przypadków, modyfikacja naprężeń wywołana obecnością warstwy studni (przy zastosowaniu materiałów niedopasowanych sieciowo do podłoża) wpływa na wzrost KK, co należy uwzględnić podczas projektowania struktur, aby stosownie skorygować warunki wzrostu i wynikającą z tego morfologię oraz strukturę pasmową KK. Dla odwrotnej kolejności warstw modulacja kształtu powierzchni wywołana obecnością kropek oraz zmiana rozkładu

naprężeń modyfikują z kolei potencjał studni. Najłatwiejszy do kontrolowania jest wzrost kropek nad studnią dopasowaną sieciowo do podłoża, co w praktyce dla okien telekomunikacyjnych zawęża wybór materiału studni do trójskładnikowego stopu In_{0,53}Ga_{0,47}As. Alternatywami pozwalającymi na większy zakres inżynierii pasm są stopy czteroskładnikowe, np. InGaAlAs lub InGaAsP, których wzrost jest jednak trudniejszy do precyzyjnego kontrolowania;

- sprzężenie kwantowo-mechaniczne między oboma potencjałami o różnej wymiarowości efektywnie poszerza potencjał kropkowy, przesuwając energię stanu podstawowego i stąd też podstawowego przejścia optycznego w kierunku fal dłuższych, zależnie od stopnia sprzężenia (prawdopodobieństwa tunelowania), co musi również zostać uwzględnione w projektowaniu całej struktury. Może być jednak pośrednio wykorzystane do dostrojenia emisji do pożądanego zakresu widmowego.
- Wskazano na kluczową rolę nieciągłości pasm na granicy różnych materiałów. Zastosowanie • zbyt głębokiej studni dla jednego typu nośników modyfikuje stan podstawowy układu z powodu wnikania funkcji falowej stanu podstawowego w KK do studni kwantowej. Prowadzi to do przejścia skośnego w przestrzeni rzeczywistej, co znacznie wydłuża czas zaniku fotoluminescencji. W przypadku układu KK In_xGa_{1-x}As/GaAs ze studnia In_yGa_{1-y}As (na podłożu GaAs) można łatwo doprowadzić do sytuacji, w której najniższy stan elektronowy jest zlokalizowany przestrzennie całkowicie poza kropką. Natomiast dla KK z InAs/In_{0.53}Ga_{0.23}Al_{0.24}As ze studnią z In_{0.53}Ga_{0,47}As (na podłożu z InP) to stan dziurowy może zostać zlokalizowany w studni. Oba skrajne przypadki są niekorzystne dla uzyskania wydajnej emisji z KK wynikającej z tunelowego wstrzykiwania nośników. Z punktu widzenia nieciągłości pasm prowadzącej do poprawnej drabinki stanów związanych korzystne jest stosowanie barier z InGaAIP. W przypadku barier z InGaAlAs związanie stanów podstawowych elektronu i dziury w KK można uzyskać jedynie dla kropek o stosownie dobranej geometrii, co jest dodatkowym wyzwaniem technologicznym, szczególnie w technologii MBE, w której naturalnie formują się nanostruktury wydłużone.
- Określono rolę bariery tunelowej jako kluczowego elementu badanych układów:
 - jej szerokość (i w znacznie mniejszym stopniu wysokość) determinuje siłę sprzężenia,
 a co za tym idzie wydajność procesu wstrzykiwania tunelowego między częścią
 studniową i kropkową. Dla barier o szerokości 10 nm badane układy materiałowe
 zachowują się jak suma niezależnych elementów. Dla barier 2 nm i węższych mogą
 pojawiać się stany, głównie elektronowe, o funkcjach falowych rozciągniętych na obie
 jamy potencjału. Stanowią one kanały transferu nośników, których wpływ

na wydajność emisji zależy od szczegółów konkretnej struktury i w ogólności może być również niekorzystny;

- bariera wpływa na strukturę stanów związanych, a więc także na energię podstawowego przejścia optycznego oraz na separację energetyczną stanów studni i KK; wymaga to uwzględnienia na etapie projektowania w zależności od materiału bariery.
- Prześledzono rolę lokalizacji stanów związanych w studni kwantowej iniektora i wskazano na ich znaczenie dla działania przyrządu laserowego opartego na strukturze tunelowej – stany silnie zdelokalizowane (o mieszanym charakterze 0D-2D) mogą służyć jako rezonansowe kanały transferu nośników.
- Pokazano, że zależna od temperatury populacja fononów istotnie wpływa na wydajność zasilania nośnikami KK przez studnię może odgrywać ona pozytywna rolę w temperaturach kriogenicznych, gdy nośniki transferowane są ze studni do KK, ale też stanowić kanał ucieczki nośników z KK do studni w temperaturach wyższych, co skutkuje rosnącą intensywnością emisji ze studni, stanowiącą straty z punktu widzenia przyrządu bazującego na emisji z kropkowego stanu podstawowego.
- Pokazano, że droga dyfuzji nośników dla pobudzania rezonansowego może służyć jako miara wydajności wychwytu nośników przez KK ze studni kwantowej, związanego m.in. z odstrojeniem energetycznym między oboma układami.
- Wykazano selektywność procesu tunelowania, skutkującą m.in. zawężeniem piku emisyjnego (gdyż dla części populacji KK różnice energii między kluczowymi stanami dokładniej odpowiadają energii fononów pośredniczących w procesie tunelowania).

Literatura

1. Y. Arakawa, and H. Sakaki, *Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current*, Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982)

2. D. Bimberg, H. Grundmann, N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* 279-302 (Wiley, 1999)

3. G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, *Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in In*_{0.15}*Ga*_{0.85}*As quantum well*, Electron. Lett. **35**, 1163-1165 (1999)

4. P. G. Eliseev et al., *Ground-state emission and gain in ultralow-threshold InAs-InGaAs quantumdot lasers*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **7**, 135-142 (2001)

5. M. V. Maksimov et al., *Quantum dot injection heterolaser with ultrahigh thermal stability of the threshold current up to 50°C*, Semiconductors **31**, 124-126 (1997)

6. O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, 1.3 μ m InAs quantum dot laser with T₀=161 K from 0 to 80°C, Appl. Phys. Lett. **80**, 3277 (2002)

7. S. Fathpour et al., The role of Auger recombination in the temperature-dependent output characteristics ($T0=\infty$) of p-doped 1.3 µm quantum dot lasers, Appl. Phys. Lett. **85**, 5164 (2004)

P. M. Varangis et al., *Low-threshold quantum dot lasers with 201 nm tuning range*, Electron. Lett.
 36, 1544 (2000)

9. R. Tommasi, P. Langot, and F. Vallée, *Femtosecond hole thermalization in bulk GaAs*, Appl. Phys. Lett. **66**, 1361 (1995)

10. S. Sosnowski, T. B. Norris, H. Jiang, J. Singh, K. Kamath, and P. Bhattacharya, *Rapid carrier relaxation in In*_{0.4}*Ga*_{0.6}*As/GaAs quantum dots characterized by differential transmission spectroscopy*, Phys. Rev. B **57**, R9423 (1998)

11. F. Heinrichsdorff, M. H. Mao, N. Kirstaedter, A. Krost, D. Bimberg, A. O. Kosogov and P. Werner, *Room-temperature continuous-wave lasing from stacked InAs/GaAs quantum dots grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **71**, 22 (1997)

12. Z. Mi, S. Fathpour, and P. Bhattacharya, *Measurement of modal gain in* 1.1 μ m p-doped tunnel injection InGaAs/GaAs quantum dot laser heterostructures, Electron. Lett. **41**, 1282 (2005)

13. S. Fathpour, Z. Mi, and P. Bhattacharya, *High-speed quantum dot lasers*, Journal of Physics D: Applied Physics **38**, 2103 (2005)

14. G. Walter, and N. Holonyak Jr., *Room-temperature continuous photopumped laser operation of coupled InP quantum dot and InGaP quantum well InP–InGaP–In(AlGa)P–InAlP heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1956 (2001)

15. P. Bhattacharya, and S. Ghosh, *Tunnel injection In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs quantum dot lasers with 15 GHz modulation bandwidth at room temperature*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3482 (2002)

16. Z. Mi, P. Bhattacharya, and S. Fathpour, *High-speed 1.3 μm tunnel injection quantum-dot lasers*, Appl. Phys. Lett. **86**, 153109 (2005)

17. E. M. Pavelescu, C. Gilfert, J. P. Reithmaier, A. Martín-Mínguez, and I. Esquivias, *High-Power Tunnel-Injection 1060-nm InGaAs–(AI)GaAs Quantum-Dot Lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **21**, 999-1001 (2009).

18. Z. Mi, P. Bhattacharya, and J. Yang, Growth and characteristics of ultralow threshold 1.45 μ m metamorphic InAs tunnel injection quantum dot lasers on GaAs, Appl. Phys. Lett. **89**, 153109 (2006)

19. X. Yang et al., Ultrafast spin tunneling and injection in coupled nanostructures of InGaAs quantum dots and quantum well, Appl. Phys. Lett. **104**, 012406 (2014)

20. A. Murayama, T. Asahina, K. Nishibayashi, I. Souma, and Y. Oka, *Efficient spin injection into self-assembled quantum dots via LO-phonon-assisted resonant electron tunnelling*, Appl. Phys. Lett. **88**, 023114 (2006)

21. A. Marent, T. Nowozin, M. Geller, and D. Bimberg, *The QD-Flash: a quantum dot-based memory device*, Semicond. Sci. Technol. **26**, 014026 (2011)

22. G. Cerulo, L. Nevou, V. Liverini, F. Castellano, and J. Faist, *Tuning the dynamic properties of electrons between a quantum well and quantum dots*, J. Appl. Phys. **112**, 043702 (2012)

23. G. L. Paravicini-Bagliani et al., *Enhanced current injection from a quantum well to a quantum dash in magnetic field*, New J. Phys. **16**, 083029 (2014)

24. Obliczenia wykonał dr Janusz Andrzejewski z Katedry Fizyki Doświadczalnej Politechniki Wrocławskiej

25. E-M. Pavelescu, C. Gilfert, J. P. Reithmaier, A. Martin-Minguez, and I. Esquivias, *High-Power Tunnel-Injection 1060-nm InGaAs–(AI)GaAs Quantum-Dot Lasers*, IEEE Photonics Technol. Lett. **21**, 999 (2009)

26. W. Shan, W. Walukiewicz, J. W. Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz, *Band Anticrossing in GalnNAs Alloys*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1221 (1999)

27. F. Guffarth, R. Heitz, A. Schliwa, O. Stier, N. N. Ledentsov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov and D. Bimberg, *Strain engineering of self-organized InAs quantum dots*, Phys. Rev. B **64**, 085305 (2001)

28. Obliczenia wykonał dr hab. Krzysztof Ryczko z Katedry Fizyki Doświadczalnej Politechniki Wrocławskiej

29. K. Ryczko, G. Sęk, J. Misiewicz, *The influence of interdiffusion on the binding energy of excitons in* $In_xGa_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ quantum wells, Superlattices and Microstructures **37**, 273 (2005)

30. S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, A. Accard, D. Make, O. Le Gouezigou, K. Merghem, A. Martinez,
Q. Zou, and A. Ramdane, Systematic investigation of InAs/InP quantum-dash based lasers under external optical feedback Appl. Phys. Lett. 92, 201106 (2008)

31. K. Ryczko, G. Sęk, J. Misiewicz, *The effect of structural parameters on the in-plane coupling between quantum dashes of a dense ensemble in the InAs-InP material system,* Journal of Applied Physics **115**, 213502 (2014)

32. S. Bieker, R. Stühler, T. Kiessling, W. Ossau, and L. W. Molenkamp, *Dimensional crossover of free exciton diffusion in etched GaAs wire structures*, Appl. Phys. Lett. **107**, 122106 (2015)

33. L. M. Smith, J. S. Preston, J. P. Wolfe, D. R. Wake, J. Klem, T. Henderson, and H. Morkoç, *Phonon-wind-driven transport of photoexcited carriers in a semiconductor quantum well*, Phys. Rev. B **39**, 1862 (1989)

34. M. Niemeyer, J. Ohlmann, A. W. Walker, P. Kleinschmidt, R. Lang, T. Hannappel, F. Dimroth, and D. Lackner, *Minority carrier diffusion length, lifetime and mobility in p-type GaAs and GalnAs*, J. Appl. Phys. **122**, 115702 (2017)

35. Robert B. Lee and Kerry J. Vahala, Direct determination of the ambipolar diffusion length in strained $In_xGa_{1-x}As/InP$ quantum wells by cathodoluminescence, Appl. Phys. Lett. **62**, 2411 (1993)

36. A. Sauerwald, T. Kümmell, G. Bacher, A. Somers, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Size control of InAs quantum dashes*, Appl. Phys. Lett. **86**, 253112 (2005)

37. Ł. Dusanowski, M. Syperek, W. Rudno-Rudziński, P. Mrowiński, G. Sęk, J. Misiewicz, A. Somers, J.
P. Reithmaier, S. Höfling, A. Forchel, *Exciton and biexciton dynamics in single self-assembled InAs/InGaAlAs/InP quantum dash emitting near 1.55 μm*, Appl. Phys. Lett. **103**, 253113 (2013)

38. C. Gilfert, E. M. Pavelescu, and J. P. Reithmaier, *Influence of the As*₂/As₄ growth modes on the formation of quantum dot-like InAs islands grown on InAlGaAs/InP (100), Appl. Phys. Lett. **96**, 191903 (2010)

39. S. Bauer, V. Sichkovskyi, F. Schnabel, A. Sengül, J. P. Reithmaier, O. Eyal, and G. Eisenstein, *Comparison of quantum dot lasers with and without tunnel-injection quantum well*, Proc. SPIE **10939**, Novel In-Plane Semiconductor Lasers XVIII, 1093904 (2019)

5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej.

W latach 2006-2007 odbyłem trwający dziesięć miesięcy staż podoktorski w Institut National des Sciences Appliquées (INSA) w Lyonie, gdzie brałem udział w projekcie ATTHENA (Antimoine pour TBH THz optimisé pour une ElectroNique Analogique), finansowanym przez French National Research Agency (ANR). Dotyczył on opracowania nowego typu tranzystorów HBT (heterozłączowy tranzystor bipolarny), mogących działać w zakresie częstotliwości terahercowych, do zastosowań w ultraszybkiej elektronice analogowej, dzięki wykorzystaniu antymonków grupy III układu okresowego jako materiału bazy. Heterostruktura InP/GaAsSb charakteryzuje się w pasmie przewodnictwa bardzo niewielką nieciągłością pasm typu II, korzystną z punktu widzenia wysokiej częstotliwości pracy opartych na niej przyrządów. Dodatkowo możliwe jest osiągnięcie wysokiego poziomu domieszkowania na typ p warstw GaAsSb, co również skutkuje zwiększeniem szybkości pracy tranzystorów. Jednym z głównych celów projektu ATTHENA było osiągnięcie odpowiednio wysokiej jakości krystalograficznej materiału bazy oraz wyznaczenie jego parametrów materiałowych. Moim zadaniem było wykorzystanie spektroskopii optycznej do badania nowych materiałów oraz całych przyrządów. Stosowałem pomiary fotoluminescencji do określenia jakości krystalograficznej warstw i heterostruktur zawierających GaAsSb dzięki analizie intensywności całkowych i poszerzeń pików emisyjnych. Dodatkowo pomiary w funkcji temperatury pozwalały określić energie aktywacji procesów ucieczki nośników i zidentyfikować kanały strat niepromienistych. Niezwykle istotnym zagadnieniem z punktu widzenia projektowania przyrządów jest położenie poziomu Fermiego przy powierzchni danej warstwy. Dzięki analizie oscylacji Franza-Kiełdysza widocznych w widmach fotoodbicia zmierzonych na specjalnych strukturach typu UN⁺ udało się określić ten parametr w funkcji zawartości atomów Sb w stopie trójskładnikowym. Wyniki tej części prac zostały opublikowane w dwóch artykułach:

• Chouaib, H., Bru-Chevallier, C., Apostoluk, A., **Rudno-Rudzinski, W.**, Pelouard, J.-L., Lijadi, M., Bove, P.

Photoreflectance spectroscopy for the qualification of GaAsSb alloys introduced in ultrafast heterojunction bipolar transistors on InP

(2009) Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science, 206 (5), pp. 786-790.

• Chouaib, H., Bru-Chevallier, C., Apostoluk, A., **Rudno-Rudzinski, W.**, Lijadi, M., Bove, P. *Surface Fermi level in GaAsSb structures grown by molecular beam epitaxy on InP substrates* (2008) Applied Physics Letters, 93 (4), art. no. 041913.

oraz zaprezentowane na konferencji:

• Chouaib, H., **Rudno-Rudzinski, W.**, Apostoluk, A., Bru-Chevallier, C., Lijadi, M., Bove, P. *Surface fermi level in GaAsSb alloys grown by MBE on InP substrates* (2008) Conference Proceedings - International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, art. no. 4703020.

Poza moją aktywnością naukową wykonywaną bezpośrednio za granicą, praktycznie wszystkie prace naukowe, w których brałem udział, prowadzone były we współpracy z zagranicznymi instytucjami badawczymi, przede wszystkim z grupami technologicznymi z uniwersytetów w Würzburgu (Technische Physik – 8 wspólnych prac) oraz Kassel (Institute of Nanostructure Technologies and Analitics – 10 wspólnych prac) w Niemczech, często w ramach projektów finansowanych przez Komisję Europejską (**GIFT 5PR, ZODIAC 6PR, Delight 7PR)** oraz międzynarodowego projektu NCN (Harmonia).

6. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę.

Dydaktyka

Zajęcia dydaktyczne, które prowadziłem, można podzielić na kilka grup:

• wykłady, ćwiczenia rachunkowe i laboratoria fizyczne, również prowadzone w języku angielskimi, dla studentów wielu kierunków i wydziałów Politechniki Wrocławskiej, w tym:

wykład – Wydział Budownictwa Lądowego i Wodnego (12/13)

ćwiczenia rachunkowe z fizyki – Wydział Budownictwa Lądowego i Wodnego (12/13, 19/20); Wydział Elektroniki (08/09); Wydział Elektryczny (12/13); Wydział Geoinżynierii,

Górnictwa i Geologii (09/10, 10/11); Wydział Inżynierii Środowiska (12/13); Wydział Mechaniczno-Energetyczny (10/11, 13/14, 14/15, 16/17); Wydział Mechaniczny (09/10, 10/11, 12/13, 13/14, 14/15); Wydział Podstawowych Problemów Techniki (14/15, 16/17, 17/18, 18/19, 19/20); Wydział Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki (12/13)

laboratorium podstaw fizyki – Wydział Budownictwa Lądowego i Wodnego (10/11, 11/12, 12/13, 16/17, 18/19, 19/20); Wydział Chemiczny (12/13, 13/14, 14/15); Wydział Elektroniki (08/09, 09/10, 14/15); Wydział Elektryczny (12/13); Wydział Geoinżynierii, Górnictwa i Geologii (12/13); Wydział Informatyki i Zarządzania (10/11, 11/12 ang., 14/15, 15/16, 19/20 ang.); Wydział Mechaniczno-Energetyczny (10/11, 12/13, 13/14); Wydział Mechaniczny (13/14, 14/15, 19/20); Wydział Podstawowych Problemów Techniki (09/10, 10/11, 11/12, 13/14, 14/15, 17/18, 18/19, 19/20)

II pracownia fizyczna - Optyka ciała stałego i struktur półprzewodnikowych – Wydział Podstawowych Problemów Techniki (13/14)

- laboratoria komputerowe, dotyczące wykorzystywania narzędzi informatycznych do prowadzenia eksperymentów i następnie analizowania uzyskanych wyników (Komputerowe wspomaganie eksperymentu, Podstawy analizy danych – Origin) – Wydział Podstawowych Problemów Techniki (13/14, 16/17, 17/18, 18/19)
- projekt laboratoryjny 'Zaawansowane metody spektroskopii optycznej', w czasie którego studenci planują, przygotowują i przeprowadzają badania spektroskopowe oraz przedstawiają wyniki w formie seminarium oraz pisemnego raportu. W czasie zajęć wykorzystywane są układy pomiarowe, na których prowadzone są rzeczywiste badania naukowe – Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Fizyka Techniczna (od roku 2012)
- w pełni autorski wykład monograficzny 'Nowe metody eksperymentalne w nanoinżynierii', w czasie którego prezentuję metody eksperymentalne ciała stałego wykraczające poza techniki spektroskopii optycznej – Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Fizyka Techniczna (od roku 2019)
- wykład 'Fizyka nowoczesnych materiałów', w tym również po angielsku II stopień, Wydział Budownictwa Lądowego i Wodnego (13/14, 14/15, 16/17)
- opieka na pracami inżynierskimi (2) i magisterskimi (2)

Aleksandra Przybylska, praca inżynierska "Pomiary czasów zaniku fotoluminescencji z obiektów kwantowych emitujących w podczerwieni", 12/13

Aleksandra Przybylska, praca magisterska "Spektroskopia korelacyjna kompleksów ekscytonowych w kropkach kwantowych", 13/14

Marek Burakowski, praca magisterska "Optyczny ekscytonowy efekt Aharonova-Bohma w kwantowych pierścieniach półprzewodnikowych GaSb/GaAs", 18/19

Adrian Marczyński, praca inżynierska "Kompleksy ekscytonowe w kropkach kwantowych InAs/GaAs z warstwą redukującą naprężenia", 19/20

Organizacja

W roku 2010 byłem głównym redaktorem wniosku na konkurs komisji Europejskiej FP7- REGPOT-2010-1. Wniosek dotyczył zwiększenia potencjału badawczego Laboratorium Optycznej Spektroskopii Nanostruktur Politechniki Wrocławskiej dzięki czerpaniu z doświadczeń doskonałych zagranicznych instytucji naukowych zajmujących się podobną tematyką (University of Würzburg, Dortmund University of Technology, University of Bremen, CNRS Laboratorie de Photonique et de Nanostructures oraz Eindhoven University of Technology) oraz nawiązaniu głębszej współpracy z polskimi przedsiębiorstwami z branży (AMMONO, TopGaN, VIGO). Wniosek uzyskał oceny powyżej progów we wszystkich kategoriach, a nie został ostatecznie sfinansowany jedynie z przyczyn ograniczeń budżetowych. Jednak prace przy nim pozwoliły mi nabyć umiejętności sporządzania "dużych" wniosków grantowych związanych z organizacją nauki, w tym zapoznania się z wymaganiami stawianymi przez instytucje europejskie, co mogłem później wykorzystać m.in. przy udziale w projekcie Teaming.

W latach 2014-2016, we współpracy z Uniwersytetem w Würzburgu oraz Wydziałem Mechanicznym Politechniki Wrocławskiej, brałem udział w pracach zespołów, lokalnego oraz międzynarodowego, powołanych do przygotowania wniosku na konkurs WIDESPREAD 1 -2014:Teaming w ramach programu Horizon 2020 Komisji Europejskiej, dotyczącego utworzenia Wrocławskiego Centrum Doskonałości – Nanophotonics Technology Center, instytucji badawczorozwojowej, mającej zająć się komercjalizacją wyników badań w dziedzinie fotoniki. Wniosek przeszedł pierwszy etap konkursu jako jeden z trzech tylko wniosków z Polski, dzięki czemu uzyskano finansowanie na przygotowanie szczegółowego biznes planu nowej instytucji.

W roku 2015 wziąłem również udział w pracach małego zespołu międzynarodowego sformowanego do przygotowania wniosku na konkurs Call:2015 KA2 - Cooperation for Innovation and the Exchange of Good Practices – Strategic Partnerships for higher education. Celem wniosku było wprowadzenie do Laboratorium Optycznej Spektroskopii Nanostruktur innowacyjnych praktyk z

dziedziny organizacji badan naukowych, bazujących na współpracy z międzynarodowymi instytucjami badawczymi (Julius-Maximilians Universitaet Wuerzburg, MULTITEL).

Od 2015 roku jestem członkiem Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej we Wrocławiu – biorę udział w przeprowadzaniu Olimpiady Fizycznej w okręgu dolnośląskim, sprawdzam prace uczestników na wszystkich etapach lokalnych oraz sprawuję pieczę nad przeprowadzeniem części teoretycznej i doświadczalnej podczas etapu drugiego.

Od roku 2019 jestem Opiekunem Studenckiego Koła Naukowego NANOIN przy Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej, zrzeszającego głównie studentów kierunków Fizyka Techniczna oraz Inżynieria Kwantowa oraz doktorantów nauk fizycznych.

Popularyzacja

W popularyzacji nauki uczestniczyłem już w czasie doktoratu. Na początku zajmowałem się przede wszystkim prezentacjami doświadczeń fizycznych w ramach Dolnośląskiego Festiwalu Nauki, we Wrocławiu oraz okolicznych miastach (Wałbrzych, Ząbkowice Śląskie). Wziąłem również udział w targach edukacyjnych TARED (2006) organizowanych we Wrocławiu, gdzie promowałem studia na Wydziale Podstawowych Problemów Fizyki.

Po doktoracie moje działania w tym zakresie skoncentrowane są na dwóch kierunkach:

Popularyzacja osiągnięć naukowych dla szerokiej publiczności

- dedykowane, autorskie wykłady o charakterze popularnym wygłaszane w ramach Dolnośląskiego Festiwalu Nauki ('Źródła Światła', 'Nowoczesne lasery, a superszybki internet') we Wrocławiu i Legnicy (2005, 2006, 2007, 2012, 2014, 2018, 2019)
- oraz "Cyklu Wykładów Popularnonaukowych" na Politechnice Wrocławskiej (2014)
- udział w pracach jury XII Otwartego Międzyszkolnego konkursu Fizycznego im. Bożeny Koronkiewicz (2016)
- wykład "Jakie prawa rządzą nanoświatem?" w ramach Uniwersytet Dzieci we Wrocławiu (2019)

Promocja kierunków studiów Fizyka oraz Fizyka Techniczna na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej

- przeprowadzanie wykładów promocyjnych w szkołach ponadpodstawowych województwa dolnośląskiego (2009-2011)
- koordynacja programu wykładów popularyzatorskich w szkołach ponadpodstawowych dla kierunku Fizyka Techniczna (2008-2017)

 od 2011 roku prowadzę Dni Otwarte związane z kierunkiem Fizyka Techniczna – okolicznościowe prezentacje oraz zwiedzania laboratoriów

7. Oprócz kwestii wymienionych w pkt. 1-6, wnioskodawca może podać inne informacje, ważne z jego punktu widzenia, dotyczące jego kariery zawodowej.

Nagroda Rektora za istotny wkład w rozwój Politechniki Wrocławskiej (2016, 2018)

......

(podpis wnioskodawcy)