

Středoškolská odborná činnost 2005/2006

Obor 02 – fyzika

Kvantové tečky

Autor:

Adam Janečka

Mendelovo gymnázium,
Opava, příspěvková org.
Komenského 5,
746 01 Opava, 4. ročník

Konzultant práce:

Ing. Jiří Oswald, CSc.
(FZÚ AVČR, Praha)

Opava, 2005
Moravskoslezský kraj

Prohlašuji tímto, že jsem soutěžní práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Jiřího Oswalda, CSc. a uvedl v seznamu literatury veškerou použitou literaturu a další informační zdroje včetně internetu.

V Opavě dne 19. 3. 2006

vlastnoruční podpis autora

Poděkování za odbornou pomoc a konzultace

Ing. Jiřímu Oswaldovi, CSc.

Doc. RNDr. Zdeňku Kluiberovi, CSc.

Abstrakt

Emisní spektra struktur s jednou vrstvou InAs kvantových teček přikrytých 5 nm $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pro $x=13$, 23 a 93% a GaAs bariérou tloušťky 15 nm byla měřena při teplotě 7 K. Změřili jsme jejich závislosti na hustotě excitace pro 5 a 1 Wcm^{-2} . Z těchto závislostí byly určeny typy luminiscenčních přechodů ve studovaných strukturách. Poloha maxima základního přechodu v QD se posunula k delším vlnovým délkám (od 1,3 μm do 1,34 μm) s rostoucím x (od 13% do 23%). Pro $x=29\%$ již k posunu nedošlo, ale objevilo se nové PL maximum, které bylo interpretováno jako luminiscence z QD s větším poloměrem. Energetická vzdálenost mezi přechody z 1. excitovaného a základního stavu v QD byla pro $x=13$ a 23% ~ 80 meV, pro $x=29\%$ pouze 53 meV.

Obsah

1. Úvod.....	6
2. Teoretická část.....	7
2.1 Polovodičové nanostruktury.....	7
2.2 Kvantové jámy.....	8
2.2.1 Užití kvantových jam.....	10
2.3 Kvantové tečky.....	10
2.3.1 Metody přípravy.....	11
2.3.2 Užití kvantových teček.....	14
2.4 Kvantové tečky s dlouhovlnnou emisí.....	14
3. Metodika.....	17
3.1 Příprava vzorku.....	17
3.2 Určení velikosti kvantových teček pomocí STM.....	18
3.3 Luminiscenční měřicí aparatura.....	19
3.4 Měření PL.....	20
4. Výsledky měření PL.....	22
4.1 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$ krycí vrstvou.....	22
4.2 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou.....	23
4.3 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$ krycí vrstvou.....	24
5. Diskuse výsledků.....	26
6. Závěry.....	28
7. Seznam použité literatury.....	29

1. Úvod

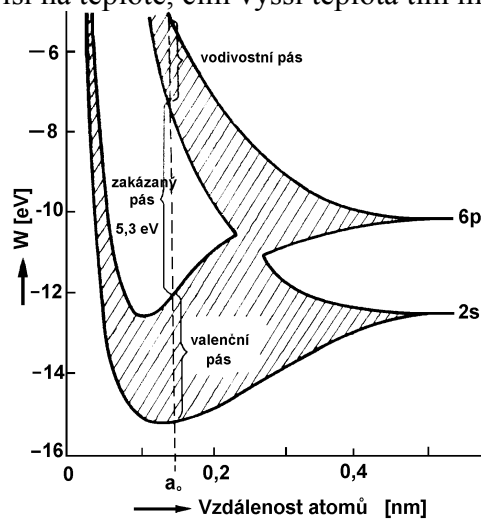
Cílem všech polovodičových laboratoří zabývajících se studiem polovodičových kvantových teček na bázi InAs/GaAs je příprava laserových struktur s emisí 1,3 μm a 1,55 μm . To jsou vlnové délky standardně používané v optických komunikacích. Standardně připravované InAs kvantové tečky kryté GaAs bariérou mají emisi v oblasti 1,2 μm při pokojové teplotě. Z mnoha metod posuvu vlnové délky kvantových teček nejlepší výsledky byly dosaženy při překrytí InAs kvantových teček tenkou ternární $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vrstvou. V oddělení polovodičů FZÚ AV ČR bylo dosaženo hodnoty emise 1,46 μm ze základního přechodu ve struktuře s kvantovými tečkami přikrytými $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ vrstvou při pokojové teplotě. Protože měření při pokojové teplotě jsou pro určení elektronové struktury takových systémů nedostatečná, bylo hlavním úkolem této práce měření emisních spekter vzorků InAs kvantových teček překrytých ternární $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vrstvou při He teplotě, určení jejich závislosti na hustotě excitace, zjistit posuv vlnových délek luminiscenčních pásů v závislosti na koncentraci In v krycí vrstvě a určení typy luminiscenčních přechodů.

2. Teoretická část

2.1 Polovodičové nanostruktury

Polovodičové nanostruktury jsou takové struktury, kde alespoň jeden jejich rozměr je srovnatelný s vlnovou délkou elektronu v polovodičích (~10 nm). Pro pohyb elektronu v krystalu totiž není možné použít klasický částicový přístup, ale kvantově mechanický, kde se elektron chová jako vlna a je popsán vlnovou funkcí [2]. Pokud je omezen pouze jeden rozměr, hovoří se o kvantových jamách (Quantum Wells - QW), při omezení dvou rozměrů o kvantových drátech a při omezení tří rozměrů o kvantových tečkách (Quantum Dots - QD).

Nejnázornější představa nízko-dimenzionální polovodičové struktury je u kvantových jam, které jsou realizovány tak, že mezi vrstvy polovodiče s širším pásem zakázaných energií elektronů (bariéry) se umístí tenká vrstva materiálu s užším pásem zakázaných energií elektronů (aktivní oblast). V důsledku interakce velkého množství atomů v pevných látkách, se z izolovaných energetických hladin elektronů v atomu vytvářejí pásy. Příklad závislosti elektronové struktury na vzdálenosti atomů uhlíku je ukázán na obr. 1. Nejvyšší elektronů zaplněný pás se jmenuje valenční a nejnižší nezaplněný pás, vodivostní. Oblast energií mezi valenčním a vodivostním pásem, které nemůže elektron v pevné látce nabývat se nazývá pás zakázaných energií elektronů (E_g). Velikost E_g silně závisí na teplotě, čím vyšší teplota tím menší E_g .



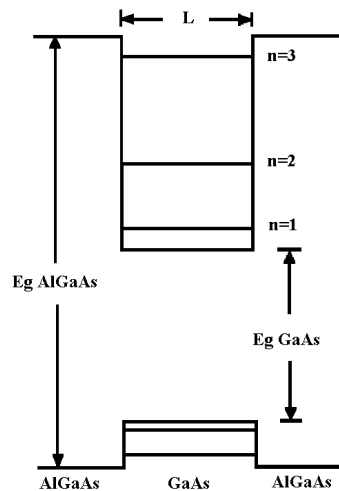
Obr. 1: Pásová struktura uhlíku jako funkce vzdálenosti atomů, a_0 je mřížková konstanta. [3]

Pokud dodáme elektronu ve valenčním pásmu energii větší než E_g dojde k jeho přechodu do vodivostního pásu. Chování elektronů v částečně nezaplněném valenčním pásmu lze popsat pomocí neobsazených stavů s kladným nábojem neboli děr. Elektron a díra se přitahují Coulombovou silou a mohou vytvářet vodíku podobnou částici, exciton.

Elektronová struktura pravoúhlé kvantové jámy $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ je ukázána na obr. 2. E_g ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) je větší než E_g (GaAs), vytvoří se potenciálová jáma pro elektrony a díry a pokud tloušťka GaAs vrstvy klesne pod jistou mez, pak již elektronové a děrové úrovně v kvantové jámě neodpovídají minimu vodivostního respektive maximu valenčního pásu GaAs , ale vytvářejí se nové elektronové a děrové hladiny (v obrázku značené n). Poloha n -té energetické úrovně elektronu v pravoúhlé potenciálové jámě je dána vztahem

$$E_n = K(n\pi / L)^2$$

kde n je přirozené číslo, L tloušťka GaAs vrstvy (šířka kvantové jámy) a K je konstanta.



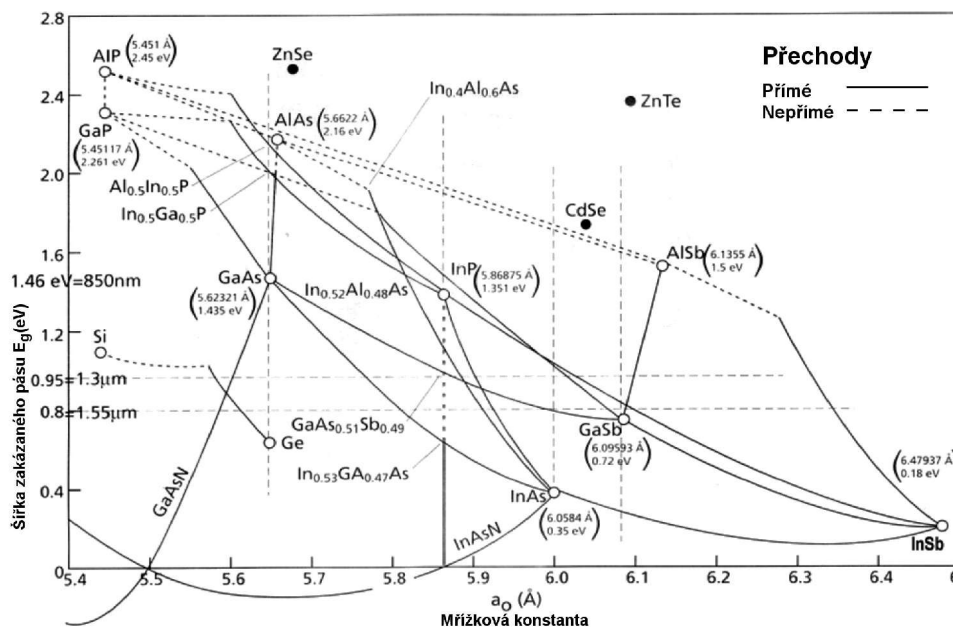
Obr. 2: Elektronová struktura pravoúhlé kvantové jámy $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$

Ze vztahu (1) je zřejmé, že pouze změnou tloušťky vrstvy GaAs , lze měnit energetické úrovně v potenciálové jámě. Jinými slovy pouze změnou tloušťky vrstvy materiálu s užším pásem zakázaných energií, lze měnit pásovou strukturu na rozdíl od objemových polovodičů, která je daná vazbou mezi atomy. Toho lze s úspěchem využít, například pro přípravu polovodičových laserů s různou vlnovou délkou emitovaného záření. Další výhodou nanostruktur je lokalizace elektronů a děr v dané oblasti. Pravděpodobnost zářivé rekombinace elektronů a děr je úměrná překrytí jejich vlnových funkcí, tedy čím větší lokalizace elektronů a děr na stejném místě tím větší pravděpodobnost zářivé rekombinace. A to je jeden z hlavních důvodů, proč se připravují a studují systémy s velkou lokalizací.

2.2 Kvantové jámy

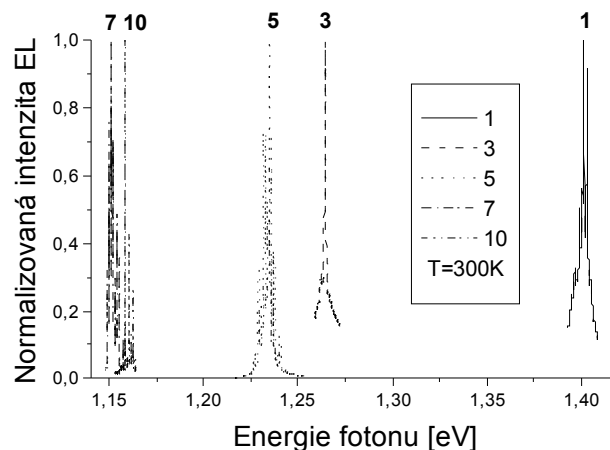
Nejvíce studovaným a používaným nanostrukturním systémem jsou kvantové jámy. Elektrony a díry v kvantové jámě jsou volné ve směrech x a y a kvantované ve směru z (směr růstu), to znamená, že mohou nabývat pouze určitých energií (obr. 1). Tvar potenciálové jámy je dán tvarem rozhraní mezi

bariérami a aktivní oblastí. Nejčastěji používané jsou pravouhlé jámy, ale pěstují se i trojúhelníkové, které se používají pro výrobu součástek s vysokou pohyblivostí elektronů (High Electron Mobility Transistors - HEMT) a parabolické, jež mají stejně vzdálené energetické hladiny. Dále se kvantové jámy dělí na jámy bez pnutí a s pnutím. Bez pnutí to jsou takové, kde mřížkové konstanty všech materiálů jsou stejné, to je případ systému $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$. To je ale výjimka, protože většinou jsou mřížkové konstanty různých materiálů různé, jak je vidět na obr. 3., kde je ukázána změna šířky pásu zakázaných energií elektronů a jejich mřížkové konstanty v závislosti na složení polovodičů. Typickým představitelem kvantových jam s pnutím je systém na bázi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, který se používá pro přípravu polovodičových laserů v blízké infračervené oblasti spektra. U systému s více kvantovými jamami může docházet k vzájemné interakci elektronů z různých kvantových jam. Její velikost záleží na tloušťce bariér mezi jamami. Pokud k interakci dochází, potom mluvíme o super-mřížkách (Super lattices).



Obr. 3: Změna šířky zakázaného pásu energií elektronů a jejich mřížkové konstanty v závislosti na složení polovodičů.

Kvantové jámy jsou velmi variabilní a změnou jednoho parametru lze získat strukturu s jinými vlastnostmi, jak je ukázáno pro systém s různým počtem vzájemně neinteragujících stejně širokých kvantových jam $\text{InAs}-\text{GaAs}$ (obr. 4).



Obr. 4: Srovnání emisních spekter laserů s různým počtem vzájemně nezávislých velmi tenkých napjatých kvantových jam (1, 3, 5, 7, 10). K laserování dochází mezi základními hladinami elektronů a děr ($n = 1$) v kvantové jámě. [4]

2.2.1 Užití kvantových jam

Díky svým vlastnostem se kvantové jámy nyní již běžně používají v moderních součástkách. V polovodičových laserech zvyšuje kvantová jáma účinnost, snižuje prahový proud a zlepšuje jeho teplotní stabilitu. Toto zlepšení polovodičových laserů usnadnilo jejich využití např. ve čtečkách kompaktních disků nebo při přenosu dat světlovodnými vlákny. Kvantové jámy se také používají v součástkách s vysokými nároky na rychlost, protože elektrony se mohou v kvantové jámě pohybovat s mnohem menším počtem srážek než v objemovém polovodiči. Tunelovací diody, ve kterých je kvantová jáma obklopena dvěma kvantovými bariérami, se využívají jako zdroje vysokých frekvencí.

2.3 Kvantové tečky

Kvantové tečky jsou struktury, kde všechny tři rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou elektronu (~ 10 nm), proto se někdy označují jako nula-dimenzionální. Z hlediska lokalizace jsou struktury s kvantovými tečkami nejvýhodnějším, ale dosud nejméně zvládnutým systémem. Elektrony a díry jsou zde lokalizovány ve velmi malém objemu ~ 300 nm³ i při vysokých teplotách. Díky lokalizaci elektronů a děr dochází k velkému překryvu jejich vlnových funkcí a v důsledku toho k velké pravděpodobnosti zářivé rekombinace (luminiscence*). Druhou výhodou nula-dimenzionálních struktur je to, že hustota stavů je δ -funkce ($\delta(x)$), která je definována tak, že pro x_0 je $\delta(x_0)=1$ a pro všechna ostatní x je $\delta(x)=0$. Tato výhoda je znehodnocena fluktuací velikosti a tvaru kvantových teček, která způsobuje posun energetických úrovní a tím dochází k velkému nehomogennímu rozšíření emisních luminiscenčních spekter.

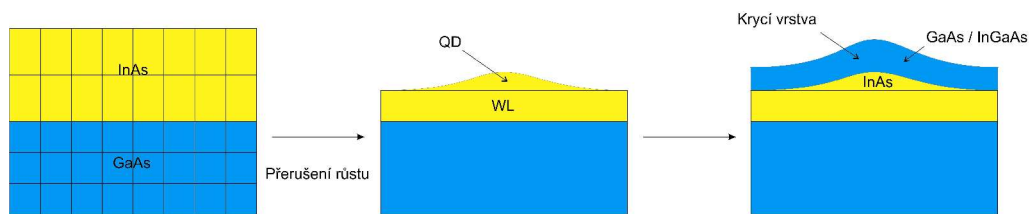
*Luminiscence je nerovnovážné záření systému, který přechází z vyššího energetického stavu do nižšího energetického stavu vyzářením světelné energie. Luminiscence se nejčastěji rozděluje podle způsobu excitace. Nejdůležitější druhy luminiscence jsou fotoluminiscence (excitace světlem) a elektroluminiscence (excitace elektrickým proudem).

2.3.1 Metody přípravy

Kvantové tečky lze připravit několika způsoby: iontovým leptáním nebo samo-organizací hmoty ve strukturách s velkým vnitřním pnutím.

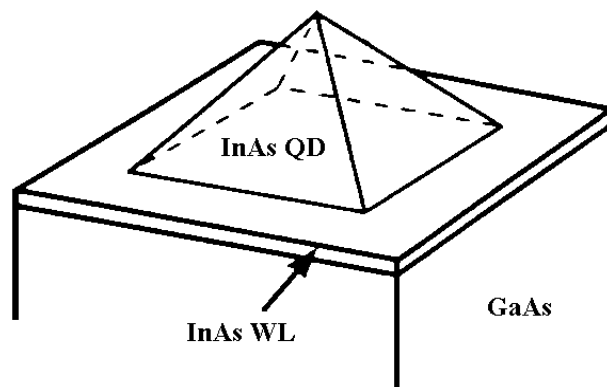
Iontovým leptáním lze připravit definovaný počet kvantových teček stejné velikosti, ale s velmi slabou luminiscencí, protože při iontovém leptání se vytváří vrstva s velkou koncentrací poruch, které fungují jako nezářivá centra.

Samo-organizované kvantové tečky vznikají takzvaným Stranského-Krastanovým růstem (obr. 5), kde hlavní řídicí silou vzniku kvantových teček je pnutí v důsledku různých velikostí mřížkových konstant pěstovaných materiálů (obr. 3).



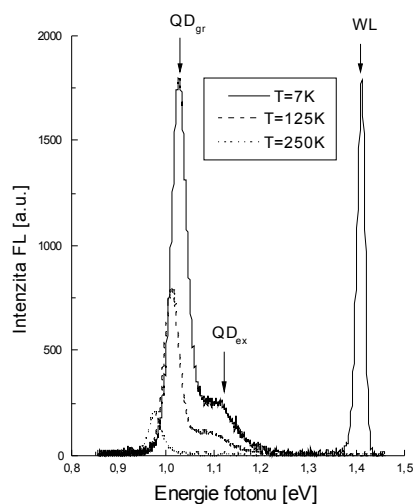
Obr. 5: Schéma růstu kvantových teček Stranského-Krastanovým růstem

Nejnámější systém pro přípravu kvantových teček je InAs na GaAs podkladu. Protože jsou In atomy mnohem větší než Ga, má InAs o 7% větší mřížkovou konstantu než podložka. Při epitaxi InAs nejprve vznikne souvislá monoatomární rovina tzv. smáčecí vrstva (wetting layer - WL). Při překročení určité kritické tloušťky této vrstvy InAs (~1,6 monovrstvy Mono-Layer - ML) a přerušením růstu dojde k vytvoření kvantových teček (tří dimenzionálních útvarů se všemi rozměry v řádu maximálně desítek nanometrů) na tenké 1 ML vrstvě InAs (wetting layer - WL). Kvantová tečka pyramidálního tvaru je znázorněna na obr. 6, kde InAs WL je 1 ML kvantová jáma a InAs QD (Quantum Dot) je kvantová tečka.



Obr. 6: Model kvantové tečky InAs na GaAs. [5]

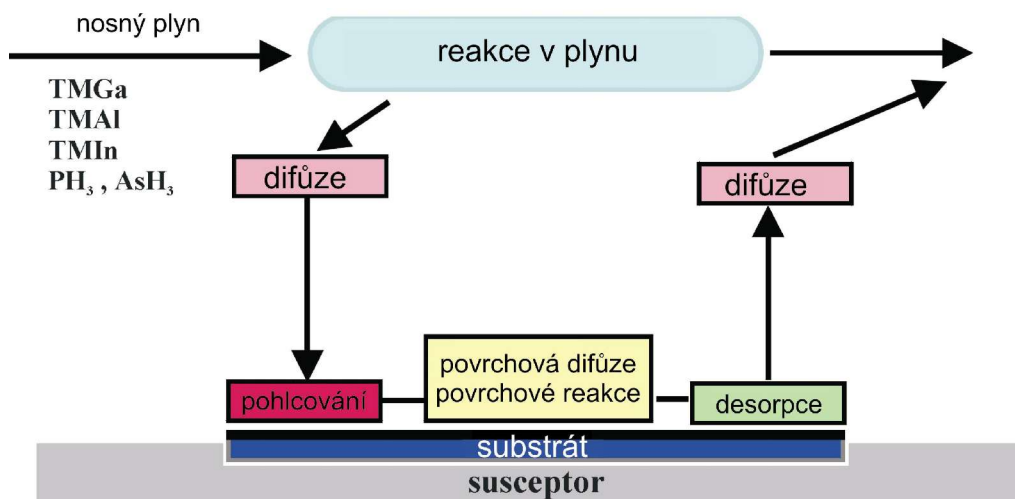
Bez přerušení růstového procesu se kvantové tečky nevytvoří, ale připraví se struktura s velmi tenkou napjatou kvantovou jámou InAs. Po vytvoření kvantových teček se struktura přikryje krycí vrstvou GaAs. Takto připravené nanostruktury mají silnou fotoluminiscenci (PL), jak je ukázáno na příkladu emisního spektra vzorku s kvantovými tečkami (obr. 7).



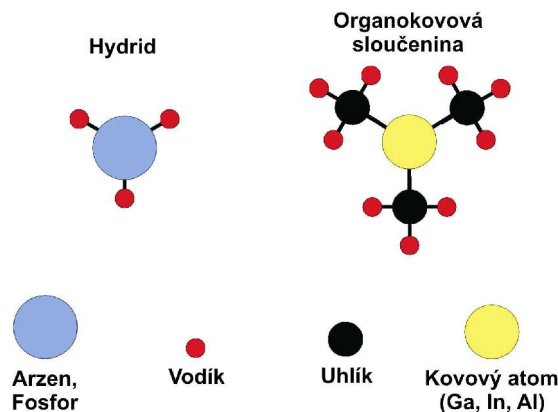
Obr. 7: Teplotní závislost luminiscenčních spekter struktury s kvantovými tečkami InAs/GaAs měřená při teplotách 7, 125 a 250 K. QD jsou přechody v kvantových tečkách, WL v kvantové jámě. [6]

K přípravě kvantových teček pomocí Stranského-Krastanova se užívá čtyř různých metod. Jedná se o epitaxi pomocí kapaliny (Liquid Phase Epitaxy), epitaxi pomocí přesunu chloridu (Chloride transport epitaxy), epitaxi z molekulárních svazků (MBE - Molecular Beam Epitaxy) a epitaxi z organokovových sloučenin (MOVPE - metal organic vapour phase epitaxy). Nejvíce však bývají používány právě poslední dvě zmiňované metody (MBE a MOVPE).

- a) MBE - jedná se v podstatě o velmi pomalé napařování polovodičů v dokonale čistém prostředí v podmínkách vysokého vakua. Právě vysoké vakuum je výhodou i nevýhodou této technologie. Umožňuje totiž využití diagnostických metod během epitaxního růstu, jako např. difrakce pomalých nebo rychlých elektronů, prodražuje však využití této technologie v průmyslu.
- b) MOVPE - využívá se pro epitaxi polovodičů atomy prvků uvolněné tepelným rozkladem organokovových molekul (obr. 9), jako jsou např. trimethylgalium nebo terciarybutylarsín (nejčastěji se používá trimethyl, vyrábí se nejčistější). K rozkladu dochází v reaktoru nad zahřátým susceptorem, na němž leží polovodičová podložka (obr. 8). Nosným plynem pro organokovové molekuly bývá dokonale čistý vodík difundovaný přes palladiovou stěnu s čistotou lepší než 1 ppb (1 molekula nečistoty na 10^9 molekul vodíku). Výhodou této technologie je, že jedinou aparaturu lze použít pro přípravu širokého spektra polovodičů, je univerzálnější. Méně dokonalá je však diagnostika používaná během epitaxního růstu, která využívá různé povrchové odrazivosti světla v kolmých krystalografických směrech. Tato technologie bývá upřednostňována v průmyslu.



Obr. 8: Princip metody MOVPE



Obr. 9: Chemické sloučeniny používané při pěstování vzorků metodou MOVPE

2.3.2 Užití kvantových teček

Použití kvantových teček v polovodičových laserech přineslo více než dvojnásobné snížení prahové proudové hustoty na 19 A/cm^2 a další snížení ztrát a zvýšení kvantové účinnosti. Podařilo se také podstatně prodloužit vlnovou délku emitovaného světla v systému InAs/GaAs až k $1,3 \text{ }\mu\text{m}$ používané pro přenos dat světlovodnými vlákny.

2.4 Kvantové tečky s dlouhovlnnou emisí

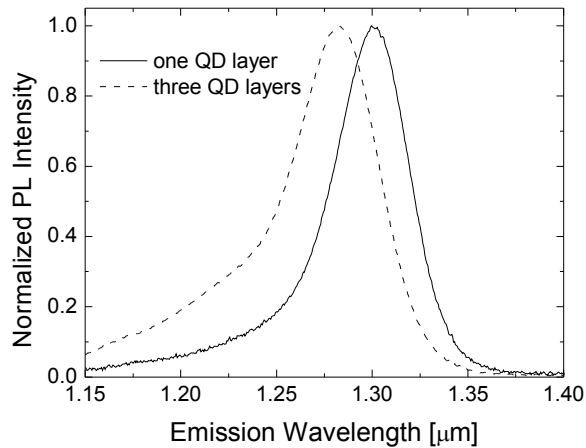
Kvantové tečky nalézají velké uplatnění v oblasti polovodičových laserů. Jedním z klíčových parametrů polovodičových laserů je i emisní vlnová délka. Kratší vlnové délky zajišťují velkou hustotu dat užívanou k zápisu na CD nebo DVD, na druhou stranu, delší vlnové délky ($\geq 1,3 \text{ }\mu\text{m}$) jsou potřebné u laserů pro optickou komunikaci.

Užití kvantových teček jako aktivní vrstvy u polovodičových laserů může zdokonalit hodně jejich vlastností. Omezení pohybu volných nositelů ve všech třech dimenzích má za následek zlepšenou teplotní závislost prahového proudu (dosud bylo dosaženo $T_0 = 161^\circ\text{C}$) a potlačení ztrátových mechanismů. Toto vede k vysoké vnitřní účinnosti a malým ztrátám (byly zaznamenány extrémně nízké ztráty 2 cm^{-1}). Pomocí užití QD v aktivní oblasti polovodičového laseru může být dosaženo vyššího optického výkonu.

Pro nejvíce používanou InGaAs/GaAs kvantovou jámu, je limit světelné emise okolo $1,1 \text{ }\mu\text{m}$. Tento limit může být překonán (za dosažení oblastí vlnových délek vhodných pro telekomunikaci - $1,3 \text{ }\mu\text{m}$ a více), použitím samouspořádaných InAs QD připravených na GaAs substrátu. Vhodné uspořádání vodivostního a valenčního pásu v tomto systému umožňuje lepší teplotní a energetické vlastnosti než u systémů založených na InP, obvykle užívaných pro dosažení telekomunikační vlnové délky $1,5 \text{ }\mu\text{m}$. Nevýhodou QD laserů je možná saturace základního přechodu a objevení emise z vyšších excitovaných stavů, proto je důležitá co největší energetická vzdálenost mezi základním a prvním excitovaným stavem v QD.

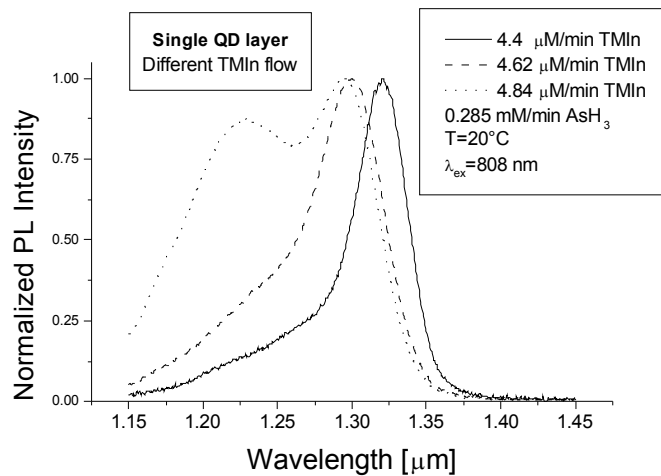
Z toho vyplývají tyto dva úkoly: (1) posun emisní vlnové délky a (2) zvětšení energetické mezery mezi nulovým a prvním excitovaným stavem v QD, aby nedocházelo k saturaci základního přechodu. Existuje několik způsobů jak zvětšit velikost QD a následně tím posunout emisní vlnovou délku:

a) Příprava struktury s vertikálně nahromaděnou multivrstvou QD.



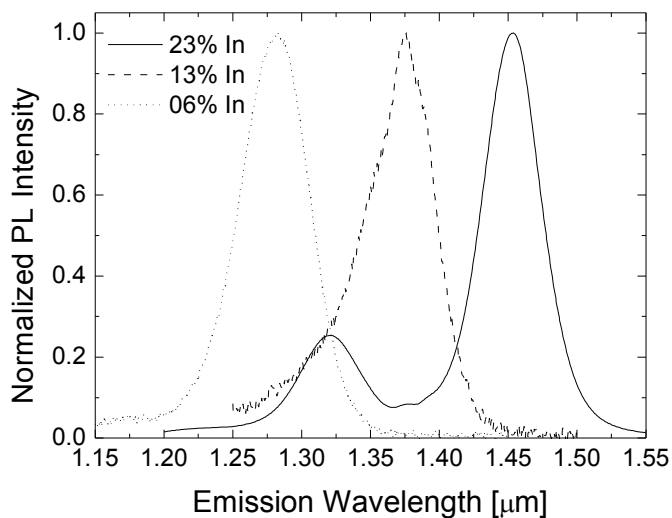
Obr. 10: Porovnání spekter fotoluminiscence struktury s jednou QD a se třemi QD měřené za pokojové teploty; RT, $\lambda_{exc} = 0.808 \mu\text{m}$.

b) Optimalizace přípravy QD



Obr. 11: Příklad ladění vlnové délky struktury s jednou vrstvou QD změnou průtoku trimetyl india

c) přerůstání QD tenkou krycí vrstvou $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$



Obr. 12: Porovnání spekter fotoluminiscence vzorků s různou koncentrací In v krycí vrstvě $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; RT, $\lambda_{\text{exc}} = 0.808 \mu\text{m}$.

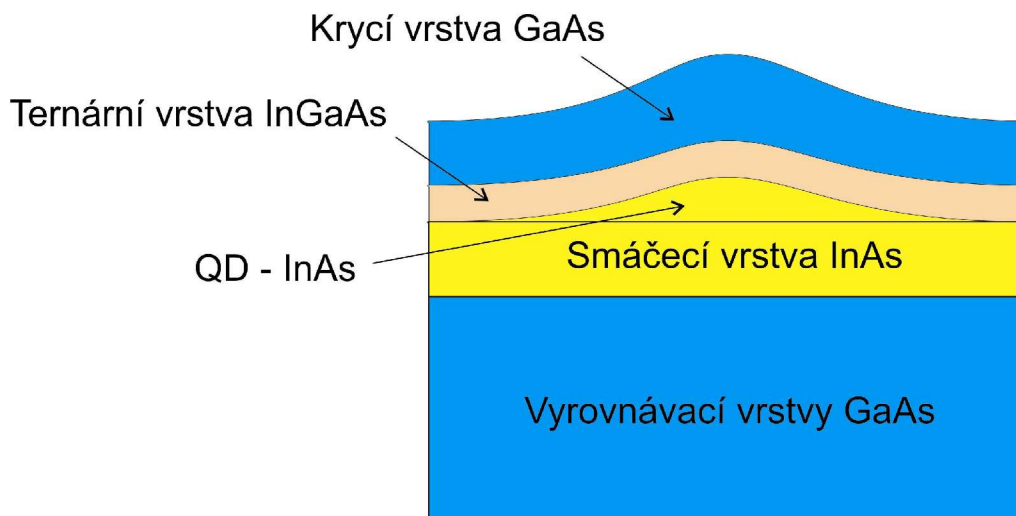
Jak je vidět z dosažených výsledků největší posuv vlnové délky lze dosáhnout pomocí tenké krycí vrstvy $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Proto jsme se v dalším studiu zaměřili právě na tyto vzorky. Spektra měřená při pokojové teplotě většinou nedávají informaci o vyšších excitovaných stavech, proto jsme měřili emisní spektra při teplotě 7 K. Důležitá je interpretace spekter a k tomu je nutné měření závislosti spekter na intenzitě excitace.

3. Metodika

3.1 Příprava vzorku

QD byly pěstovány pomocí epitaxy z organokovových sloučenin za nízkého tlaku (low-pressure metal-organic vapour phase epitaxy - LP-MOVPE) a studovány pomocí fotoluminiscenční spektroskopie (photoluminescence spectroscopy - PL) a pomocí tunelovacího skenovacího mikroskopu (STM). Velikost QD byla ovládána tloušťkou vrstvy InAs vrstvy, V/III poměrem a časem formování QD. Napnutí bylo redukováno krycí vrstvou $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

InAs/GaAs kvantové tečky byly připraveny v přístroji AIXTRON 200 pomocí metody LP-MOVPE na nedopovaných SI GaAs substrátech s (100) přesnou orientací. Před samotným umístěním do reaktoru, byly destičky 2 minuty leptány v roztoku $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (1:1:50 podle objemu). Byly použity následující technologické parametry: celkový tlak při růstu 70 hPa; celkový tok H_2 8 slpm; TMGa -10°C , TMIn 16°C a jako prekurzor (zdrojová látka) byl použit čistý aržin (AsH_3). Před růstem byla na 5 min zvýšena teplota substrátu na 800°C za současného toku aržinu. Teploty růstu byly: 650°C pro první vyrovnávací vrstvu GaAs (buffer layer); 500°C pro druhou GaAs buffer layer, InAs smáčecí vrstvu (WL), ternární $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a GaAs krycí vrstvy stejně jako pro tvorbu InAs QD. Hodnota ternární vrstvy $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ve směru x , rostoucí jenom na InAs QD, se měnila mezi 0.06 a 0.23. Tloušťka ternární $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vrstvy byla 5 nm v každém cyklu.



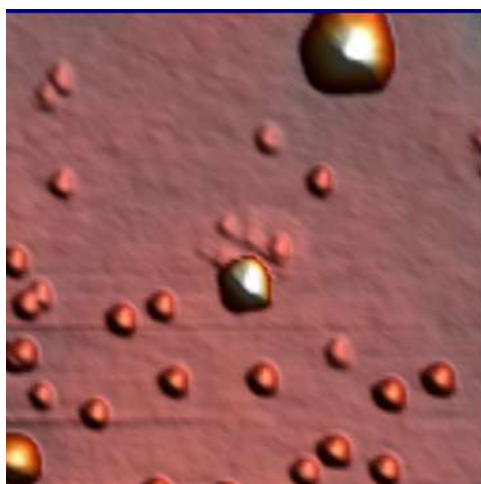
Obr. 13: Schéma vzorku, užitého k měření.



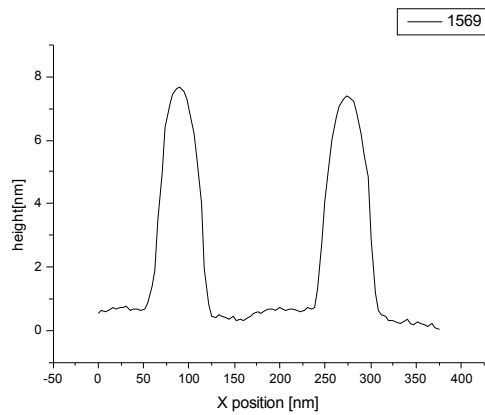
Obr. 14: Fotografie aparatury MOVPE ve Fyzikálním ústavu AVČR

3.2 Určení velikosti kvantových teček pomocí STM

Velikost QD byla určena z STM snímků (obr. 15), které byly pořízeny mikroskopem Veeco Dimension 3100. Pracovalo se v "tapping" módu s paralelní detekcí fázového signálu. Typickým poloměrem špičky hrotu byl pod 10 nm.



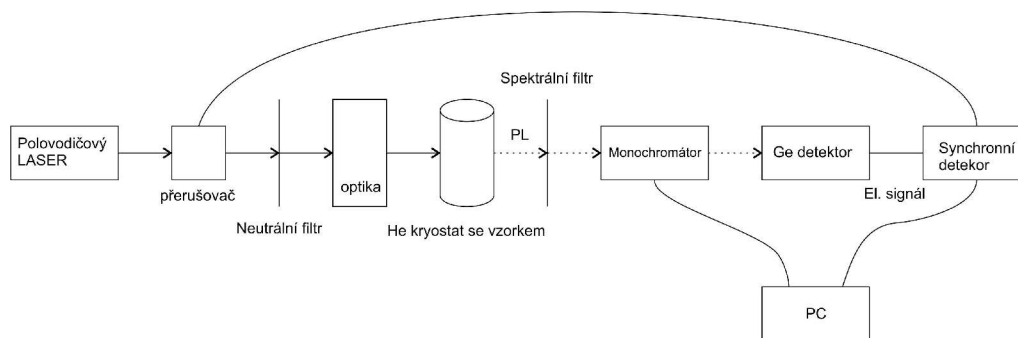
Obr. 15: Zobrazení QD překrytých 5nm tlustou InGaAs vrstvou.



Obr. 16: Rozměry QD

Z obr. 16 můžeme přibližně určit velikost QD. Výška QD je 8 nm a její průměr 70 nm.

3.3 Luminiscenční měřicí aparatura

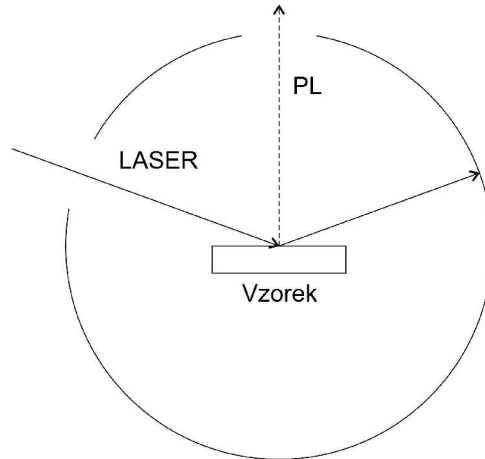


Obr. 17: Schéma měřicí aparatury

Luminiscenční měřicí aparatura, jejichž schéma je ukázáno na obr. 17., se skládala z:

- polovodičového laseru:
 - excitace PL
 - SLD1332V
 - struktura založena na AlGaInP kvantové jámě
 - $\lambda = 670 \text{ nm}$
 - $P = 300 \text{ mW}$
- přerušovače:
 - propojen se synchronním detektorem
 - odstranění šumu
 - 30 Hz
- neutrálního filtru:
 - změna intenzity excitačního laserového paprsku

- fokuzální optiky:
 - usměrnění laserového paprsku
- He kryostatu:
 - vakuovaná komora se vzorkem
 - UTRECS
 - 4,2 - 300 K +/- 0,1 K
 - křemenné okénka



Obr. 18: Zjednodušené schéma kryostatu (pohled shora)

- spektrálního filtru:
 - odstraňuje násobky vlnové délky excitačního laseru
- dvoumřížkového monochromátoru:
 - monochromatizuje světlo
 - SDL1
 - 300 vrypů/cm
 - rozlišení 1,6 nm/mm štěrbin
- Ge detektoru:
 - detekuje intenzitu dopadajícího záření PL
 - J16
 - 800 - 1600 nm
 - mezní frekvence přerušování: 500 Hz
- synchronního detektoru:
 - 5205 Lock-in Amplifier
 - citlivost 10 - 500 mV
 - časová konstanta 1 s

3.4 Měření PL

PL byla excitována polovodičovým laserem s emisní vlnovou délkou 670 nm. Emitované světlo ze vzorku bylo analyzováno dvojným mřížkovým monochromátorem SDL1 (300 vrypů/mm) s rozlišením 1,6 nm/mm štěrbin. Luminiscence byla detekována Ge detektorem. Elektrický signál z Ge detektoru

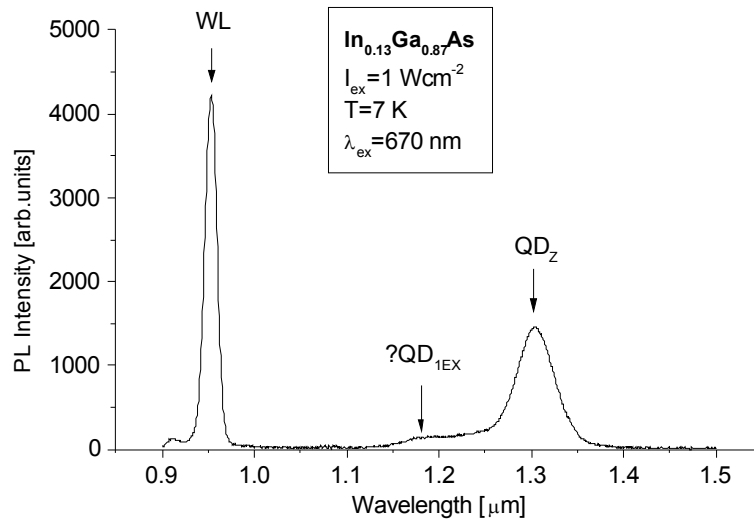
byl zpracován synchronním detektorem. Excitační laserový paprsek byl přerušován přerušovačem, z kterého se bral referenční signál pro synchronní detektor. Vzorek byl umístěn v He optickém kryostatu a všechna zde zmiňovaná měření byla prováděna za teploty 7 K. Chyba měření teploty byla +/- 0,1 K, protože vzorek byl umístěn v He parách. Pro určení elektronové struktury byla měřena závislost na intenzitě excitačního záření, která byla měněna pomocí 20% neutrálním filtrem.

4. Výsledky měření PL

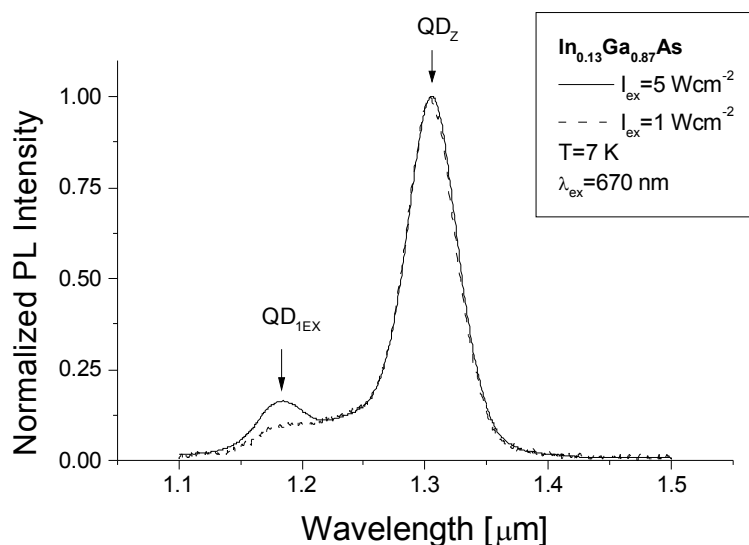
Nízkoteplotní emisní luminiscenční spektra byla měřena při hustotě excitace 5 Wcm^{-2} a 1 Wcm^{-2} .

4.1 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$ krycí vrstvou.

Celé PL spektrum je ukázáno na obr. 19. Luminiscenční pás $\sim 0,954 \mu\text{m}$ (WL) odpovídá zářivé rekombinaci ve smáčecí vrstvě, která představuje velmi úzkou InAs kvantovou jámu. Maximum $\sim 1,305 \mu\text{m}$ (QD_Z) představuje přechod ze základního stavu v QD. Další maximum $\text{?QD}_{1\text{EX}}$ může být buď luminiscence z prvního excitovaného stavu QD nebo přechod ze základního stavu menších kvantových teček. Ze srovnání normalizovaných luminiscenčních spekter měřených při excitaci a (obr. 17) je zřejmé, že při použití nižšího excitačního výkonu došlo k poklesu intenzity maxima $\sim 1,185 \mu\text{m}$ z čeho vyplývá, že se jedná o přechod z prvního excitovaného stavu QD.



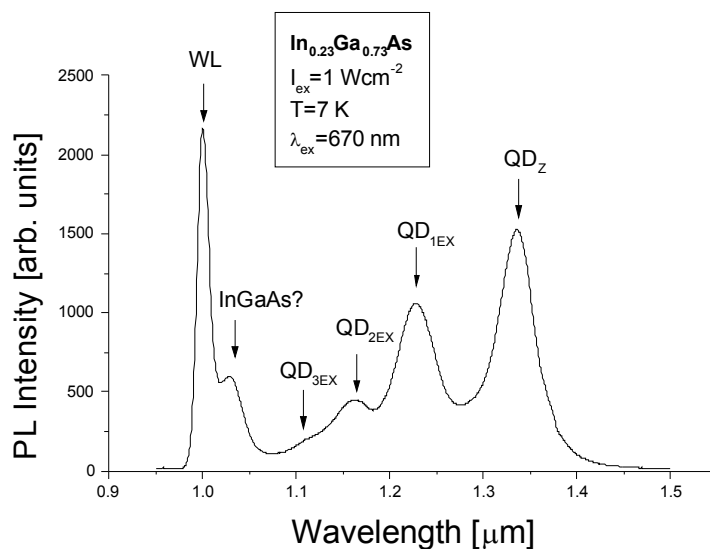
Obr. 19: Luminiscenční spektrum vzorku s $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$ krycí vrstvou.



Obr. 20: Srovnání normalizovaných luminiscenční spekter při excitaci 5 a 1 Wcm^{-2} vzorku s $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$ krycí vrstvou.

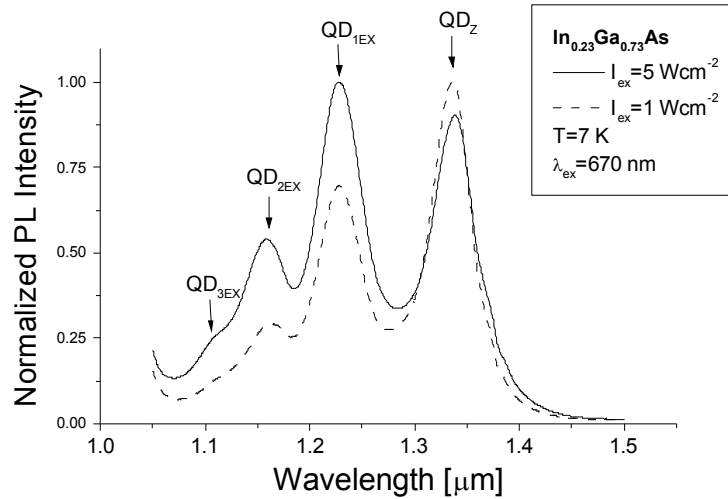
4.2 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou.

Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou jsou srovnatelné s výsledky na vzorku s $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$ krycí vrstvou, jak je vidět na obr. 21.



Obr. 21: Luminiscenční spektrum vzorku s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou.

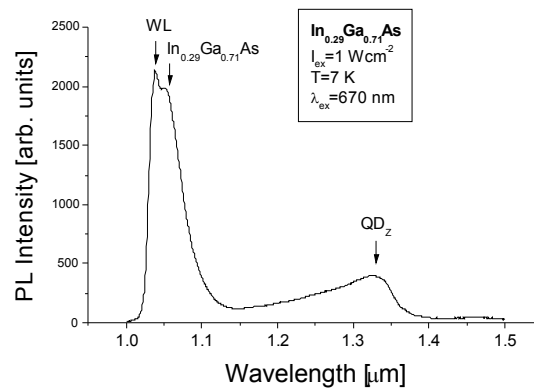
Navíc jsou zde přechody z vyšších excitovaných stavů v QD a maximum u 1,030 μm , které může být spojeno s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou, ale toto určení musí být nezávisle ověřeno dalšími experimentálními metodami. Ze srovnání normalizovaných spekter emise v QD oblasti (obr. 22) je vidět saturace základního přechodu při vyšší hustotě excitace.



Obr. 22: Srovnání normalizovaných luminiscenční spekter při excitaci 5 a 1 Wcm^{-2} vzorku s $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ krycí vrstvou.

4.3 Výsledky měření vzorku s $\text{In}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$ krycí vrstvou.

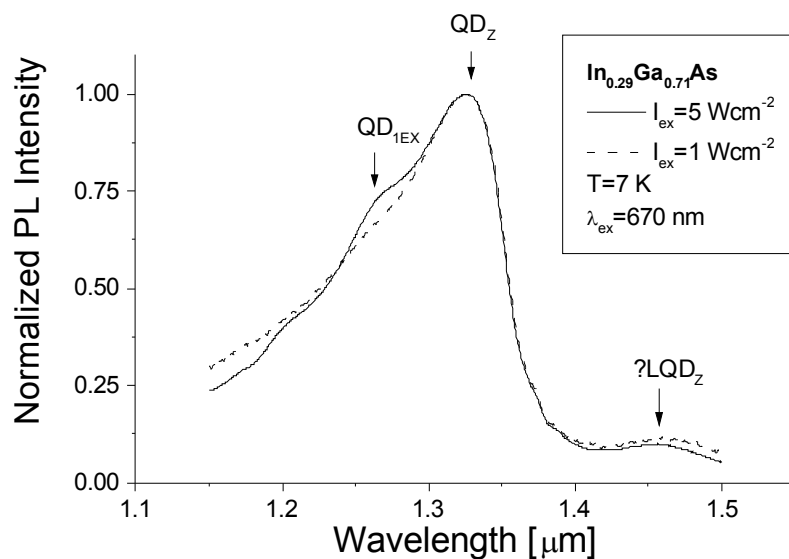
PL spektrum vzorku s $\text{In}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$ krycí vrstvou je špatně rozlišené (obr. 23) ve srovnání se spektry vzorků s nižším obsahem In v krycí vrstvě.



Obr. 23: Luminiscenční spektrum vzorku s $\text{In}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$ krycí vrstvou.

To je ještě lépe vidět na detailním srovnání spekter při různé hustotě excitace (obr. 24). Jednotlivé z vyšších excitovaných stavů nejsou v případě

nízké hustoty excitace vůbec vidět. Spektrum je nehomogenně rozšířené a objevilo se nové maximum u 1.46 μm (LQD_Z).



Obr. 24: Srovnání normalizovaných luminiscenční spekter při excitaci 5 a 1 Wcm^{-2} vzorku s In_{0.29}Ga_{0.71}As krycí vrstvou.

Zvýšení koncentrace In v krycí vrstvě již nevedlo k dalšímu posunu vlnové délky, ale pouze k rozšíření luminiscenčních pásů a objevení nového pásu. To svědčí o tom, že tento vzorek není homogenní, ale obsahuje řadu QD různých velikostí.

5. Diskuse výsledků

Výsledky měření jsou shrnuty do tabulek 1 a 2, kde jednotlivým luminiscenčním přechodům byla přiřazena energie (v eV) v maximu luminiscence. Energetická škála je pro zpracování výsledků výhodnější, proto ji používáme a získá se jednoduchým převodem z vlnových délek v μm :

$$E(\text{eV}) = 1,23978/\lambda(\mu\text{m}).$$

V tabulkách 3 a 4 jsou ukázány energetické rozdíly mezi PL přechody. Nejdůležitější je energetická vzdálenost mezi přechody z 1. excitovaného a základního stavu v QD. Ta by z hlediska laserové aplikace měla být co největší, minimálně však 0,06 eV, ale nejlépe kolem 0,1 eV. Pro vzorky s $x=13$ a 23% máme hodnoty $\sim 0,08$ eV, které leží v požadovaném intervalu, ale pro $x=29\%$ máme hodnotu pouze 0,053 eV.

Vzorek	WL [eV]	GaInAs [eV]	QD _Z [eV]	QD _{1EX} [eV]	QD _{2EX} [eV]	QD _{3EX} [eV]
In_{0,13}Ga_{0,87}As	1,3	-	0,958	1,044	-	-
In_{0,23}Ga_{0,77}As	1,239	1,204	0,927	1,010	1,067	1,121

Tab. 1: Poloha maxim luminiscenčních přechodů pro vzorky s $x=13$ a 23%.

Vzorek	WL [eV]	GaInAs [eV]	LQD _Z [eV]	QD _Z [eV]	QD _{1EX} [eV]
In_{0,29}Ga_{0,71}As	1,195	1,176	0,848	0,935	0,988

Tab. 2: Poloha maxim luminiscenčních přechodů pro vzorek s $x=29\%$.

Vzorek	QD _{1EX} - QD _Z [eV]	QD _{2EX} - QD _{1EX} [eV]	QD _{3EX} - QD _{2EX} [eV]
In_{0,13}Ga_{0,87}As	0,086	-	-
In_{0,23}Ga_{0,77}As	0,083	0,057	0,054

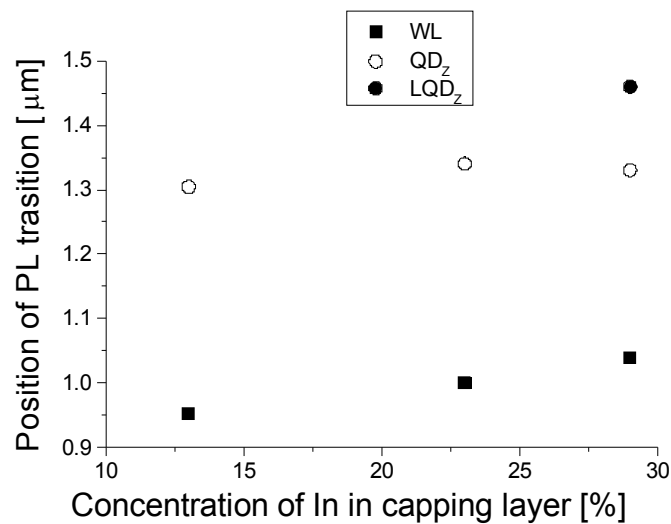
Tab. 3: Rozdíl polohy luminiscenčních přechodů pro vzorky s $x=13$ a 23%.

Vzorek	QD _Z - LQD _Z [eV]	QD _{1EX} - QD _Z [eV]
In_{0,29}Ga_{0,71}As	0,087	0,053

Tab. 4: Rozdíl polohy luminiscenčních přechodů pro vzorek s $x=29\%$.

Posuvy luminiscenčních maxim přechodů ze smáčecí vrstvy (WL) a základního přechodu v QD (QD_Z) v závislosti na obsahu In v krycí vrstvě při 7 K jsou ukázány na obr. 25. Ze závislosti je vidět, že v případě luminiscence ze smáčecí vrstvy dochází v důsledku snížení pnutí ve smáčecí vrstvě (menší rozdíl mřížkových konstant InAs a s In_{0,29}Ga_{0,71}As krycí vrstvou) k jejímu posuvu k delším vlnovým délkám i pro 29% In. Pro základní přechod v QD je

situace jiná, hlavní maximum se zvýšením koncentrace v krycí vrstvě neposunuje k větším vlnovým délkám, pouze nové maxim odpovídající QD s větším průměrem se posunulo k větším vlnovým délkám.



Obr. 25: Závislost posuvu luminiscenčních maxim přechodů WL a QD_z v závislosti na obsahu In v krycí vrstvě

6. Závěry

Změřili jsme emisní spektra tří vzorků s $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ krycí vrstvou při teplotě 7 K. Studovali jsme závislost PL spekter na hustotě excitace (5 Wcm^{-2} a 1 Wcm^{-2}). Z této závislosti jsme určili typy luminiscenčních přechodů. Poloha maxima luminiscence ze smáčecí vrstvy se posunula od $0,95 \mu\text{m}$ do $1,04 \mu\text{m}$ s rostoucím x od 13% do 29%. Posuv základního přechodu v QD od $1,3 \mu\text{m}$ do $1,34 \mu\text{m}$ byl pozorován pouze pro x 13% a 23%, Pro $x=29\%$ již k posunu nedošlo, ale objevilo se nové PL maximum, které jsme připsali QD s větším poloměrem. Energetická vzdálenost mezi přechody z 1. excitovaného a základního stavu v QD byla pro $x=13$ a 23% $\sim 80 \text{ meV}$, pro $x=29\%$ pouze 53 meV.

Z námi dosažených výsledků plynou jasné závěry pro technologii přípravy kvantových teček přikrytých $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ krycí vrstvou. Pro vzorky s $x < 24\%$ stačí jemně doladit technologické parametry a zaměřit se na přípravu struktur pro lasery. V případě systémů s velkou koncentrací In ($x > 25\%$) v krycí vrstvě je nutné optimalizovat podmínky růstu krycí vrstvy tak, aby docházelo k tvorbě pouze jednoho typu QD, a to s co největší výškou, protože s rostoucí výškou QD, při konstantním průměru, dochází k posuvu emise k menším vlnovým délkám a zároveň se nemění vzdálenost mezi excitovanými stavy.

7. Seznam použité literatury

- [1] KLUIBER, Z. a kol. *Fyzika před námi*. Praha: ARSCI, 2001. ISBN: 80-86078-14-0.
- [2] BASTARD, G. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Paříž: Monographies de physique, 1992.
- [3] FRANK, H., ŠNEJDAR, V. *Principy a vlastnosti polovodičových součástek*. Praha: SNTL, 1976.
- [4] OSWALD, J., HULICIUS, E., PANGRÁC, J., MELICHAR, K., ŠIMEČEK, T., PETŘÍČEK, O., KAREL, F. *Preparation and Properties of InAs/GaAs Lasers, Workshop Proceedings*. EW MOVPE VIII, str. 277. Praha, 1999.
- [5] GRUNDMANN, M., STIER, O., BIMBERG, D. *InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure*. Phys. Rev. B 52, 1995, 11969.
- [6] OSWALD, J., HULICIUS, E., VORLÍČEK, V., PANGRÁC, J., MELICHAR, K., ŠIMEČEK, T., LIPPOLD, G., RIEDE, V. *Study of InAs quantum dots in GaAs prepared on misoriented substrates*. Thin Solid Films 336, 1998, 80.
- [7] HEINRICHSORFF, F., MAO, M. H., KIRSTAEDTER, N., KROST, A., KOSOGOV, A. O., WERNER, P., BIMBERG, D. *MOCVD grown InAs/GaAs Quantum Dot Lasers*. EW MOVPE VII, p. E7. Berlin, 1997.
- [8] ALLAN, G., BASTARD, G., BOCCARA, N., LANNOO, M., VOOS, M. *Heterojunctions and Semiconductors Superlattices*. Springer-Verlag, 1986. ISBN: 3-540-16259-3.
- [9] GRUNDMANN, M.: *Nano-Optoelectronics: Concepts, Physics and Devices*. Springer. ISSN: 1434-4904.