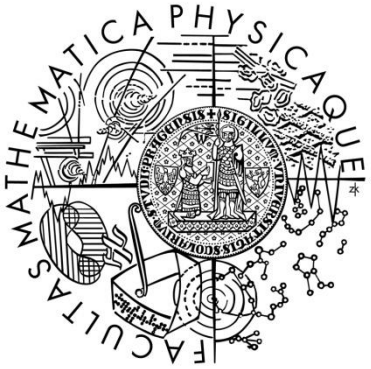
Univerzita Karlova v Praze

Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Martin Pokorný

Laserová spektroskopie polovodičových kvantových bodů

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.

Studijní program: *Fyzika, Optika a optoelektronika*
Studijní obor: *Kvantová a nelineární optika*

Praha 2012

Za pomoc při řešení této diplomové práce, trpělivému opravování překlepů a nepřesností, děkuji především vedoucímu, doc. RNDr. Františkovi Trojánkovi, Ph.D. Za cenné rady při sestavování měřicí aparatury, při samotném měření v laboratoři i při zpracovávání a interpretaci získaných výsledků a tvorbě grafů děkuji dále Mgr. Martinovi Kozákovi a prof. RNDr. Petrovi Malému, DrSc.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 13. 4. 2012

Martin Pokorný

Název práce: Laserová spektroskopie polovodičových kvantových bodů

Autor: Martin Pokorný

Katedra / Ústav: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: Práce je zaměřena na zkoumání fotoluminiscenčních vlastností InAs kvantových bodů na GaAs substrátu překrytých $GaAs_{1-x}Sb_x$ krycí vrstvou připravených Stranski-Krastanowovou metodou. Měřili jsme doby doznívání luminiscence dvou vzorků s různou koncentrací Sb v této vrstvě. Zkoumali jsme vliv teploty, intenzity a vlnové délky excitačního pulzu na intenzitu a dobu doznívání luminiscence. Porovnali jsme vlastnosti vzorku po excitaci 760 nm pulzem a 850 nm – v prvním případě byla energie excitačních fotonů větší, než šířka zakázaného pásu substrátu; při větší excitační vlnové délce jsme excitovali pouze kvantové tečky a smáčecí vrstvu. Z těchto vlastností dále odvozujeme rekombinační a relaxační procesy v InAs kvantových tečkách a transport nosičů náboje ze substrátu i smáčecí vrstvy do nich. Součástí práce bylo seznámení se s metodami měření ultrarychlé fotoluminiscence a sestavení experimentálního uspořádání.

Klíčová slova: kvantové body, upkonverze, luminiscence

Title: Laser spectroscopy of semiconductor quantum dots

Author: Martin Pokorný

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: This work is focused on examining photoluminescent properties of InAs quantum dots (QDs) on GaAs substrate covered by $GaAs_{1-x}Sb_x$ strain reducing capping layer (SRL) prepared by Stranski-Krastanow method. We measured luminescence decay time of two samples with different concentration of Sb in this layer. We investigated the influence of temperature, intensity and wavelength of the excitation pulse on the luminescent decay time. We also compared the properties of the samples after excitation by 760 nm pulse and 850 nm pulse – the former one is energetically above the substrate band gap; in the second case we excited only the QDs and the wetting layer (WL). We consequently derived recombination and relaxation processes occurring inside InAs QDs and also the transport of charge carriers from the substrate and the WL into QDs. One part of this diploma thesis was to learn about the methods of measuring ultrafast photoluminescence and build the experimental set-up.

Keywords: quantum dots, upconversion, luminescence

Použité symboly

$\varepsilon_0 \approx 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ F\ m^{-1}$…permitivita vakua

$\hbar \approx 1{,}05 \cdot 10^{-34}\ J\ s$…redukovaná planckova konstanta

$m_e \approx 9{,}11 \cdot 10^{-31}\ kg$…hmotnost elektronu

m_h…hmotnost díry

m^*…efektivní hmotnost

m_w^*, m_b^*…efektivní hmotnost ve 2D kvantové jámě a v bariéře kolem ní

k, κ…vlnový vektor elektronu (nebo díry) ve 2D kvantové jámě a konstanta tlumení v bariéře

V_0…výška 2D potenciálové kvantové jámy

d…šířka 2D kvantové jámy

$\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$…redukovaná hmotnost

$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$…laplaceův operátor

V…potenciální energie

B…výška potenciální bariéry

$\Psi(\vec{r})$…vlnová funkce

$R_{nl}(r)$, $Y_{lm}(\theta, \phi)$…radiální a úhlová část vlnové funkce s příslušnými argumenty

Y_{lm}…kulová funkce

n, n'…hlavní kvantové číslo pro elektronovou a děrovou hladinu

$\vec{r}$…polohový vektor

r…radiální vzdálenost

k_{xy}…vlnový vektor v rovině xy

$e \approx 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ C$… elementární náboj

$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} \approx 0{,}53\ nm$…Bohrův poloměr

ε_r…relativní permitivita

$a_B = \varepsilon_r a_0$…poloměr excitonu

a…mřížková konstanta

R_0…poloměr kvantového bodu

E…energie

E_g, E_0, E_1, E^e, E^h, E^{hh}…šířka zakázaného pásu, energie základního stavu, prvního excitovaného stavu, elektronu, díry a těžké díry

$P_{NL}^{(2)}$ …nelineární polarizace druhého řádu

χ, χ^2… elektrická susceptibilita, nelineární elektrická susceptibilita druhého řádu

$\mathcal{E}$…intenzita elektrického pole

ω…úhlová frekvence záření

ω_{laser}, ω_{lum}, ω_d… úhlová frekvence laserového svazku, luminiscenčního a vstupujícího do detektoru (vzniklého upkonverzí)

$c = 299\,792\,458\,m\,s^{-1}$…rychlost světla ve vakuu

n…index lomu

n_{laser}, n_{lum}, n_d, n_o, n_e… index lomu pro laserový svazek, luminiscenční, pro svazek vstupující do detektoru (vzniklý upkonverzí), pro řádný a mimořádný svazek

λ…vlnová délka

λ_0, λ_{laser}, λ_{exc}, λ_d, λ_{lum}, λ_{max}… vlnová délka vakuová, laserová, excitačního svazku, detekovaná, luminiscenční a vybraného maxima

$k = \frac{\omega}{c}n = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0}n$…vlnový vektor

$\vec{k}_{laser}$, $\vec{k}_{lum}$, $\vec{k}_d$…vlnový vektor laserového svazku, luminiscenčního a vstupujícího do detektoru (vzniklého v nelineárním krystalu generací součtové frekvence)

θ…úhel mezi šířením svazku v krystalu a optickou osou krystalu

θ_0… úhel vyříznutí krystalu

α…vstupní úhel svazku do krystalu (úhel dopadu)

T…teplota

I…intenzita záření

I_{exc}, I_{max}…intenzita excitačního svazku a maximální intenzita luminiscence

t…čas

τ…doba doznívání luminiscence

Obsah

Úvod 1
1 Polovodičové III-V nanostruktury 2
1.1 III-V polovodiče 2
1.2 Základní pojmy 2
1.3 Metoda růstu Stranski-Krastanow 3
1.4 Energetické stavy v kulových QD a WL 4
1.5 Ovlivňování energetických stavů přítomností Sb v SRL 6
1.6 Výpočet energetických stavů QD 7
1.7 Optické vlastnosti kvantových teček 8
1.7.1 Lineární optická absorpce 8
1.7.2 Nelineární optické jevy 9
1.7.3 Luminiscence 10
2 Optická upkonverze 11
2.1 Generace součtové frekvence 11
2.2 Užití upkonverze k měření časově rozlišené luminiscence 12
2.3 Výpočet ladicích křivek 13
2.4 Experimentální uspořádání pro časově rozlišená měření 16
2.5 Experimentální uspořádání pro kontinuální měření 17
2.6 Laboratorní vybavení 17
3 Vzorky 18
3.1 Popis růstu 18
3.2 AFM obrázky 18
4 Měření a výsledky 20
4.1 Kontinuálně měřená spektra 20
4.2 Kontinuálně měřená spektra vzorku 2081C 22
4.3 Excitace 760 nm vzorku 2081C 24
4.3.1 Časově rozlišená spektra 24
4.3.2 Doznívání luminiscence 27
4.4 Excitace 850 nm vzorku 2081C 33
4.4.1 Časově rozlišené spektrum 34
4.4.2 Doznívání luminiscence 35

4.4.3 Náběhy 40
4.5 Vzorek 2076C 41
4.5.1 Časově rozlišená spektra 42
4.5.2 Doznívání luminiscence 43
4.5.3 Náběhy 47
5 Diskuse a model 48
5.1 Srovnání vzorků s různou koncentrací Sb v SRL 48
Závěr 52
Seznam použité literatury 53
Seznam tabulek 54
Seznam použitých zkratek 55

Úvod

Polovodičovými nanokrystaly (jinak též nazývané kvantové body nebo kvantové tečky; quantum dots, QD) označujeme monokrystaly o rozměrech jednotek až desítek nanometrů. Díky svým malým rozměrům se u nich výrazně projevují kvantové efekty, a vykazují tedy unikátní fyzikální a chemické vlastnosti, které se u objemových polovodičů nevyskytují. Vlastnosti nanokrystalů silně závisí na jejich chemickém složení, velikosti, tvaru i povrchu.

Nanostruktury našly své uplatnění v integrovaných obvodech (např. jako zdroj světla včlenitelný do integrovaných obvodů), medicíně i biologii (jako citlivé senzory nebo luminiscenční značky), elektronice, oděvním průmyslu i jinde.

Námi zkoumané QD jsou InAs vyrostlé na GaAs substrátu, překryté krycí vrstvou GaAsSb, tedy jiného složení, než substrát. Tato krycí vrstva má jednak úlohu mechanického krytí vzorku, dále tvoří potenciální bariéru, a v neposlední řadě lze změnou jejího složení ovlivňovat energetické stavy v QD, a tím i vlnovou délku jimi absorbovaného nebo emitovaného světla. Již se podařilo tímto způsobem posunout vlnovou délku luminiscence o stovky nanometrů, až k $1{,}5\ \mu m$, tedy k vlnové délce používané v telekomunikacích při přenosu informace optickými vlákny. Právě jako zdroj světla se nanostruktury výrazně uplatňují, poněvadž u nich je možno změnou parametrů výroby (chemické složení, teplota a další) měnit šířku zakázaného pásu a tím i vlnovou délku vyzařovaného světla. Malá velikost struktur je výhodná i z toho důvodu, že prostorové omezení výrazně zvětšuje překryv vlnových funkcí elektronů a děr (čímž se zvyšuje kvantová pravděpodobnost zářivé rekombinace) a že může být i menší, než je kritická šířka pro vytváření dislokací (viz kapitola Metoda růstu Stranski-Krastanow).

Tato diplomová práce je zaměřena na zkoumání rekombinačních procesů v InAs QD na GaAs substrátu překrytých GaAsSb krycí vrstvou časově rozlišenou spektroskopií (metodou optické upkonverze) i kontinuální měřením luminiscence.

Základní pojmy a informace o III-V QD a postup výroby námi zkoumaných nanokrystalických materiálů jsou popsány v kapitole 1, v následující pak používaná experimentální metoda. Následují výsledky měření pro různé excitační podmínky. V kapitole 5 naměřené výsledky diskutujeme a navrhujeme vhodný model, který by je popsal.

Nejpodstatnější výsledky celé práce jsou pak shrnuty v závěrečné kapitole.

1 Polovodičové III-V nanostruktury

Polovodiče mají pro optiku velký význam, využívají se jako zdroje záření, i jako jeho detektory. I díky rozvoji přenosu informací optickými kabely jsou stále zkoumanými materiály. Objemové polovodiče se vyznačují periodickou strukturou, díky které mají typickou pásovou strukturu. Ta rozhoduje o spektrální závislosti absorpce, i o tom, pro jaké vlnové délky může být tento materiál zdrojem záření.

1.1 III-V polovodiče

Směsné polovodiče mají výhody i nevýhody při srovnání se základními (též zvanými elementárními, vlastními nebo intrinzickými). GaAs má například šestkrát vyšší elektronovou pohyblivost než Si (a dovoluje tedy konstrukci rychlejších součástek; děrovou pohyblivost má ale vyšší Si), širší zakázaný pás (může proto pracovat i při vyšších teplotách s menším tepelným šumem), je to přímý polovodič a má tedy větší potenciál uplatnění v optoelektronice. Dále může vytvářet ternární i kvaternární sloučeniny se spojitě laditelnou šířkou zakázaného pásu (tedy i vlnovou délkou emitovaného světla).

Na druhou stranu bývají směsné polovodiče dražší a složitěji vyrobitelné a neexistuje u nich tak snadný způsob pasivace povrchu, jako růst SiO_x vrstvy na povrchu Si.

Značně využívané jsou směsné polovodiče právě díky možnosti jednoduché změny vlastností pomocí změny jejich složení. Například zakázaný pás sloučeniny $Al_xGa_{1-x}As$ lze měnit spojitě v rozmezí mezi $E_g = 1{,}42\ eV$ (pro $x = 0$, GaAs) až po $E_g = 2{,}16\ eV$ (pro $x = 1$, AlAs). Navíc lze i měnit polovodič z přímého na nepřímý: pro $x < 0{,}4$ jde o přímý polovodič, pro $x > 0{,}4$ o polovodič nepřímý [1].

InAs se používá ke konstrukci infračervených detektorů (pro spektrální oblast mezi 1 a $3{,}8\ \mu m$), a také pro výrobu diodových laserů. Stejně jako GaAs je to přímý polovodič. Má velkou elektronovou pohyblivost a úzký zakázaný pás ($0{,}35\ eV$ při pokojové teplotě).

1.2 Základní pojmy

Nanokrystalem rozumíme uspořádané seskupení částic o celkové velikosti řádově jednotky nebo desítky nanometrů. Polovodičové nanokrystaly se rozdělují podle několika hledisek. Jedním z nich je (stejně jako u objemových polovodičů) chemické složení. Dvě nejznámější skupiny nanokrystalů (podle tohoto rozdělení) jsou

- nanokrystaly II-VI polovodičů (CdS, CdSe, CdTe a další) – u nich se většinou používá termínu nanokrystal
- kvantové body III-V polovodičů (GaAs, InGaAs a další) připravované litografií nebo samoorganizovaným růstem – zde se nejčastěji setkáme s pojmenováním kvantový bod, QD

V této práci se budeme dále zabývat pouze kvantovými body III-V polovodičů, dále jen QD. Díky možnosti měnit parametry, při kterých je QD pěstován, a díky silné závislosti vlastností QD na těchto parametrech, jsou tyto struktury velmi atraktivním předmětem výzkumu.

Ve všech QD platí následující důležitá fakta:

1. Energetické spektrum (které je diskrétní) a hustota vázaných stavů jsou podobné, jako v případě izolovaného atomu. Proto se QD někdy nazývají „umělé atomy“
2. Kinetická energie částice ve vázaném stavu je (podle modelu v kapitole 1.4 - Energetické stavy v kulových QD a WL) úměrná $1/R_0^2$

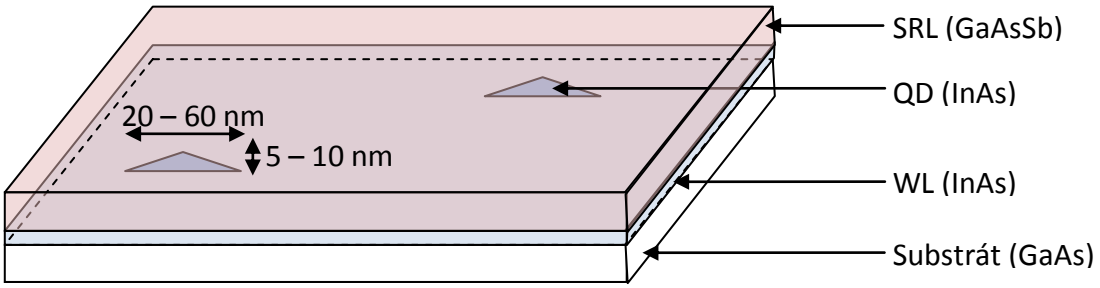
1.3 Metoda růstu Stranski-Krastanow

Růst QD Stranski-Krastanowou metodou (jinak též samoorganizovaným růstem) je jedním ze tří nejčastěji využívaných způsobů přípravy tenkých vrstev epitaxí na substrátu (další metody jsou kapková epitaxe a litografie [1]). Jedná se o metodu chemické depozice využívající rozdílných mřížkových konstant materiálů a vznikajícího mechanického pnutí. Uvedu zde její konkrétní použití při přípravě našich vzorků:

1. Na substrát (GaAs, $a = 0{,}566\,nm$) se nanese jednoatomová vrstva materiálu, ze kterého chceme vypěstovat nanokrystaly (v našem případě InAs, $a = 0{,}606\,nm$). Tato vrstva se rovnoměrně rozprostře na substrátu.
2. Pokračujeme v nanášení InAs. Další vrstvy InAs se již v důsledku rozdílnosti mřížkových konstant (a tím vznikajícího mechanického pnutí) potrhají a adsorbované atomy se začínají shlukovat do izolovaných ostrůvků.

Tyto ostrůvky InAs jsou právě vznikající QD. Tloušťka InAs vrstvy, po které se do nich začne nanášená vrstva shlukovat, se nazývá kritickou, a závisí na chemickém složení substrátu a nanášené vrstvy a na mechanickém pnutí, které díky rozdílnosti mřížkových konstant vzniká. Tenký zbytek této vrstvy se nazývá smáčecí vrstvou (wetting layer, WL).

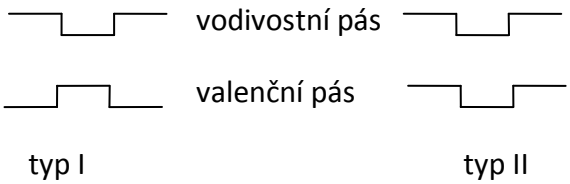
Námi zkoumané vzorky byly InAs tečky vysoké $5 - 10\,nm$ a široké $20 - 60\,nm$ překryté krycí vrstvou GaAsSb. Vzorky poskytl Fyzikální ústav Akademie věd ČR. Tato krycí vrstva (SRL – strain reducing layer, někdy označována jako strain reducing capping layer) přispívá ke zmenšení mechanického pnutí v již vyrostlých QD, mění potenciální energii uvnitř nich, a má tedy vliv i na luminiscenční charakteristiky.



Obr 1.1: Typický vzorek vypěstovaný metodou Stranski-Krastanow po překrytí krycí vrstvou

Atomy antimonu zde fungují jako povrchová pasivace, a tím pomáhají udržet tvar kvantové tečky i její výšku v průběhu překrývání [2] [3], a nejčastěji se shlukují na jejím vrcholku. Dále tato vrstva vytváří dostatečně velkou potenciální bariéru pro elektrony, a zároveň nesnižuje energetický rozdíl mezi základním a excitovaným stavem v QD. V neposlední řadě lze

složením krycí vrstvy měnit typ QD mezi typy I a II. Protože v typu II jsou elektrony prostorově odděleny od děr, velmi klesá rychlost jejich vzájemné rekombinace.



Obr 1.2: Rozdíl mezi QD typu I a typu II

Námi studované QD jsou typu II, pokud je koncentrace antimonu v SRL dostatečně vysoká, tzn. pro složení $GaAs_{1-y}Sb_y$ platí $y \gtrsim 0{,}14 - 0{,}19$. Díry jsou v tom případě lokalizovány právě v SRL [2]. Při zvyšování koncentrace mezi 10 % a 22 % dochází k červenému posuvu luminiscence.

Teoretický popis překrytých teček je zesložitěn právě přítomností SRL. Mechanické pnutí v QD je ovlivňováno nejen koncentrací antimonu v SRL, ale i velikostí QD, výškou SRL a koncentračním profilem atomů Sb v SRL. Koncentrace antimonu v ní totiž může být proměnná (a poskytnuté vzorky měly tuto koncentraci jak zvyšující se, tak snižující se) a na energetické hladiny uvnitř QD má vliv i tento její profil.

1.4 Energetické stavy v kulových QD a WL

Pro výpočet energetických stavů v kulových QD o poloměru R_0 je výhodné počítat ve sférických souřadnicích. Vyjdeme z nečasové Schrödingerovy rovnice

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V(\vec{r})\right]\Psi(\vec{r}) = E\,\Psi(\vec{r}) \tag{1.1}$$

Protože potenciální energie v tomto systému závisí pouze na radiální vzdálenosti, můžeme vlnovou funkci separovat na radiální a úhlovou část:

$$\Psi(\vec{r}) = R_{nl}(r)\,Y_{lm}(\theta,\phi) \tag{1.2}$$

Úhlová část vlnové funkce (Y_{lm}) je kulová funkce, a pro radiální část zbývá rovnice

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{1}{r^2}\frac{d}{d\,r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\right) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m^* r^2} + V(r)\right]R_{nl}(r) = E_{nl}\,R_{nl}(r), \tag{1.3}$$

kde $V(r) = -V_0$ pro $r < R_0$ a $V(r) = 0$ pro $r > R_0$. Energie tohoto systému lze vždy (i pro konečně vysokou bariéru) zapsat ve tvaru

$$E_{nl} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{C_{nl}^2\pi^2}{R_0^2}. \tag{1.4}$$

Prvních pět koeficientů C_{nl} pro případ nekonečně vysoké bariéry je dáno následující tabulkou:

Označení	n	l	degenerace	C_{nl}	$E\ [meV]$
Základní stav	1	0	2	1	450
1. excitovaný	1	1	6	1,43	921
2. excitovaný	1	2	10	1,83	1508
3. excitovaný	2	0	2	2	1801
4. excitovaný	1	3	14	2,22	2219

Tabulka 1.1: Pět energeticky nejnižších stavů v kulově symetrickém QD s nekonečně vysokou bariérou [1]

V posledním sloupci je energie vypočtená z (1.4) pro poloměr QD $R_0 = 6\,nm$ a poměr $m^*/m_e = 0{,}023$. Pokud bychom chtěli vypočítat energii nejnižšího přechodu, musíme sečíst šířku zakázaného pásu InAs s energií z tabulky 1.1, a ještě připočíst energii základního (nebo excitovaného) stavu díry. Vezmeme-li hodnoty z [1], pak nejnižší přechod má při nízké teplotě energii $(0{,}42 + 0{,}45 + 0{,}03)eV = 0{,}90\ eV$, což odpovídá vlnové délce luminiscence $\lambda_{lum} \approx 1{,}4\ \mu m$.

Výběrová pravidla pro **neinteragující** částice v **pravoúhlé** potenciálové jámě s **konečně vysokou** bariérou dovolují přechody, kdy $n = n'$ (tzn. hlavní kvantové číslo označující elektronovou hladinu se shoduje s hlavním kvantovým číslem označujícím děrovou hladinu). Dále slabě povolují i přechody, při kterých $n = n' + 2k,\ k \in \mathbb{N}$ (tedy rozdíl hlavních kvantových čísel je sudý; zpracováno podle [1]) a zcela zakazují přechody, kdy $n = n' + 2k + 1$, tedy pokud rozdíl hlavních kvantových čísel je číslo liché.

Kromě již zmiňovaných QD se ve vzorcích vyskytuje ještě jeden systém, ve kterém se výrazně projevují kvantové efekty. Je jím WL, která tvoří na povrchu GaAs substrátu 2D kvantovou jámu. Jak bude dále poznamenáno, tato vrstva u našich vzorků v luminiscenčních spektrech v intenzitě překonává veškerou luminiscenci z QD. Energetické hladiny v nekonečně vysoké 2D kvantové jámě jsou [1]:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d^2} n^2, \tag{1.5}$$

kde d je šířka jámy. Pro konečně vysokou 2D kvantovou jámu musíme řešit transcendentní rovnici

$$\tan\frac{kd}{2} = \begin{cases} \dfrac{m_w^* \kappa}{m_b^* k} \\ \\ -\dfrac{m_b^* k}{m_w^* \kappa} \end{cases}, \tag{1.6}$$

Horní část platí pro lichá n, spodní řešení pro n sudá. k a κ souvisí s energií částice vztahy

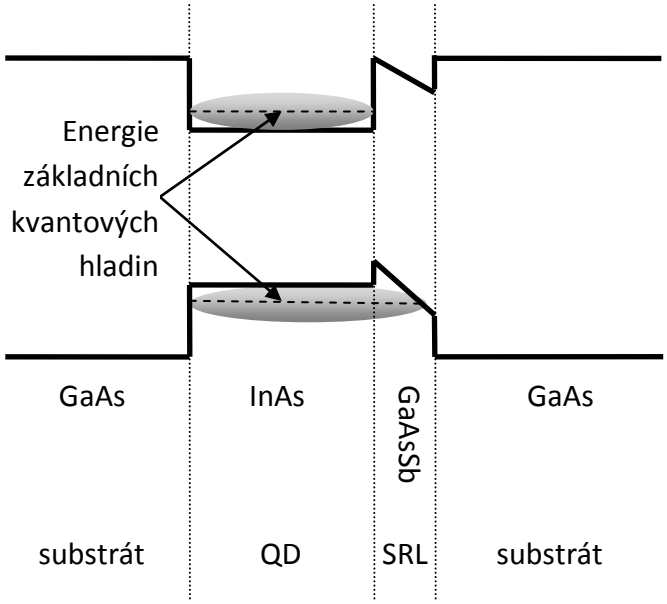
$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_w^*} = E$$
$$\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_b^*} = V_0 - E \tag{1.7}$$

Rekombinuje-li ve 2D kvantové jámě elektron s dírou, pak odnáší energii $E = \hbar\omega$, kde

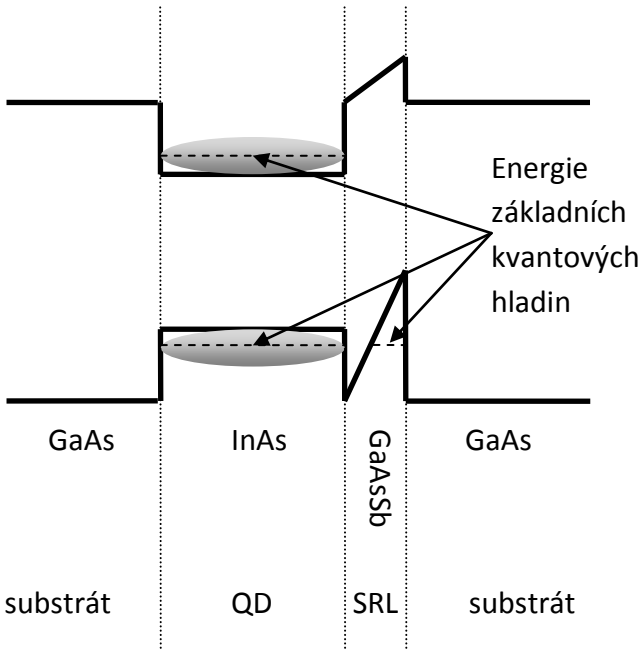
$$E = E_g + E^h + E^e + \frac{\hbar^2 k_{xy}^2}{2\mu} \tag{1.8}$$

Pokud do rovnice (1.5) dosadíme za m^* efektivní hmotnost elektronu nebo díry v InAs a za d dosadíme 3 násobek mřížkové konstanty InAs, obdržíme $E^e(n=1) = 4{,}9\ eV$ a pro těžkou díru $E^h(n=1) = 2{,}5\ eV$. Efektivní hmotnosti byly převzaty z [1]: $m_e^* = 0{,}022\ m_e$ a $m_{hh} *= 0{,}4\ m_h$. Obrovská hodnota pro E^e je způsobena malou velikostí šířky jámy. Protože je mnohem větší, než energetická bariéra, není možné použít aproximaci nekonečně vysoké potenciálové jámy. Navíc ani nelze jámu dobře aproximovat jako pravoúhlou. Dále přítomnost Sb v SRL má zcela jistě vliv i na energetické hladiny ve WL, a ani energie určená numerickým řešením (1.6) tedy nemusí odpovídat skutečné energii.

1.5 Ovlivňování energetických stavů přítomností Sb v SRL



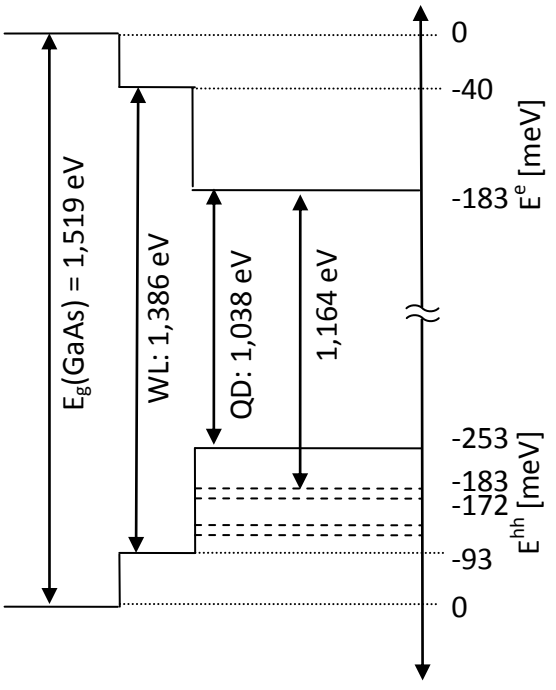
Obr 1.3: Vliv klesající koncentrace Sb v SRL na energetické stavy v QD, dle [3]. Klesající koncentrace Sb znamená, že u QD je koncentrace vysoká, a směrem od ní se snižuje. Podle [3]



Obr 1.4: Vliv vzrůstající koncentrace Sb v SRL na energetické stavy v QD, dle [3]. Vzrůstající koncentrace Sb znamená, že u QD je koncentrace nízká, a směrem od ní se zvyšuje. Podle [3]

1.6 Výpočet energetických stavů QD

Uvádíme zde vypočtené energetické hladiny InAs QD vyrostlých na GaAs substrátu, uvažovaná šířka základny QD byla $12\ nm$:



Obr 1.1: Srovnání šířky zakázaného pásu GaAs, WL, a QD při nejnižší teplotě; podle [4]. Šířka základny QD: 12 nm, tloušťka WL: 1,7 násobek tloušťky monoatomární vrstvy

Při šířce základny QD $12\ nm$ má WL tloušťku asi $1{,}7$ násobku tloušťky monoatomární vrstvy. Tato tloušťka je (pro malé QD) lineárně úměrná velikosti QD [4].

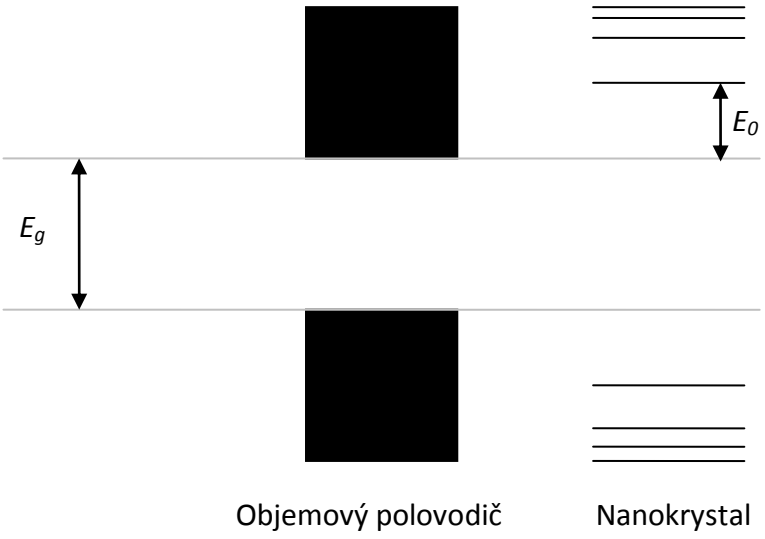
1.7 Optické vlastnosti kvantových teček

Za kvantový bod se někdy považuje objekt, jehož velikost je srovnatelná nebo menší, než Bohrův poloměr excitonu a_B. Připomeňme, že je roven $a_B = \varepsilon_r a_0$ a dosahuje hodnot řádově nanometrů. Právě velikost QD výrazně ovlivňuje energetické pásy v něm. Protože mřížková konstanta InAs je $0{,}606\,nm$, v kulovém QD o poloměru $r = 6\,nm$ se nachází asi 4 100 atomů, z nichž přes 1 000 je povrchových.

Protože tedy velká část (desetina až třetina) atomů v nanokrystalu tvoří povrch, má na optické (i jiné) vlastnosti velký vliv i okolní materiál a způsob zapasivování kvantového bodu.

1.7.1 Lineární optická absorpce

Absorpce i luminiscence QD je silně závislá na jejich velikosti. Pokud jsou menší než Bohrův poloměr excitonu, projeví se u nich kvantový prostorový jev a dojde k přeměně vodivostního a valenčního pásu na diskrétní energetické hladiny. Při zmenšování kvantových bodů se povolené energetické hladiny (podobně jako u kvantového lineárního harmonického oscilátoru, LHO) od sebe vzdalují, při zmenšování se přibližují. Nejnižší povolená energie je (stejně jako u LHO) nenulová, proto energie nejnižšího dovoleného přechodu je vyšší, než šířka zakázaného pásu objemového polovodiče stejného chemického složení (viz obr 1.5). Diskrétní struktura hladin má pak za následek diskrétní absorpční i luminiscenční spektrum. V případě vzorku, ve kterém se nachází více různě velikých QD, pak dojde k rozmazání původně ostrých hladin díky nehomogennímu rozšíření. Tato ostrá maxima bychom mohli získat při použití mikrosondy. Při takovémto měření by však nebylo možné využít metodu upkonverze z důvodu velmi slabého luminiscenčního signálu.



Obr 1.5: Schéma energetické struktury nanokrystalu a objemového polovodiče shodného chemického složení

Již na systému LHO je patrné, že změna velikosti nanostruktury má podstatný vliv na energii základního stavu E_0. Obecně u QD platí, že E_0 roste se zmenšujícím se rozměrem struktury (viz odstavec 1.2 – Základní pojmy).

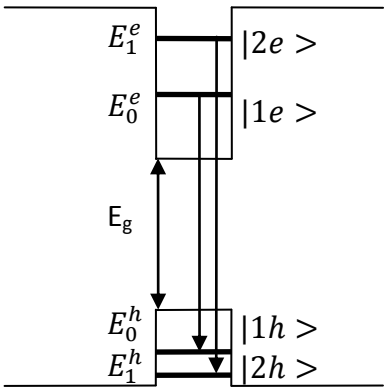
1.7.2 Nelineární optické jevy

Při vysokých excitačních intenzitách vykazují QD řadu zajímavých nelineárních optických vlastností. Projevuje se v nich např. saturace absorpce, generace druhé čí třetí harmonické, optická upkonverze nebo fotoindukovaná absorpce.

1.7.3 Luminiscence

Uvažme kvantovou jámu typu I, která má dva vázané stavy pro elektron a dva pro díru. Její energetické schéma má pak tvar jako na obr 1.6. Protože Schrödingerova rovnice pro elektrony a pro díry se liší pouze v efektivní hmotnosti a ve výšce bariéry, budou řešením

- uvnitř: harmonické funkce
- vně: exponenciálně tlumené funkce



Obr 1.6: Energetické stavy v QD typu I

Překryv vlnových funkcí $<1e|2h>$ i $<2e|1h>$ je malý, a v luminiscenci bychom měli tedy vidět zřetelně pouze přechody $<1e|1h>$ a $<2e|2h>$ (v obr. 1.6 naznačeny šipkami). Přechody $<1e|2e>$ a $<1h|2h>$ jsou dipólově zakázané.

V luminiscenčním spektru tedy uvidíme jednu čáru odpovídající energii přechodu $E = E_g + E_0^e + E_0^h$ a druhou odpovídající $E = E_g + E_1^e + E_1^h$.

Při vyexcitování (např. optickým pulzem nebo elektrickým polem) dojde v objemovém krystalu k přechodu elektronů z valenčního pásu do vodivostního. V QD k přechodu do stavů $|1e>$ a $|2e>$. Z energeticky vyššího stavu ($|2e>$) následně k zářivé rekombinaci s dírou v $|2h>$ nebo k relaxaci do stavu $|1e>$. Z energeticky nižšího stav ($|1e>$) již může dojít pouze k rekombinaci s dírou ve stavu $|1h>$. Již z toho odstavce je patrné, že luminiscence z energeticky nižších stavů bude mít delší časové trvání. V praxi to znamená, že luminiscence na delších vlnových délkách bude dohasínat pomaleji, než luminiscence na kratších vlnových délkách.

V některých případech může docházet i k platu v luminiscenci na velkých vlnových délkách [5]. To je způsobeno nízkou hustotou stavů $|1e>$, které jsou po excitaci saturovány a dále po několik desítek až stovek pikosekund doplňovány elektrony z vyšších energetických stavů.

2 Optická upkonverze

Časově rozlišená fotoluminiscenční spektroskopie (time-resolved photoluminescence, TRPL) poskytuje informace o dynamickém chování studovaného systému. Protože umožňuje dosáhnout subpikosekundového rozlišení, je využívána pro studium relaxačních a rekombinačních procesů probíhajících v materiálech na časové škále nanosekund i pikosekund. Rozšířila se po nástupu femtosekundových laserů, využívá nelineárních optických vlastností a pro správnou funkci potřebuje tedy silný laserový pulz. Je založena na principu generace součtové frekvence mezi zkoumaným fotoluminiscenčním svazkem a silným tzv. gatovacím (nebo také spínacím) svazkem.

Poskytuje lepší časové rozlišení, než např. rozmítací kamera nebo fotonásobič [6]. Dále tato metoda na rozdíl od zmíněných dvou umožňuje měření i v IČ oblasti spektra. V našem experimentu jsme dosahovali časového rozlišení $\sim 200\ fs$.

2.1 Generace součtové frekvence

Pro pevně danou geometrii (natočení nelineárního krystalu, zvolené směry šíření všech zúčastněných paprsků i jejich polarizace) můžeme vyjádřit nelineární polarizaci druhého řádu jako [7]:

$$P_{NL}^{(2)} = \varepsilon_0\, \chi^{(2)}\, |\mathcal{E}(t)|^2 = \varepsilon_0\, \chi^{(2)}\, \mathcal{E}(t)\, \mathcal{E}^*(t) \tag{2.1}$$

Díky předpokladu pevně zvolené geometrie zjednodušujeme zápis a vyjadřujeme intenzitu elektrického pole i polarizaci jako skalární funkce. Máme-li dva pulzy vstupující do nelineárního prostředí, vyjádříme intenzitu elektrického pole jako

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_1(\omega_1)e^{-i\omega_1 t} + \mathcal{E}_2(\omega_2)e^{-i\omega_2 t} + c.c., \tag{2.2}$$

pak z (2.1) získáme

$$\begin{aligned} P_{NL}^{(2)} = P(2\omega_1)e^{-i2\omega_1 t} + \mathrm{P}(2\omega_2)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\omega_2\mathrm{t}} + \mathrm{P}(\omega_1+\omega_2)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega_1+\omega_2)\mathrm{t}} + \\ + \mathrm{P}(\omega_1-\omega_2)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega_1-\omega_2)\mathrm{t}} + \mathrm{P}(0) + \mathrm{c.\,c}, \end{aligned} \tag{2.3}$$

kde [7]:

$$\begin{aligned} P(2\omega_1) &= \varepsilon_0\chi^{(2)}\mathcal{E}_1^2(\omega_1), \\ P(2\omega_2) &= \varepsilon_0\chi^{(2)}\mathcal{E}_2^2(\omega_2), \\ P(\omega_1+\omega_2) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}\mathcal{E}_1(\omega_1)\mathcal{E}_2(\omega_2), \\ P(\omega_1-\omega_2) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}\mathcal{E}_1(\omega_1)\mathcal{E}_2^*(\omega_2), \\ P(0) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}[\mathcal{E}_1(\omega_1)\mathcal{E}_1^*(\omega_1) + \mathcal{E}_2(\omega_2)\mathcal{E}_2^*(\omega_2)]. \end{aligned} \tag{2.4}$$

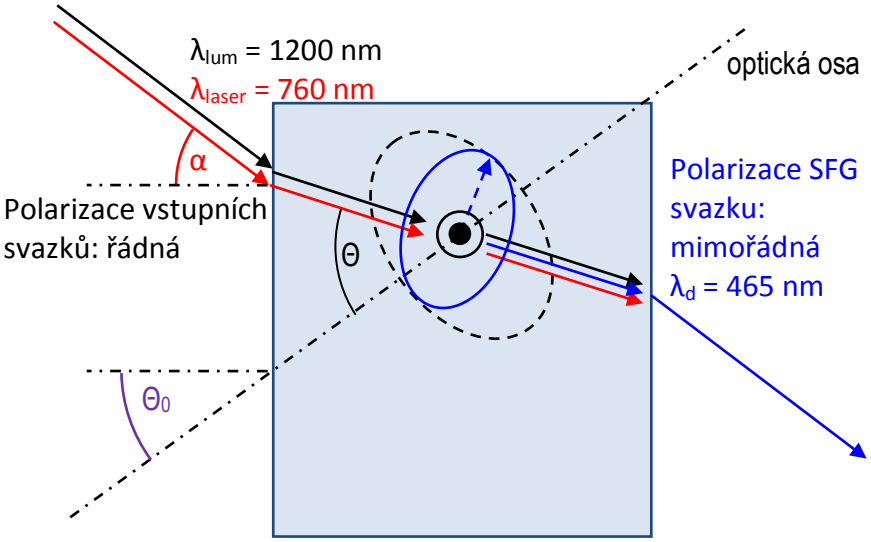
V dalším textu budeme rozebírat generaci součtové frekvence (sum frequency generation, dále jen SFG) mezi laserovým a luminiscenčním svazkem, proto budeme dále psát dolní indexy *laser* a *lum*. Takto vzniklý svazek následně vstupuje do detektoru, budeme jej tedy značit s dolním indexem d.

V experimentu nemusí vždy docházet ke generaci všech výše uvedených frekvencí. Generovány budou pouze ty, pro které bude v nelineárním krystalu splněna podmínka sfázování, která pouze představuje zákon zachování hybnosti:

$$\vec{k}_d = \vec{k}_{laser} + \vec{k}_{lum}, \tag{2.5}$$

která se v kolineárním případě (tj. pokud všechny svazky míří shodným směrem, jako v obr. 2.1) redukuje na

$$\frac{\omega_d}{c} n_d = \frac{\omega_{laser}}{c} n_{laser} + \frac{\omega_{lum}}{c} n_{lum}. \tag{2.6}$$



Obr 2.1: Schéma SFG při interakci oo-e

Poněvadž index lomu je závislý na vlnové délce, nelze v izotropním prostředí splnit zákon zachování energie ($\hbar\omega_d = \hbar\omega_{laser} + \hbar\omega_{lum}$) společně s podmínkou sfázování. Bylo by to možné v případě, kdy bychom měli vlnové délky v okolí anomální disperze. Této oblasti se ale chceme vyhnout, protože je zde silná absorpce. Podmínku sfázování mimo tuto oblast je proto možno splnit pouze v anizotropním prostředí, a to hned několika způsoby:

- teplotním sfázováním (užívá se závislosti indexu lomu na teplotě – jejím vhodným nastavením lze podmínku danou rovnicí (2.6) splnit
- rozdílnosti řádného a mimořádného indexu lomu – tento způsob je podrobně popsán v kapitole 2.3 - Výpočet ladicích křivek

2.2 Užití upkonverze k měření časově rozlišené luminiscence

Luminiscence v polovodičích může být velmi rychlý proces – často trvá několik stovek pikosekund – a takto vysokého časového rozlišení lze pomocí upkonverze dosáhnout. Pro měření musíme mít anizotropní krystal vykazující optické nelinearity druhého řádu, a v něm potřebujeme zajistit splnění podmínky sfázování (např. pomocí úhlového sfázování). Záření o součtové frekvenci je v krystalu generováno pouze po krátkou dobu, kdy je v materiálu přítomen spínací pulz. Jeho časová délka dává tedy odhad časového rozlišení této metody. V experimentu se však dosahuje horšího časového rozlišení. Důvody jsou disperze spínacího pulzu v krystalu a další nelineární optické jevy.

Zkoumali jsme závislost intenzity fotoluminiscence (PL) a časově rozlišené fotoluminiscence (TRPL) na následujících parametrech:

- Teplota vzorku (v rozmezí $T = (13 - 295)\ K$)
- Intenzita excitačního pulzu ($I_{exc} = (90 - 1800)\ W/cm^2$)
- Vlnová délka excitačního pulzu ($\lambda_{exc} = 760, 850$ a $950\ nm$)

Časově rozlišené měření probíhalo metodou upkonverze. Tato metoda spočívá v generaci součtové frekvence v nelineárním krystalu (v našem případě BBO) mezi luminiscenčním signálem a tzv. spínacím svazkem. Bude nás tedy dále zajímat třetí řádek v rovnici (2.4). Dosahujeme časového rozlišení na úrovni $200\ fs$.

2.3 Výpočet ladicích křivek

Ladicí křivku budu počítat pro dva krystaly. Mají různé úhly vyříznutí (tj. úhel mezi normálou plochy, na kterou dopadají vstupní svazky, a optickou osou krystalu). Úhel vyříznutí značím θ_0, a krystaly, které jsou pro laboratoř dostupné, mají tento úhel roven $29°12'$ a $31°30'$. Vypisuji Sellmeierovy koeficienty a indexy lomu pro řádný a mimořádný paprsek pro různé vlnové délky podle [1]:

$\lambda\ [nm]$	n_o	n_e
213	1,6551	1,5426
266	1,6750	1,5555
355	1,7055	1,5775
532	1,7571	1,6139
1064	1,8465	1,6742

Tabulka 2.1: Řádný a mimořádný index lomu krystalu BBO

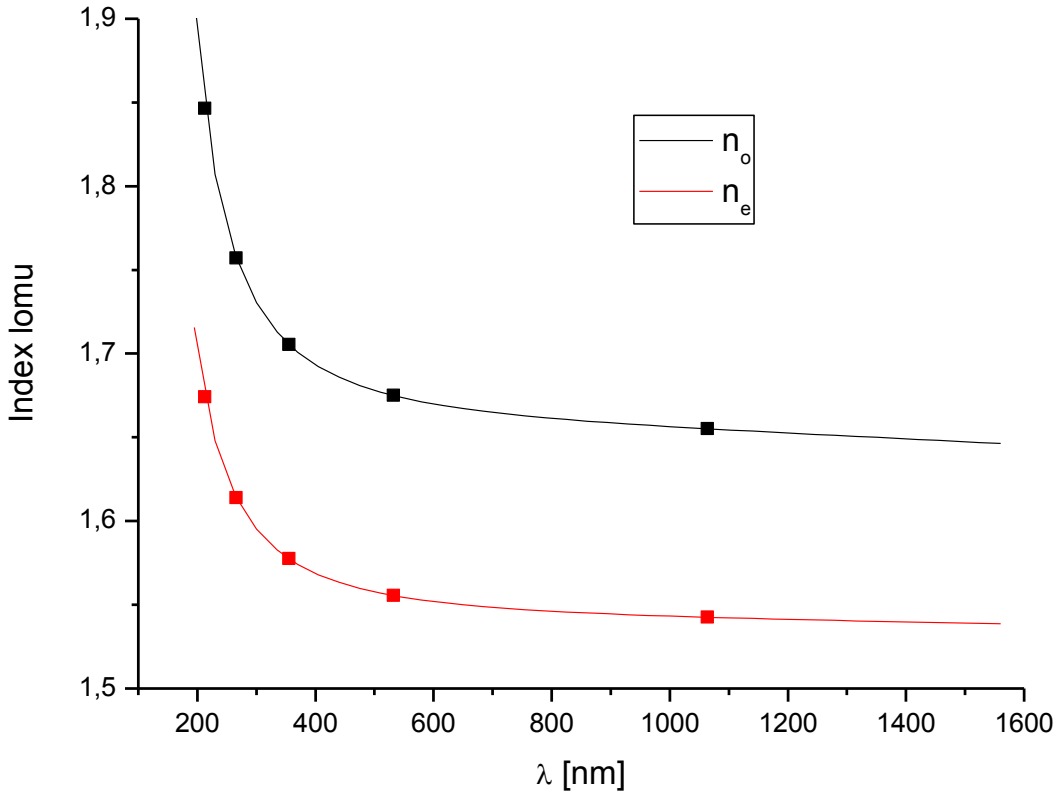
Koeficient	n_o	n_e
a	2,7405	2,3730
b	0,0184	0,0128
c	0,0179	0,0156
d	0,0155	0,0044

Tabulka 2.2: Sellmeierovy koeficienty

Užívám tvaru Sellmeierovy rovnice

$$n^2 = a + \frac{b}{\lambda^2 - c} - d\lambda^2, \tag{2.7}$$

do které vlnovou délku λ dosazuji v μm.



Graf 2.1: Řádný a mimořádný index lomu krystalu BBO; Plné čáry představují hodnoty vypočítané Sellemeierovou rovnicí s koeficienty z tabulky 2.2, body naměřené indexy lomu (uvedené v tabulce 2.1)

Pro generaci součtové frekvence je frekvence výstupního světla rovna součtu frekvencí vstupních svazků. Vstupními svazky jsou v tomto případě laserový svazek (λ_{laser}) a luminiscenční svazek o vlnové délce λ_{lum}. A protože frekvence světla je nepřímo úměrná vakuové vlnové délce, dostáváme

$$\lambda_d = \frac{\lambda_{laser}\lambda_{lum}}{\lambda_{laser} + \lambda_{lum}}. \tag{2.8}$$

Dále vypočteme Sellmeierovými vztahy hodnoty řádného indexu lomu pro vstupní svazky (uvažujeme interakci typu oo-e, tedy $n_o(\lambda_{laser})$ a $n_o(\lambda_{lum})$) a hodnoty řádného a mimořádného indexu lomu pro požadovaný výstupní svazek (tj. $n_o(\lambda_d)$ a $n_e(\lambda_d)$). Nyní uplatníme podmínku sfázování v kolineárním případě, která pro generaci součtové frekvence podle (2.6) zní

$$\frac{n(\lambda_{laser})}{\lambda_{laser}} + \frac{n(\lambda_{lum})}{\lambda_{lum}} = \frac{n(\lambda_d)}{\lambda_d}, \tag{2.9}$$

tedy dostáváme rovnici pro index lomu výstupního svazku

$$n(\lambda_d) = \frac{\lambda_d}{\lambda_{laser}} n_o(\lambda_{lser}) + \frac{\lambda_d}{\lambda_{lum}} n_o(\lambda_{lum}). \tag{2.10}$$

Index lomu mimořádného svazku lze u jednoosého krystalu měnit spojitě v rozmezí mezi řádným a mimořádným indexem lomu podle elipsoidu indexu lomu:

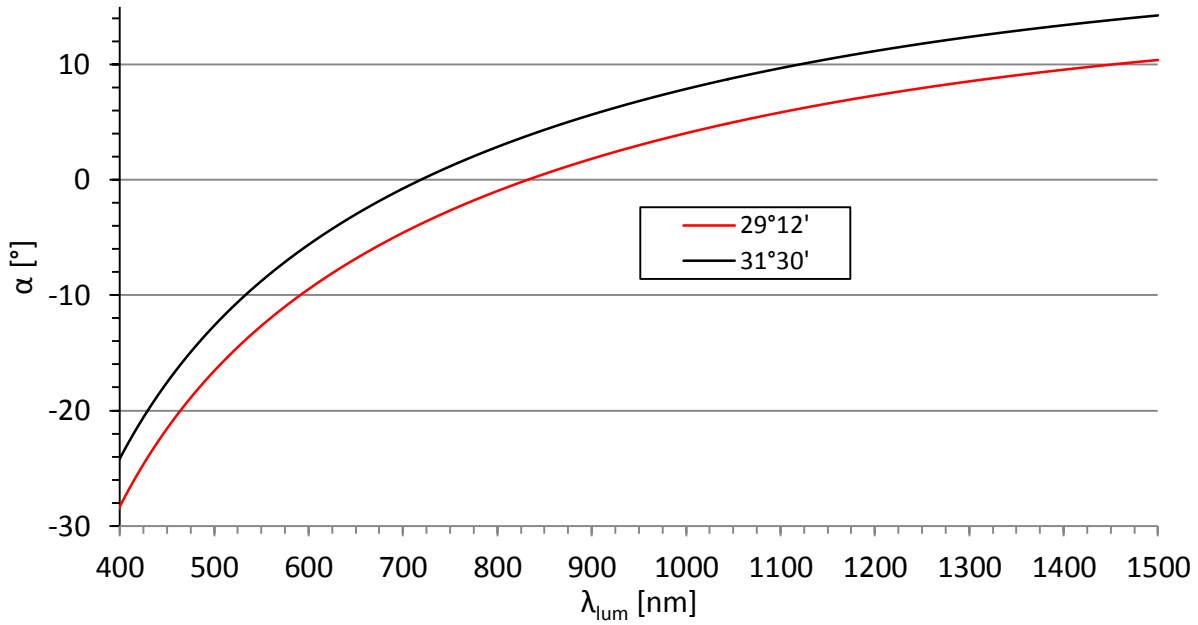
$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2\theta}{n_e} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o}, \tag{2.11}$$

který upravíme na

$$\theta = \arcsin\sqrt{\frac{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_o^2}}{\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2}}}. \tag{2.12}$$

Za n dosazujeme výsledek vztahu (2.10), za n_o a n_e vypočítané hodnoty řádného a mimořádného indexu lomu pro vlnovou délku λ_d. Nyní známe úhel mezi optickou osou a směrem šíření svazků v krystalu. Ještě musíme takto vypočtený úhel θ přepočíst Snellovým zákonem na vstupní úhel svazku na krystal α (viz obr. 2.1). Zde je třeba podotknout, že pro první svazek (spínací; λ_{laser}) platí uvnitř krystalu jiný index lomu, než pro druhý (luminiscenční; λ_{lum}), a Snellův zákon dá tedy pro tyto dva svazky dva různé vstupní úhly. Pro ideální sfázování je tedy třeba na vzorek svítit každým svazkem z jiného směru. Rozdíl ideálních vstupních úhlů činí (pro $\lambda_{laser} = 760\,nm$) méně než $12'$ pro rozmezí luminiscenčních vlnových délek mezi $\lambda_{lum} = 500\,nm$ až $\lambda_{lum} = 1500\,nm$. Pro praktické měření budeme tedy uvažovat kolineární vstupní svazky.

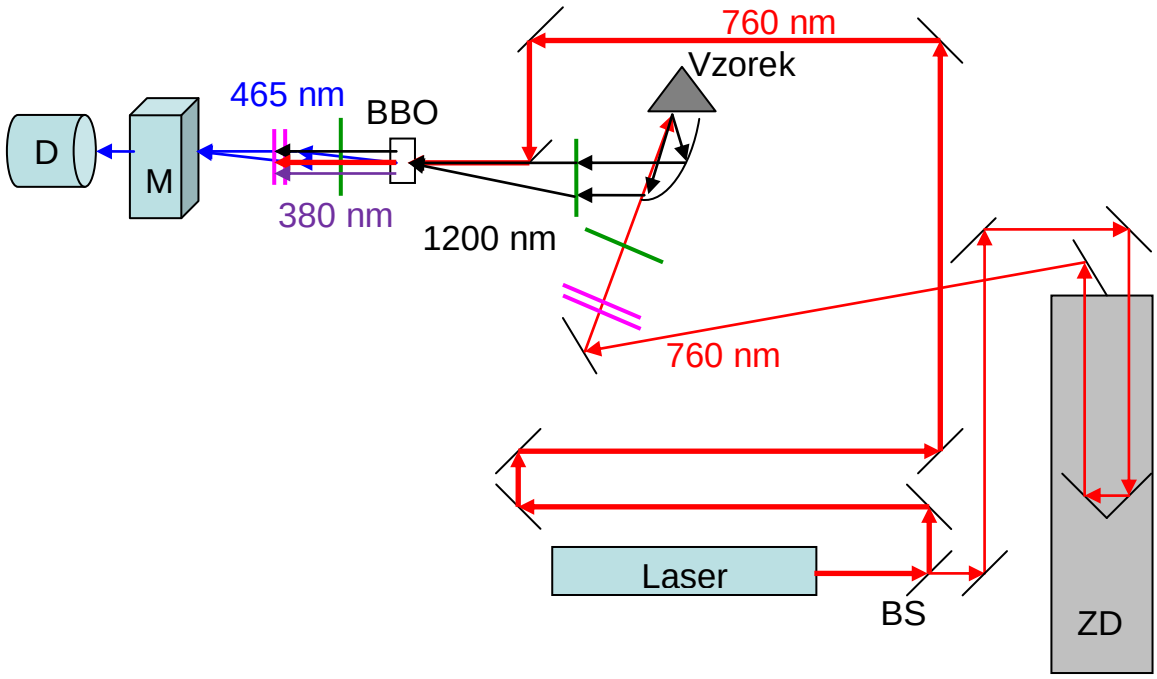
Na následujícím grafu jsou vypočítané ladicí křivky pro vlnovou délku spínacího pulzu $\lambda_{laser} = 760\,nm$ v případě interakce oo-e. V laboratoři máme k dispozici dva BBO krystaly s rozdílnými úhly vyříznutí θ_0 (úhel mezi normálou vstupní plochy krystalu a jeho optickou osou, viz obr 2.1).



Graf 2.2: Ladicí křivky pro krystaly dostupné v laboratoři pro vlnovou délku laserového svazku $\lambda_{laser} = 760\,nm$

Při měření se snažíme vyhýbat oblasti, ve které je vstupní úhel velmi malý (v grafu 2.2 je to oblast pro luminiscenci $\lambda_{lum} \approx 700 - 800\,nm$). V tom případě se totiž silný spínací svazek od BBO krystalu odráží téměř přesně zpět do laseru, a prochází přes několik zrcátek zpátky. Z toho důvodu je vhodné jej odstínit např. clonkami nastavenými tak, aby jimi prošel pouze svazek vystupující z laseru, nikoli svazek do laseru se odrážející. V krajním případě (kdy by se svazek odrazil přes všechna zrcátka až do laseru) může laser přestat fungovat v pulzním režimu a přepnout se do kontinuálního.

2.4 Experimentální uspořádání pro časově rozlišená měření



Obr 2.2: Laboratorní uspořádání při měření s naznačenými svazky. Zelenou barvou jsou zakresleny čočky, fialovou filtry.

Červené šipky značí zdrojový laserový svazek, který má po rozdělení na děliči svazků **BS** (10% prochází, 90% se odráží) dvě funkce. Prošlý svazek nejprve proběhne zpožďovací dráhou **ZD**, projde šedými filtry (jejich přidáváním či odebíráním jsme měnili intenzitu excitace) a po průchodu spojnou čočkou ($10\ D$) následně excituje jedno vybrané místo na vzorku. Z tohoto místa následně začne vzorek luminiskovat (naznačeno černými šipkami), a tento signál parabolickým zrcadlem a další spojnou čočkou ($4\ D$) zaostřujeme na **BBO** krystal.

Svazek odražený od **BS** (naznačeno silnějšími červenými šipkami) přivádíme na to samé místo na **BBO** krystal, do kterého zaostřujeme luminiscenční signál. Ve chvíli, kdy se tyto dva signály setkají, dojde k nelineárním optickým jevům (viz kap. 2.1 – Generace součtové frekvence), a jedním z nich je generace součtové frekvence. Poslední spojnou čočkou fokusujeme výstupní svazky z **BBO** krystalu na vstupní štěrbinu monochromátoru **M**.

Posledně zmiňovaný svazek (v tomto konkrétním případě má vlnovou délku $380\,nm$ a je označen tmavě fialovou šipkou) pak vychází společně se všemi ostatními svazky ze zadní části

BBO. V tuto chvíli jsou spínací i luminiscenční svazky již parazitní, stejně tak je parazitní svazek vzniklý generací vyšší harmonické a rozdílové frekvence. Abychom se jich zbavili, dáváme před monochromátor filtry **Andover700** a **1741**, které se nám nejvíce osvědčily – dosáhli jsme s nimi nejlepšího S/N poměru.

Detekovaná vlnová délka (nastavujeme si ji monochromátorem) je s odpovídající luminiscenční svázána vztahem (2.8), jeho úpravou obdržíme

$$\lambda_{lum} = \frac{\lambda_{laser}\,\lambda_d}{\lambda_{laser} - \lambda_d} \tag{2.13}$$

2.5 Experimentální uspořádání pro kontinuální měření

Kontinuální měření spekter probíhalo obdobně, jako na schématu v obr. 2.2. Svazek odražený od děliče svazků jsme odstínili, a samotné měření bylo provedeno pomocí monochromátoru Jobin Yvon HR 250; k detekci jsme využili InGaAs diodou.

2.6 Laboratorní vybavení

Měření probíhalo v laboratoři Katedry chemické fyziky a optiky na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy v Praze. Jako laserový zdroj je v laboratoři pro měření k dispozici pevnolátkový diodami čerpaný laser DPSS Millenia Prime (maximální výkon $10\,W$, vlnová délka $532\,nm$), kterým se čerpá Ti:Al_20_3 laser Tsunami (Spectra Physics, Newport). Druhý jmenovaný je laditelný ve spektrálním oboru $700\,nm$ – $1000\,nm$ a produkuje pulzy o délce $70\,fs$ s opakovací frekvencí $82\,MHz$.

Dále jsme využívali zpožďovací dráhu Newport, monochromátor Jobin Yvon HR 250, čítač fotonů Hamamatsu, lock-in Stanford Research Systems a InGaAs diodu.

V laboratoři v kryostatu můžeme dosáhnout nízkých teplot až $12\,K$.

3 Vzorky

K dispozici máme dva vzorky označené 2076C, 2081C, připravené nízkotlakou metalo-organickou epitaxí z plynné fáze (LP MOVPE) v přístroji AIXTRON 200. Písmeno C označuje místo v reaktoru, na kterém byl vzorek pěstován. Místo pěstování velmi ovlivňuje vlastnosti vzorků. Uvádíme zde shrnutí postupu přípravy uvedených vzorků:

Číslo vzorku	2076	2081
Teplota přípravy [°C]	510	510
Obsah Sb v SRL [%]	10	15
Profil Sb v SRL	Vzrůstající	Vzrůstající
Tloušťka SRL [nm]	5	5

Tabulka 3.1: Podmínky pěstování vzorků

Vzrůstající profil Sb v SRL znamená nejnižší koncentraci Sb u QD, a tato koncentrace postupně směrem od QD roste. Uvedená procenta Sb v SRL udávají množství Sb v krycí vrstvě. Ta má složení $GaAs_{1-x}Sb_x$ (Sb substituuje atomy As). Jak již bylo uvedeno dříve, v uvedených vzorcích jsou QD pyramidového tvaru o šířce základny $(20-60)\,nm$ a výšce $(5-10)\,nm$.

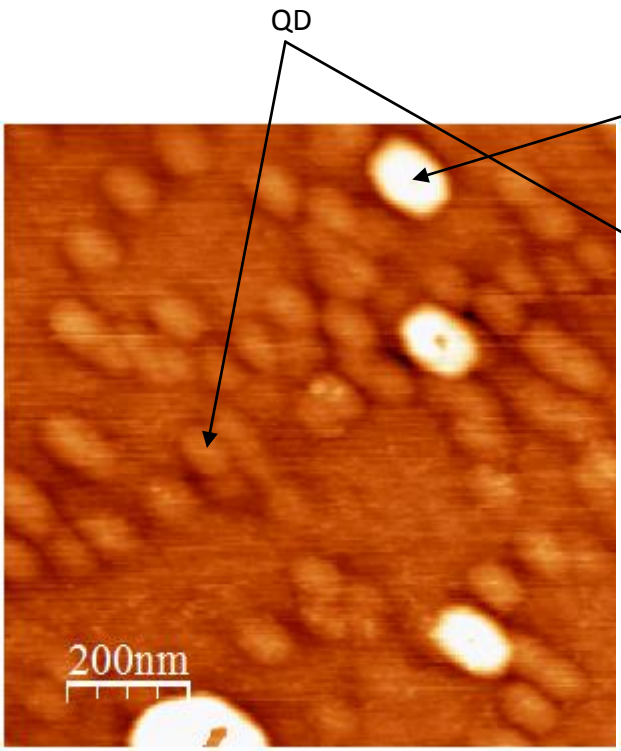
3.1 Popis růstu

Nedotovaný GaAs substrát s orientací (100) byl nejprve zahřát na $700\,°C$ (kvůli desorpci oxidové vrstvy), následně na něm byly narosteny 2 podkladové vrstvy GaAs při teplotě $650\,°C$ a $510\,°C$, které zarovnají povrch. Na takto připraveném povrchu se dále nechaly vyrůst přibližně 2 monovrstvy InAs (růstová rychlost je 0.05 monovrstvy/s, vzorek tedy rostl $40\,s$). Následně byl na $15\,s$ růst přerušen, aby měl InAs dostatek času vytvořit QD. Takto zformované QD jsou překryty GaAsSb vrstvou redukující pnutí (tloušťka této vrstvy byla u obou vzorků shodně $5\,nm$), a posléze ještě $50\,nm$ silnou vrstvou GaAs. Kromě vysokoteplotní podkladové vrstvy byla celá struktura připravena za teploty $510°C$ z následujících organometalických prekurzorů: trimethyl indium, triethyl galium, triethyl antimon, tertiary-butyl arsin; jako nosný plyn byl používán vodík. Celkový průtok plynu reaktorem byl udržován během růstu cele struktury na $8\,l/min$, (standardních litrů, tedy před snížením tlaku). Tlak v reaktoru byl udržován na $70\,hPa$.

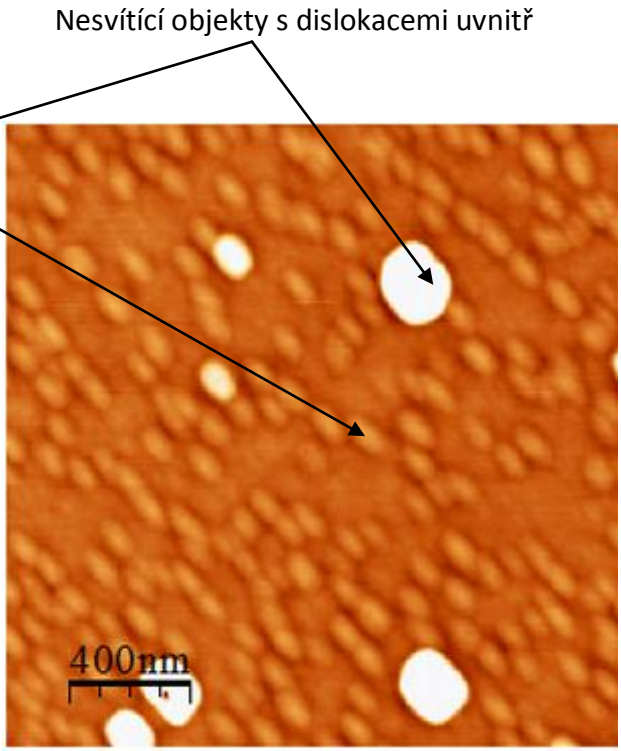
3.2 AFM obrázky

Snímky z mikroskopu atomárních sil (atomic force microscopy, AFM) vzorků 2076C ani 2081C nebyly pořízeny. Máme však obrázek vzorku 2094B (Obrázek 3.1), který je připraven shodně, jako 2076. Vlastnosti vzorků pěstovaných na místech B a C se příliš neliší. Obrázek 3.2 ukazuje jiný vzorek, ale z místa C. Tento obrázek je použitelný pro stanovení hustoty QD na povrchu vzorků.

3.2:Vzorky – AFM obrázky



Obrázek 3.1: $1\ \mu m \times 1\ \mu m$ *obrázek vzorku 2094B*



Obrázek 3.2: Hustota QD na vzorcích vypěstovaných v místě C

4 Měření a výsledky

Jak bylo zmíněno v kapitole 2, měřili jsme luminiscenci vzorků při různých excitačních podmínkách. Jedním z měněných parametrů byla excitační vlnová délka. Na tomto místě je vhodné poznamenat, že jsme chtěli měřit luminiscenční charakteristiky i při excitaci pulzem o vlnové délce $950\ nm$. Našim cílem bylo excitovat pouze QD, nikoli WL ani GaAs substrát. Srovnáním luminiscenčních charakteristik chceme lépe porozumět a popsat transport nosičů náboje z GaAs do QD a z WL do QD. Uvádíme zde tedy pro přehlednost všechny použité excitační vlnové délky, jim příslušející energie fotonu a pro srovnání i šířku zakázaného pásu substrátu (GaAs), InAs a WL:

Vlnová délka [nm]	760	850	950	Zakázaný pás GaAs		WL vzorku 2076C	WL vzorku 2081C	Zakázaný pás InAs	
Teplota [K]				0	300	13	13	0	300
Energie [eV]	1,631	1,459	1,305	1,519	1,424	1,41	1,39	0,42	0,35
Odpovídající vlnová délka [nm]	760	850	950	816	871	882	895	3000	3500

Tabulka 4.1: Srovnání energií excitačních fotonů se zakázaným pásem GaAs, InAs a WL. Podle [1] a [4]

Vlnová délka luminiscenčního maxima příslušejícího WL jsme odečetli z kontinuálních spekter. Při rostoucí teplotě intenzita luminiscence WL u obou vzorků klesá, a při $\sim 150\ K$ již ve spektrech není patrná, proto jsou zde uvedené hodnoty pouze pro nízké teploty.

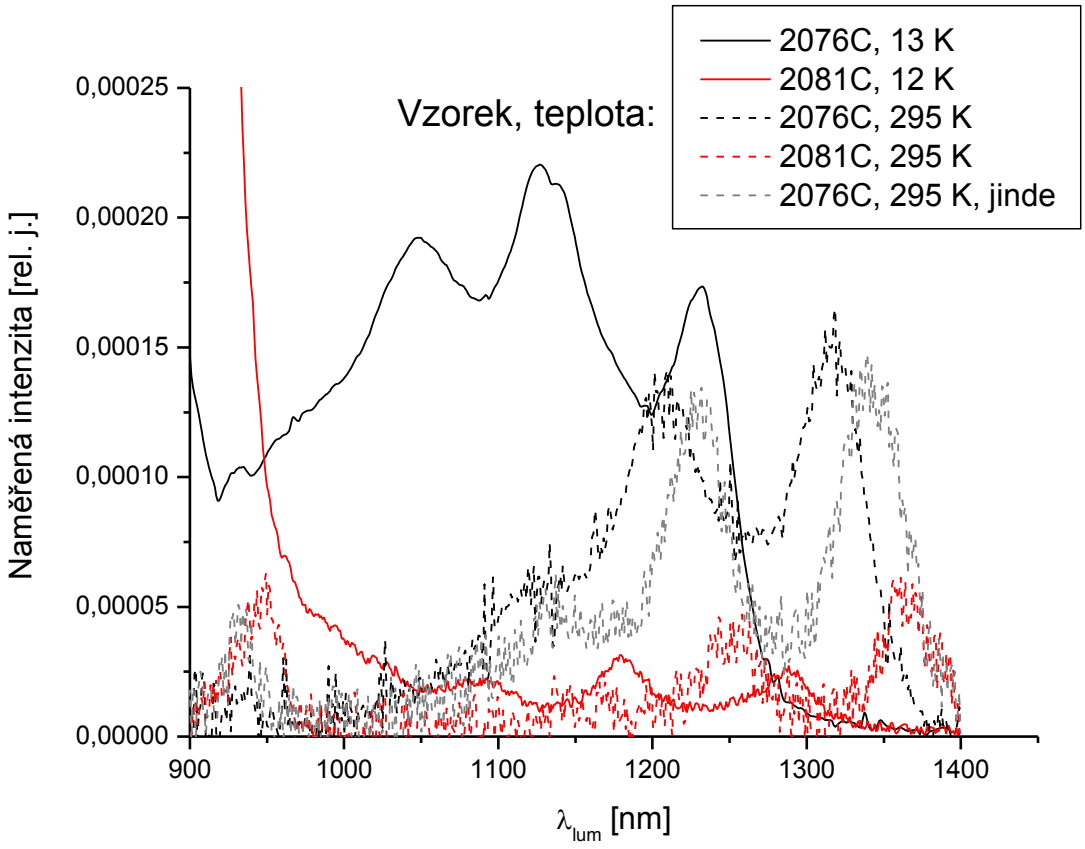
Z této tabulky je patrné, že při excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ bychom excitovali dvěma různými způsoby:

- při $T = 13\ K$ excitujeme pouze WL a QD
- při pokojové teplotě excitujeme GaAs, WL i QD

Z toho důvodu by bylo naměřené chování vzorku při této vlnové délce excitace za pokojové teploty velice rozdílné od charakteristik získaných za nízkých teplot (viz dále), protože dobu doznívání i náběhu luminiscence výrazně ovlivňuje to, zda vyexcitujeme nebo nevyexcitujeme substrát. Jediným měřením s touto excitační vlnovou délkou při pokojové teplotě jsou spektra zobrazená v grafech 4.22 a 4.23.

4.1 Kontinuálně měřená spektra

Luminiscenci obou dostupných vzorků jsme nejprve kontinuální spektroskopií, abychom našli přibližné polohy luminiscenčních maxim. Každý vzorek jsme proměřili jak při nejnižší teplotě, tak při pokojové.



Graf 4.1: Porovnání kontinuálně měřených spekter dostupných vzorků při vlnové délce excitace $\lambda_{exc} = 760\ nm$ a $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Tento graf neukazuje luminiscenci WL (která je asi na $890\ nm$ a je patrná v grafu 4.2) – zobrazujeme zde pouze výřez z naměřeného spektra.

Ihned vidíme některé společné trendy:

- při nízké teplotě (plné čáry) luminiscence končí pro vlnové délky $\lambda_{lum} = 1300\ nm$
- při pokojové teplotě (čárkované čáry) je luminiscence na kratších vlnových délkách slabší, než na velkých λ_{lum}.
- naopak na velkých vlnových délkách je luminiscence silnější při vyšší teplotě

Z důvodu zmíněných pod grafem 4.2 nelze absolutně porovnávat naměřené intenzity. Lze ale říci, že při pokojové teplotě je luminiscence na větších vlnových délkách ($\lambda_{lum} = 1340\ nm$ pro vzorek 2076C; $\lambda_{lum} = 1370\ nm$ pro vzorek 2081C) intenzivnější (nebo alespoň srovnatelně intenzivní), jako luminiscence na kratších vlnových délkách ($\lambda_{lum} = 1210\ nm$ pro vzorek 2076C a $\lambda_{lum} = 1250\ nm$ pro vzorek 2081C).

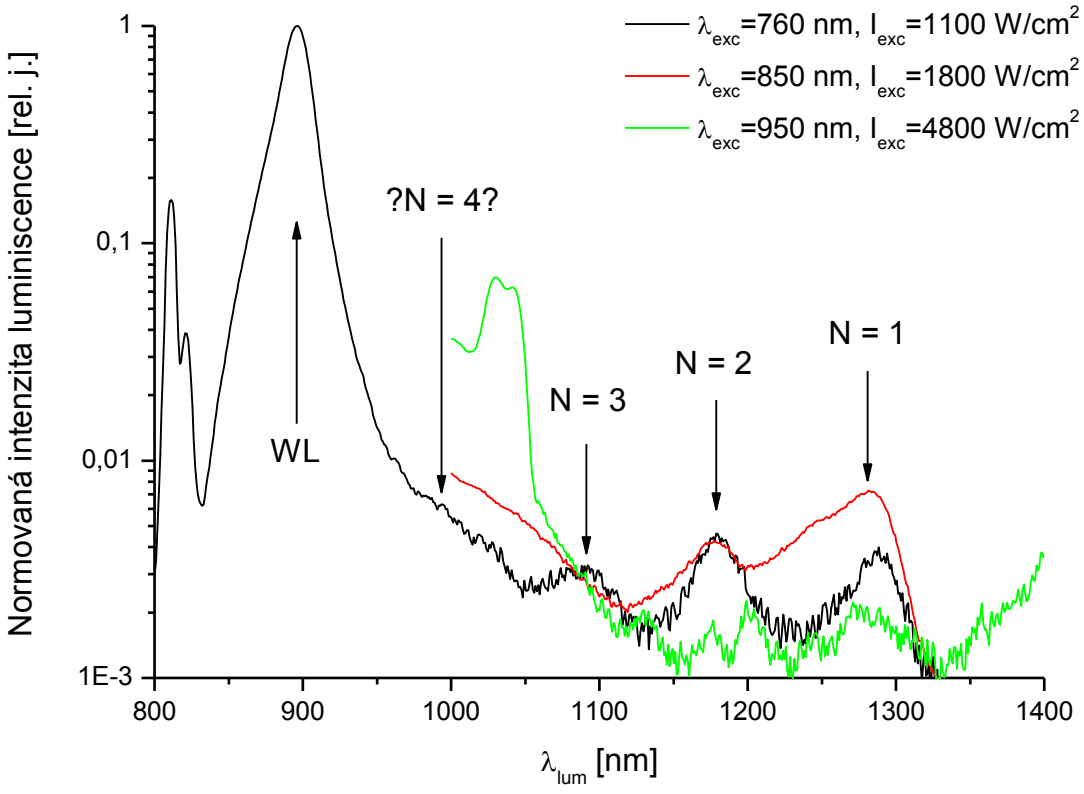
Zároveň je patrné, že při měření luminiscence je důležité, které místo na vzorku měříme. Je to vidět z šedé čárkované linky, která zobrazuje luminiscenci vzorku 2076C na jiném místě, než černá čárkovaná. Šedá čára má viditelně posunutá maxima o několik desítek nm k vyšším vlnovým délkám oproti čárkované černé, přestože obě byly měřeny za shodných excitačních

podmínek. Tento posun je způsoben nehomogenní distribucí velikostí QD v rámci jednoho vzorku. Jak bylo uvedeno v kapitole 1.4, podle rovnice (1.4), energie stavů je nepřímo úměrná R_0^2. Větší vlnová délka luminiscence odpovídá menší energii přechodu, tedy většímu QD.

Z grafu je patrné, že vzorek 2081C má při nízké i při pokojové teplotě slabší luminiscencí (a to na všech vlnových délkách). Větší koncentrace antimonu tedy v zeslabuje luminiscenci – může posilovat nezářivé rekombinace.

4.2 Kontinuálně měřená spektra vzorku 2081C

Očekáváme silný příspěvek k luminiscenci od smáčecí vrstvy. Ta vytváří (jak bylo řečeno v kapitole 1.4**Chyba! Nenalezen zdroj odkazů.**) 2D kvantovou jámu.



Graf 4.2: Srovnání časově integrovaných spekter vzorku 2081C při $13\ K$ *pro různé vlnové délky excitace*

V grafu jsou šipkami naznačeny rekombinace základního stavu (N=1) a excitovaných stavů(N=2 a N=3). Nezřetelné maximum označené jako ?N=4? může příslušet směsi dalších excitovaných stavů.

Tato spektra nebyla korigována na spektrální propustnost použitého monochromátoru ani citlivost InGaAs diody. Tato korekce by nepřinesla posun ani viditelnou změnu intenzity

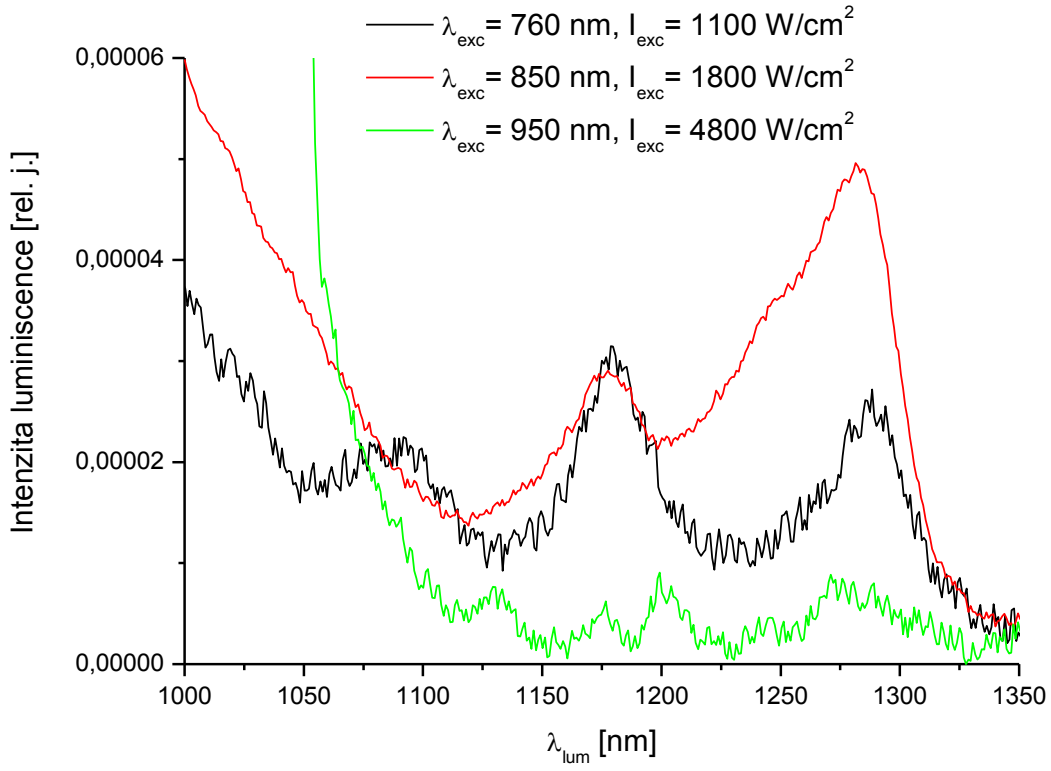
luminiscenčních maxim. Při měřeních jsme navíc volili různé frekvence choperu tak, abychom dosáhli nejlepšího S/N poměru, i z toho důvodu nejsou naměřené intenzity přímo porovnatelné. Cílem těchto měření nebylo porovnat jednotlivá spektra mezi sebou, ale ubezpečit se, že při časově rozlišených měřeních budeme měřit ve spektrální oblasti, ve které vzorek skutečně svítí.

Dále je v grafu patrné, že signál při $\lambda_{exc} = 950\,nm$ byl nejslabší i přes nejvyšší excitační intenzitu. Pokud bychom naměřená spektra podělili excitační intenzitou, pak by naměřený signál při $\lambda_{exc} = 950\,nm$ byl znatelně slabší, než zbylé dva. Excitační svazek při $\lambda_{exc} = 850\,nm$ i $\lambda_{exc} = 950\,nm$ procházel celým vzorkem až na jeho uchycení v kryostatu, a luminiscence na kratších vlnových délkách pak může pocházet i od lepidla nebo měděného držáku vzorku.

Protože používaný laser má opakovací frekvenci $82\,MHz$, byla energie v jednou excitačním pulzu při tomto měření následující:

$\lambda_{exc}\,[nm]$	760	850	950
$I_{exc}\,[W/cm^2]$	1100	1800	4800
$E\,[nJ]$	0,26	0,41	1,1

Tabulka 4.2: Přepočet mezi výkonem dopadajícím na vzorek v ohnisku čočky a energií v jednom excitačním pulzu



Graf 4.3: Výřez z grafu 4.2 (Srovnání časově integrovaných spekter vzorku 2081C při $13\ K$ *pro různé vlnové délky excitace) pro luminiscenční vlnové délky v rozpětí* $1000\ nm$ *až* $1350\ nm$

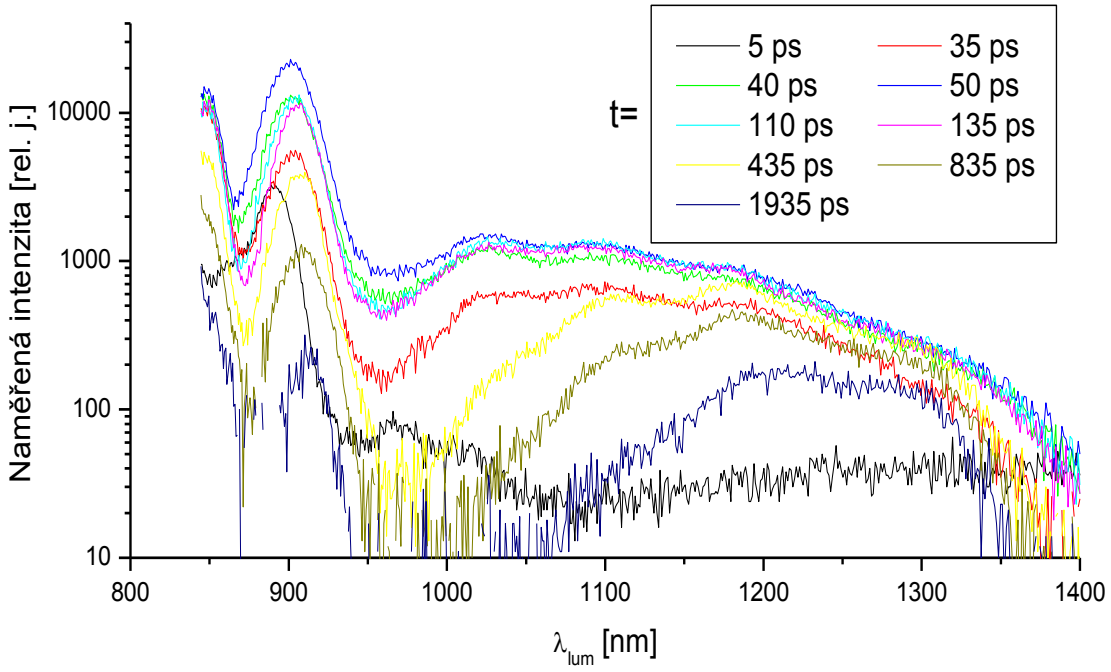
Při měřeních s excitací $760\ nm$ i $850\ nm$ jsou ve spektru patrná maxima odpovídající rekombinaci elektronu a díry. Z grafu je patrné, že tato maxima jsou téměř na identických místech.

Při excitaci na $\lambda_{exc} = 950\ nm$ máme velmi silně zašuměný signál, žádná výrazná maxima. Naměřené spektrum obsahuje více šumu, než věrohodných dat. Pokud bychom naměřili věrohodný signál i při excitaci $950\ nm$, měřili bychom luminiscenci QD, která není ovlivňována přítomností substrátu ani WL (protože ty by nebyly vyexcitovány – šířka jejich zakázaného pásu je větší, než energie excitačních fotonů, viz tabulka 4.1). Protože ale šířka základny QD v našich vzorcích je řádově $30\ nm$ a jejich koncentrace $(10^9 - 10^{10})\ cm^{-2}$ (což odpovídá jejich vzájemné vzdálenosti kolem $(0{,}3 - 1)\ \mu m$, a QD tedy zabírají asi $(0{,}1 - 1)\%$), bylo z excitačního pulzu absorbováno příliš málo fotonů a následná luminiscence tím pádem velice slabá.

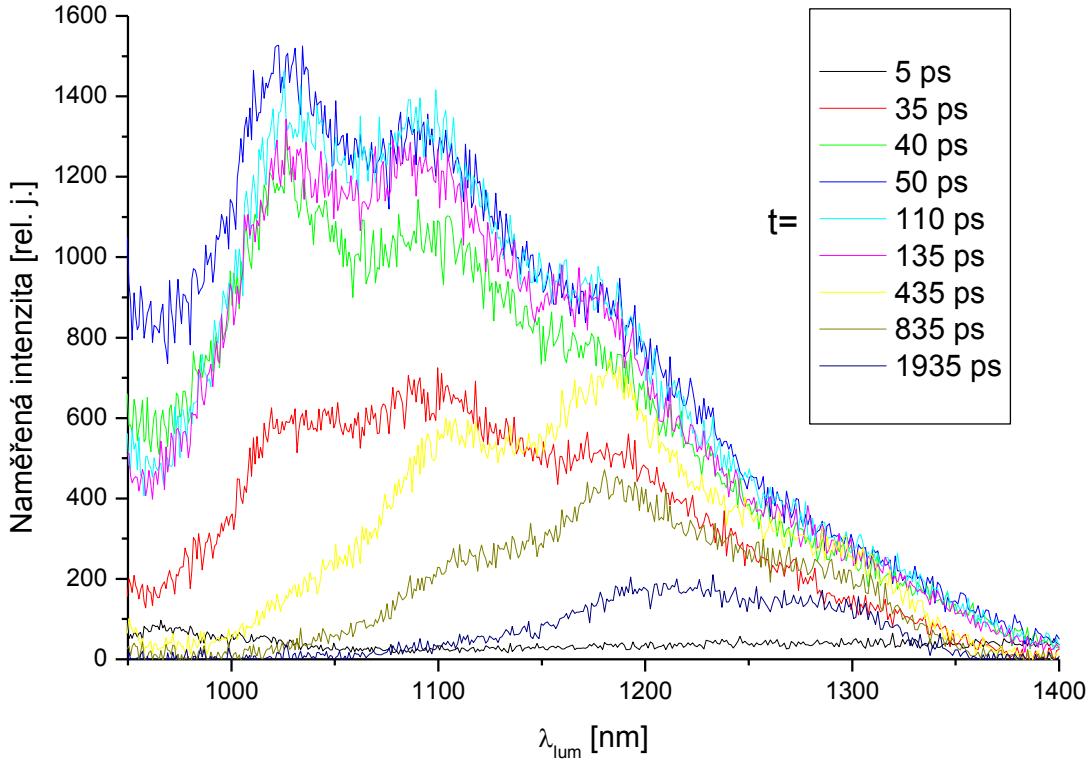
4.3 Excitace 760 nm vzorku 2081C

4.3.1 Časově rozlišená spektra

Časově rozlišené měření probíhalo podle schématu na obrázku 2.2. Naměřili jsme následující spektra:



Graf 4.4: Vybraná časově rozlišená spektra vzorku 2081C při $12\ K$ *v několika časech po excitaci. Excitační intenzita* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

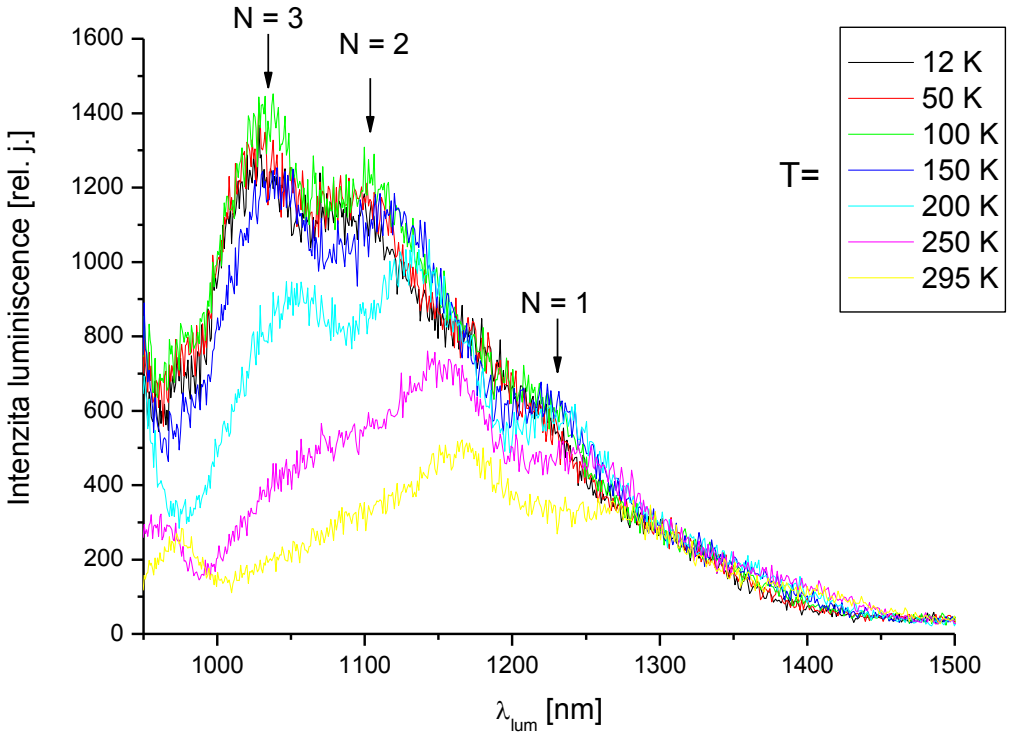


Graf 4.5: Výřez grafu 4.4 (Vybraná časově rozlišená spektra vzorku 2081C při 12 K v několika časech po excitaci. $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$*)*

Několik desítek ps po excitaci roste intenzita luminiscence, dosahuje svého maxima asi po $50\ ps$, a poté klesá. Na nejdelších vlnových délkách vidíme zřetelnou luminiscenci i $2\ ns$ po excitaci, na kratších (kolem $1000\ nm$) luminiscence dohasíná řádově rychleji a po $\approx 1\ ns$ již neměříme téměř nic.

Maximum kolem $900\ nm$ patří luminiscenci WL, která (jak bylo naznačeno v kapitole 1.4) intenzitou luminiscence výrazně převyšuje luminiscenci samotných QD. Na tomto grafu je také jasně vidět, že luminiscence QD na kratších vlnových délkách doznívá rychleji, než na delších. To je v souladu s teorií nastíněnou v kapitole 1.7.3). Maximum na $1300\ nm$ není ve spektrech těsně po excitaci viditelné. Zvýrazní se až poté, co krátkovlnná maxima dozní, a jeho náznak se tedy objevuje až $\sim 800\ ps$ po excitaci.

Kromě časového vývoje spekter lze studovat jejich teplotní závislost:

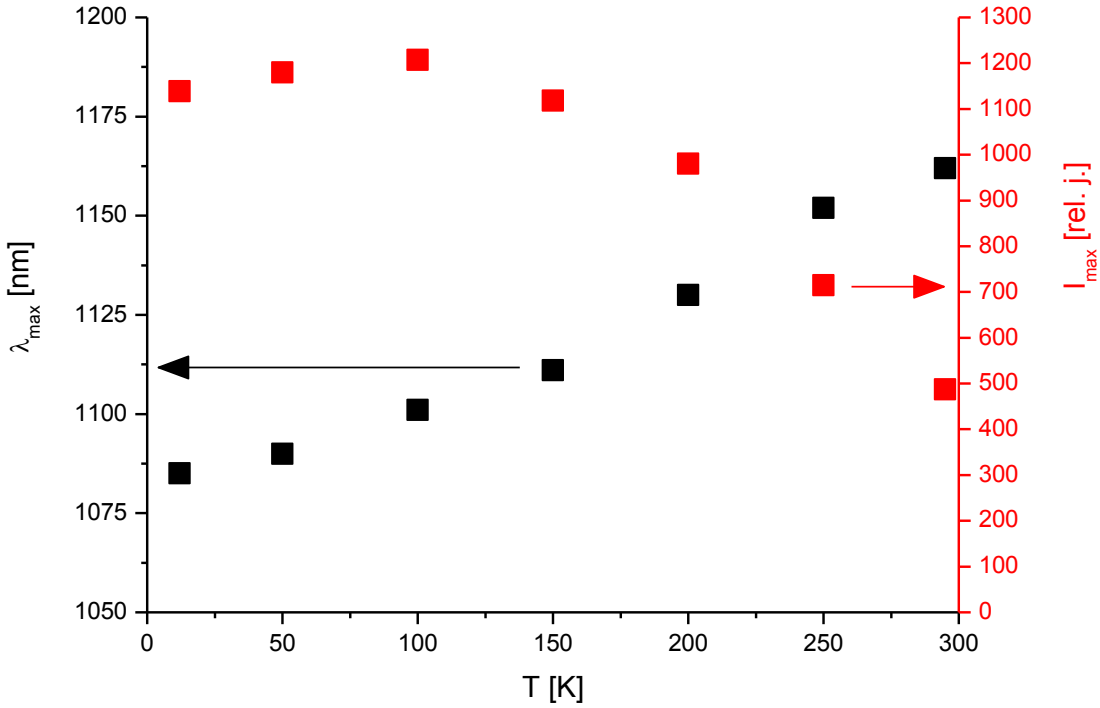


Graf 4.6: Teplotní závislost spekter vzorku 2081C v časovém maximu luminiscence ($\approx 40\ ps$ po excitaci), $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

V grafu jsou šipkou naznačeny nejnižší (tj. základní) a dva vyšší energetické přechody. Pro teploty menší, než $200\ K$, je spektrum téměř neměnné. Až při této teplotě se chování vzorku začíná měnit, a luminiscence se postupně od krátkých vlnových délek zháší.

Toto zhášení se týká jak QD, tak i WL.

Budeme sledovat polohu a intenzitu maxima příslušejícímu přechodu $N = 2$:

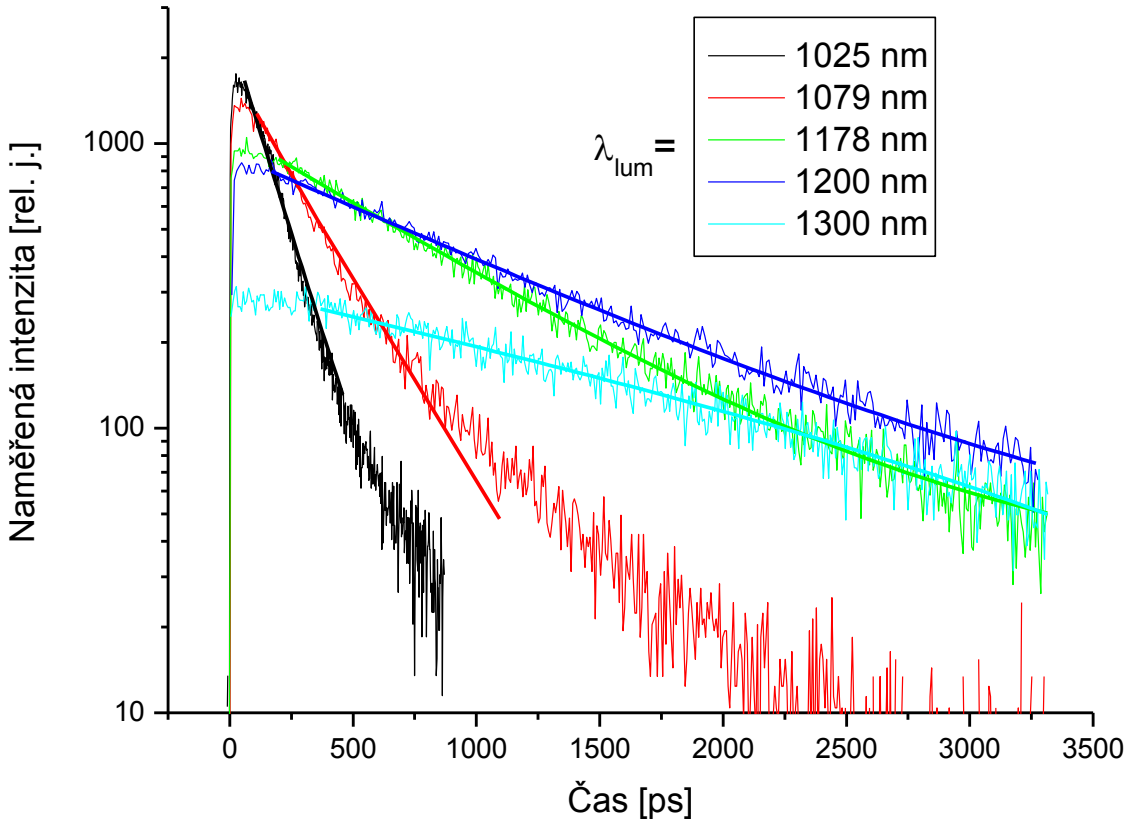


Graf 4.7: Teplotní závislost polohy vybraného maxima a jeho intenzity vzorku 2081C v maximu luminiscence ($\approx 40\ ps$ po excitaci) pro $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Vidíme, že se zvyšující se teplotou se toto maximum posouvá k vyšším vlnovým délkám (tedy menší energii přechodu), a od $T = 100\ K$ ubývá i jeho intenzita. Při nízké teplotě je maximum na $\lambda_{lum} = 1085\ nm$ ($\sim 1{,}14\ eV$), při pokojové teplotě na $\lambda_{lum} = 1162\ nm$ ($\sim 1{,}07\ eV$). Protože šířka zakázaného pásu InAs je při pokojové teplotě o $0{,}07\ eV$ nižší, než při nízké teplotě, vysvětlujeme posun k nižším energiím renormalizací šířky zakázaného pásu InAs. Zmenšení intenzity vysvětlujeme teplotním zhášením [8].

4.3.2 Doznívání luminiscence

Měřili jsme doznívání luminiscence na rozdílných vlnových délkách (v místech maxim ve spektrech v grafu 4.5 na křivce odpovídající nejsilnější luminiscenci). Již při zběžném pohledu na graf 4.5 je patrné, že delší vlnové délky doznívají pomaleji (což je v souladu s očekáváním uvedeným v úvodu v kapitole 1.7.3). Toto měření probíhalo při nejnižší teplotě. Doznívání jsme dále fitovali monoexponenciálním poklesem $I = I_{max} \exp(-t/\tau)$. Výsledky těchto fitů jsou následujících tabulkách a grafech.

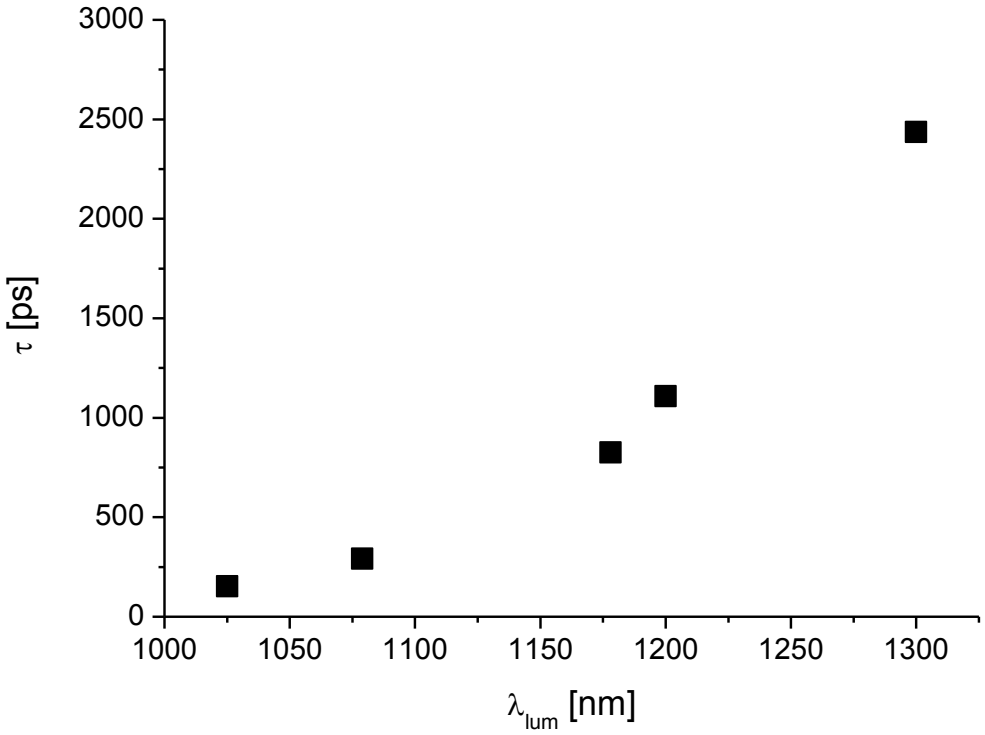


Graf 4.8: Porovnání naměřených doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ *po excitaci* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Doznívání na $\lambda_{lum} = 1079\ nm$ a $\lambda_{lum} = 1025\ nm$ mají ještě dlouho živoucí pozadí. Dále je v tomto grafu vidět náznak plata na luminiscenční vlnové délce $1300\ nm$. Naměřená data jsme fitovali monoexponenciálním doznívání s následujícím výsledkem:

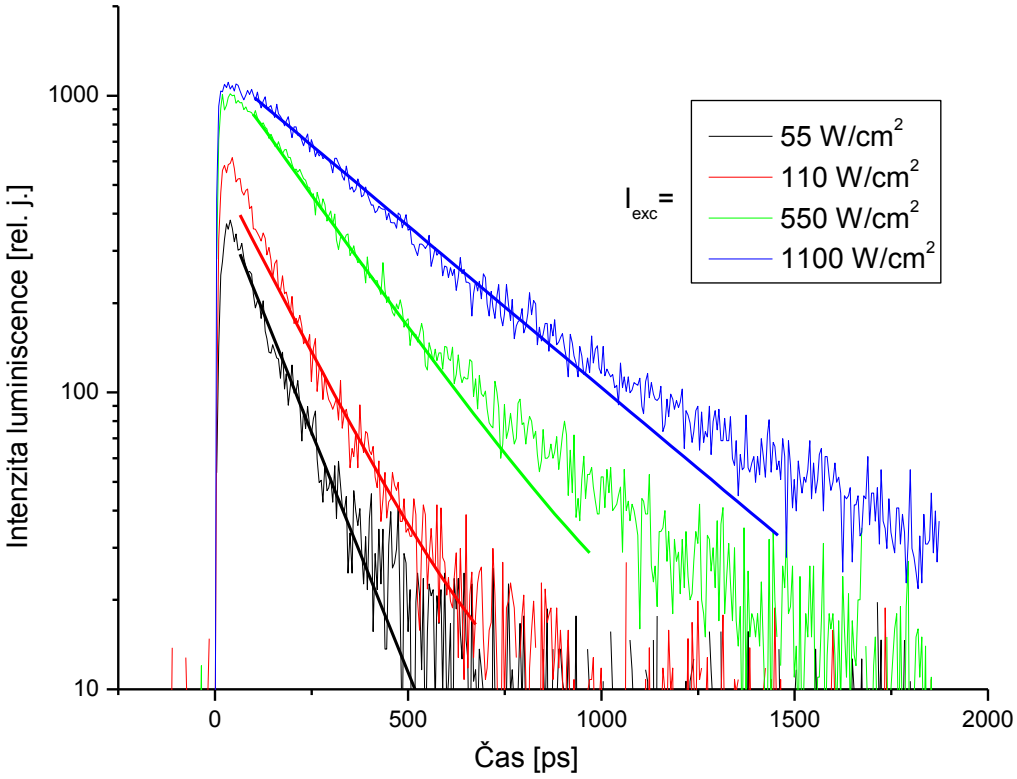
λ_{lum} $[nm]$	1025	1079	1178	1200	1300
τ $[ps]$	152,5±1,6	231±3	825±11	1110±20	2440±150

Tabulka 4.3: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ *po excitaci* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$



Graf 4.9: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ *po excitaci* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Z těchto dat vidíme zřetelný trend: čím větší luminiscenční délka (tedy nižší energie přechodu), tím delší doznívání.

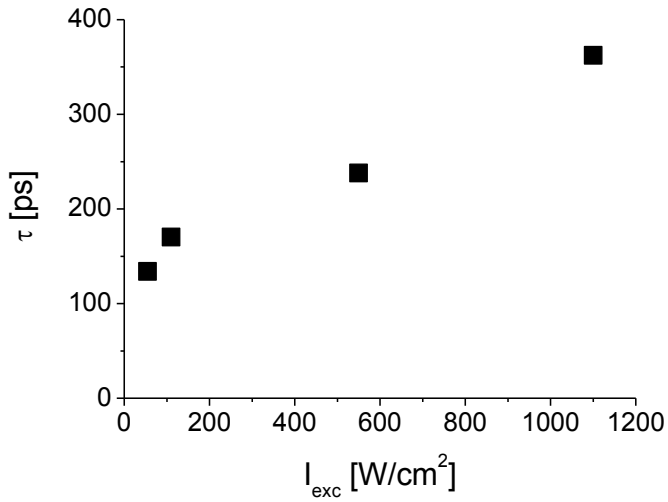


Graf 4.10: Závislost doznívání na intenzitě excitace při $12\ K$ *a* $\lambda_{lum} = 1103\ nm$

Při větších excitačních intenzitách se v doznívání výrazněji projevují dlouho živoucí komponenty luminiscence, kvůli čemuž monoexponenciální fit nemůže správně popisovat luminiscenci dlouho po excitaci. Výsledky monoexponenciálních fitů:

$I_{exc}\ [W/cm^2]$	$\tau\ [ps]$
55	134±5
110	170±4
550	238±2
1100	362±4

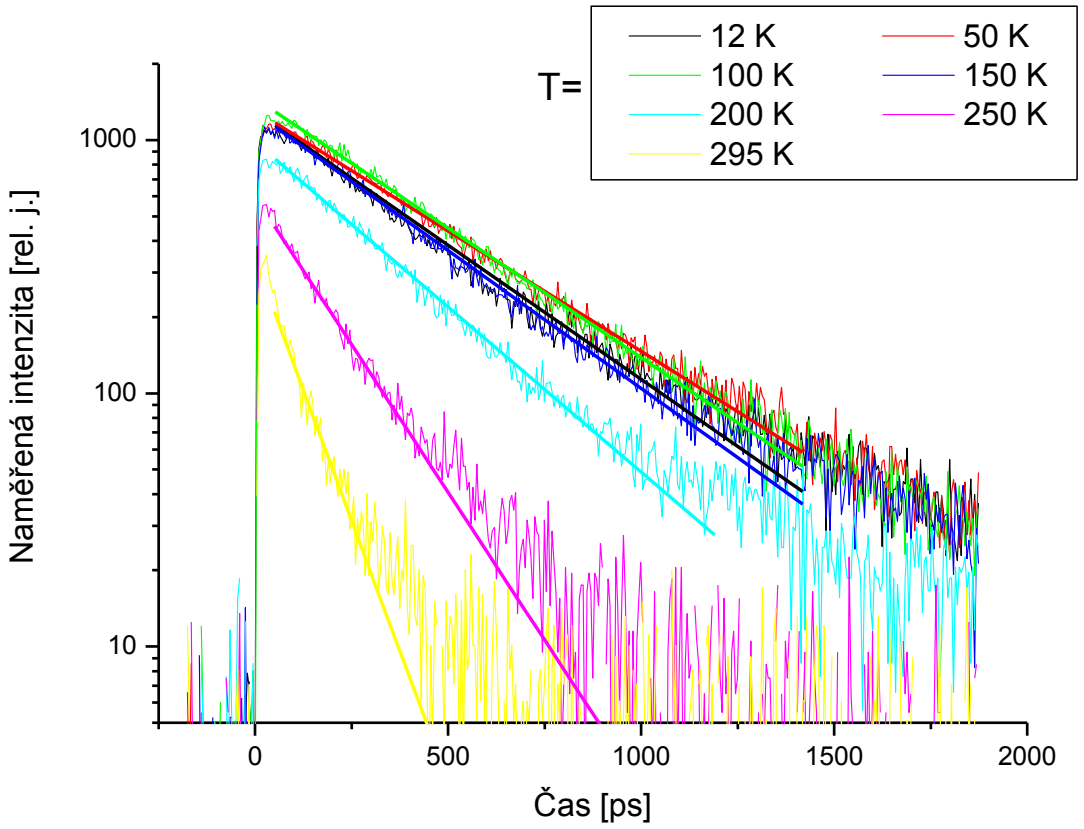
Tabulka 4.4: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ *při* $12\ K$*. Parametrem byla intenzita excitace*



Graf 4.11 : Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ *při* $12\ K$*. Parametrem byla intenzita excitace*

Protože při intenzitě excitace $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ dostáváme jen o 10% intenzivnější luminiscenci, než při poloviční excitační intenzitě, je zřejmé, že došlo k úplné saturaci dané energetické hladiny. To, že doba doznívání roste se zvyšující se intenzitou excitace, zde poukazuje na to, že v QD může za těchto excitačních podmínek probíhat Augerova rekombinace.

Dále máme změřenu teplotní závislost doznívání. Stále necháváme vlnovou délku luminiscence $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ a intenzitu excitace $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$. Poznamenejme ještě, že toto měření nebylo provedeno nejpreciznějí. Preciznější provedení by znamenalo při každé teplotě nejprve odečíst z grafu 4.6 polohu maxima luminiscence, a na takto odečtené vlnové délce změřit doznívání. Z grafu 4.6 je totiž patrné, že při $150\ K$ se maximum začíná posunovat k větším vlnovým délkám (při $150\ K$ je na $\lambda_{lum} = 1120\ nm$, při $200\ K$ na $\lambda_{lum} = 1\,136\ nm$, při $250\ K$ na $\lambda_{lum} = 1157\ nm$, a při $295\ K$ na $\lambda_{lum} = 1168\ nm$). Doba doznívání vybraného maxima tedy může být pro teploty vyšší než $150\ K$ zkreslena tím, že jsme stále měřili doznívání na $\lambda_{lum} = 1103\ nm$.

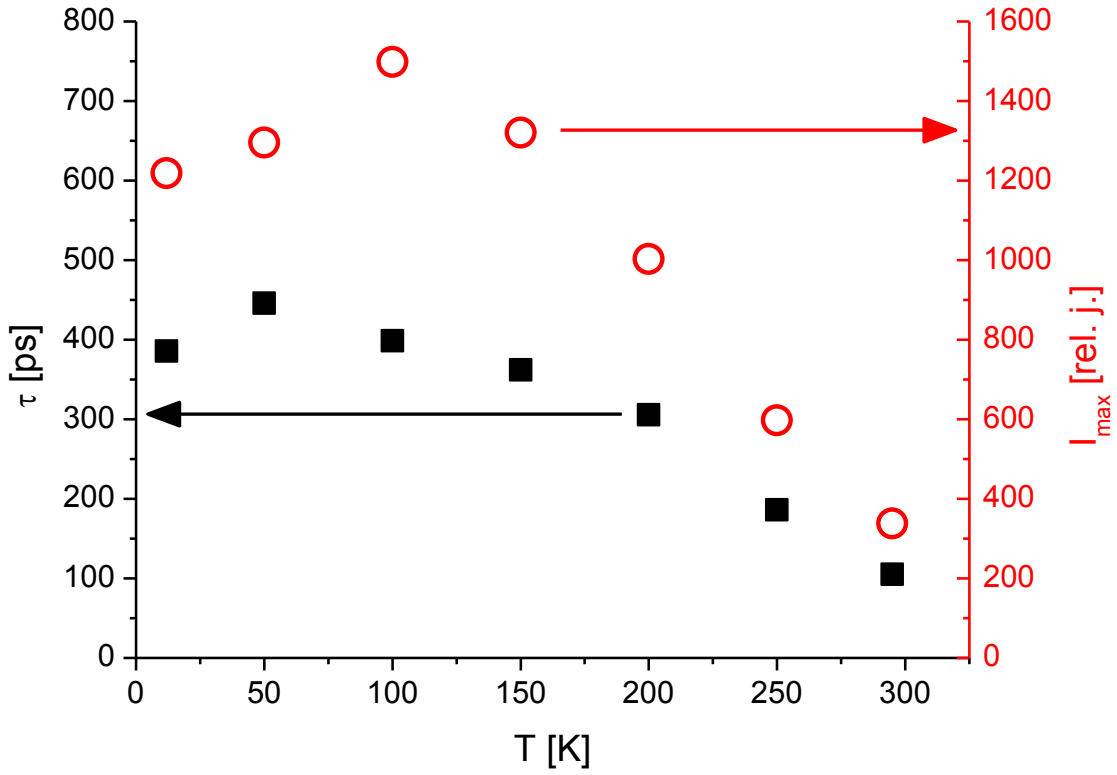


Graf 4.12: Závislost doznívání na teplotě při $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ a $\lambda_{lum} = 1103\ nm$

Tato data jsme opět fitovali monoexponenciálním doznívání:

$T\ [K]$	12	50	100	150	200	250	295
$I_{max}\ [rel.j.]$	1219±6	1296±5	1498±8	1320±7	1003±6	597±6	340±10
$\tau\ [ps]$	410±4	446±4	399±4	362±3	306±3	186±2	105±2

Tabulka 4.5: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ po excitaci $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ pro různé teploty

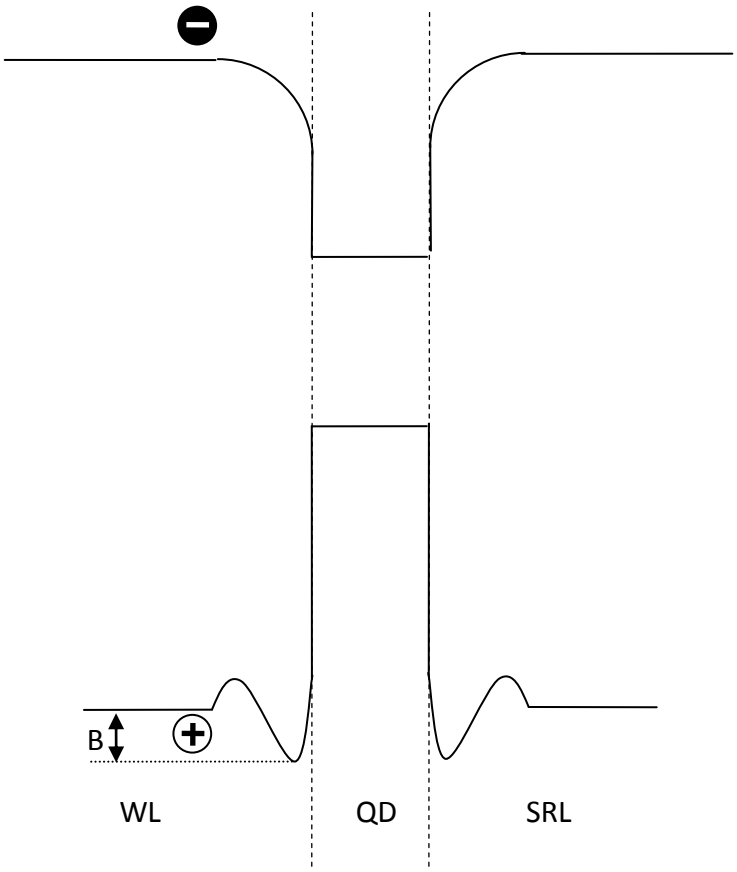


Graf 4.13: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ po excitaci $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ pro různé teploty

Vidíme, že jak intenzita, tak i doba doznívání, nabývá svého maxima při teplotě kolem $50 - 100\ K$. Při dalším zvyšování teploty klesá i doba doznívání, i intenzita luminiscence, a při pokojové teplotě mají řádově menší hodnoty, než při $12\ K$.

Prvotní nárůst vysvětlujeme tím, že nosiče náboje musí pro rekombinaci nejprve překonat potenciálovou bariéru (viz obr. 4.2); následný pokles pak teplotním zhášením luminiscence. I z grafu 4.6 je patrné, že charakteristiky vzorku se při teplotách pod $T = 150\ K$ nemění. Výrazná změna přichází až při této teplotě (odpovídá jí termická energie $E = k_B \cdot 150\ K = 12{,}9\ meV$). Při ní se začíná snižovat jak intenzita luminiscence, tak i doba doznívání. Předpokládáme tedy, že nosiče náboje musí před rekombinací překonat potenciálovou

bariéru $B{\sim}10\ meV$ před tím, než mohou zářivě rekombinovat. Tato bariéra může být např. mezi substrátem a QD, nebo pro přechod nosče z WL do QD.



Obrázek 4.2: Potenciálová bariéra, kterou musí nosiče náboj před rekombinací překonat, podle [9]

Blízko základny QD se nachází bariéra pro díry vznikající kvůli silnému mechanickému pnutí. To je důsledkem velké rozdílnosti mřížkových konstant GaAs a InAs (a je podmínkou pro Stranski-Krastanowův růst). Efektivní přechod děr z WL do QD při nízkých teplotách může být zprostředkován pouze Coulombickou interakcí [9]. Předpokládáme, že takto vznikající bariéra má tedy výšku $B{\sim}(10-15)\ meV$.

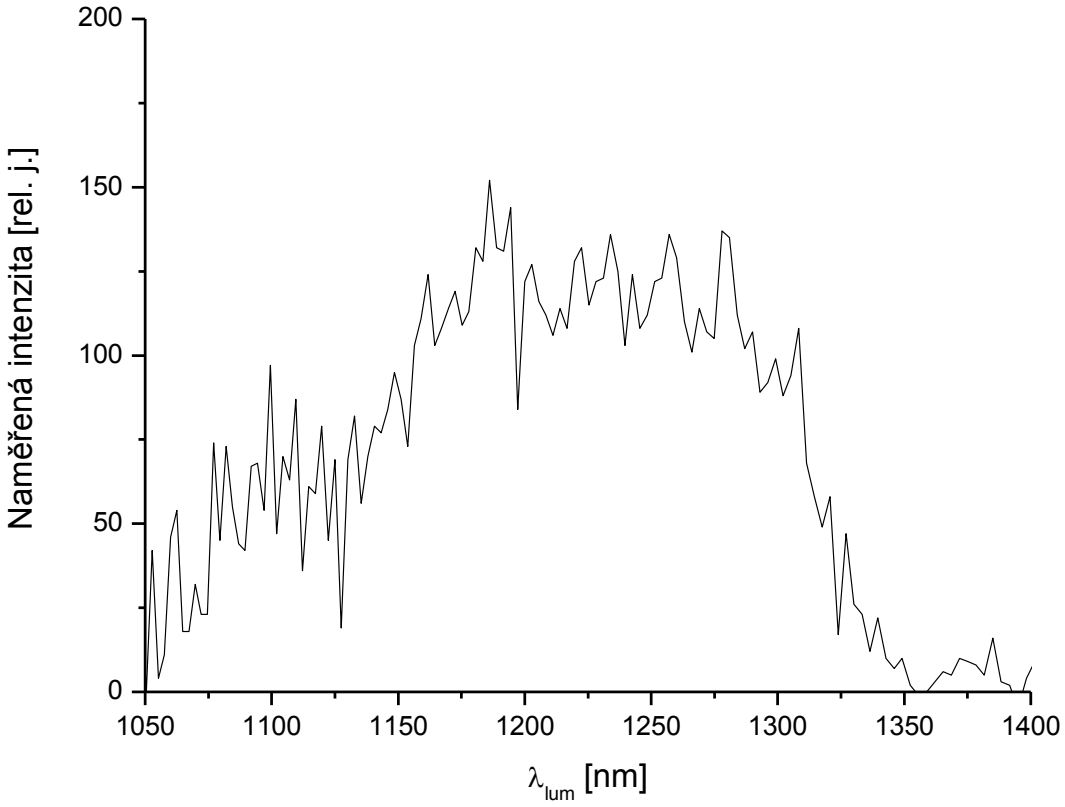
4.4 Excitace 850 nm vzorku 2081C

Vlnová délka excitace $\lambda_{exc} = 850\ nm$ odpovídá energii $1{,}46\ eV$. To je hodnota mezi šířkou zakázaného pásu GaAs při $T = 0\ K$ (ta je $E_g(GaAs,\ 0\ K) = 1{,}519\ eV$ a při $300\ K$ (která činí $E_g(GaAs, 300\ K) = 1{,}424\ eV$). Při nízké teplotě tedy excitujeme pouze WL a QD, a očekáváme proto podstatně slabší signál, než při excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$. Připomínáme ještě, že z předchozí kapitoly víme, že WL má maximum luminiscence v okolí $\lambda_{lum} = (860-900)\ nm$. Z toho důvodu, že při pokojové teplotě bychom excitovali i substrát, měříme doznívání a náběhy vzorku pouze při nízkých teplotách.

Při měřeních s touto excitační vlnovou délkou jsme u obou vzorků měřili slabší luminiscenci z následujících důvodů:

- výkon laseru byl $1{,}6\ W$ (oproti $2\ W$ při excitaci $760\ nm$), a proto i intenzita spínacího svazku byla o pětinu menší, a upkonverze v BBO krystalu taktéž o pětinu méně efektivní
- výkon dopadající na vzorek byl taktéž o pětinu zeslaben (při použití shodných filtrů v excitačním svazku máme nyní plošnou hustotu výkonu na vzorku $900\ W/cm^2$ oproti $1100\ W/cm^2$ při excitaci $760\ nm$)

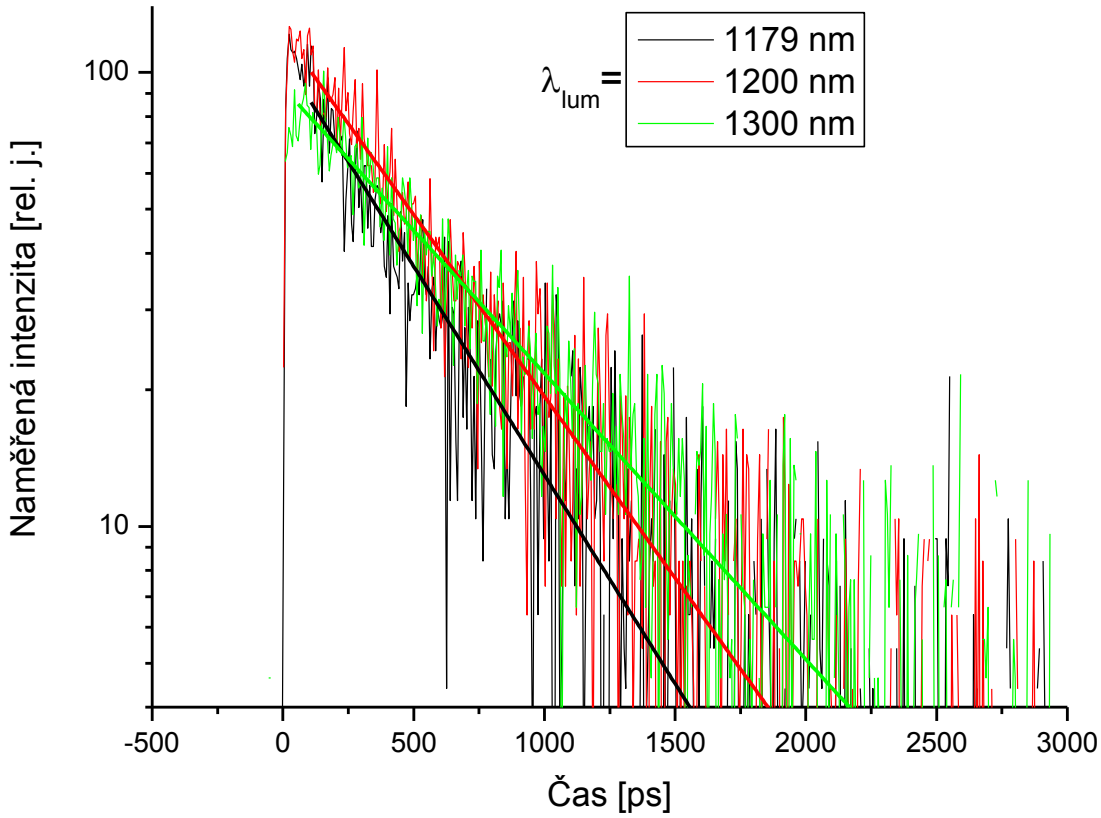
4.4.1 Časově rozlišené spektrum



Graf 4.14: Spektrum v časovém maximu luminiscence ($\sim 50\ ps$ *po excitaci) při* $12\ K$*, odečteno pozadí,* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Nevidíme zde žádná výrazná maxima. Rozhodujeme se tedy měřit doznívání a náběhy luminiscence na vlnových délkách $1179\ nm$, $1200\ nm$ a $1300\ nm$.

4.4.2 Doznívání luminiscence

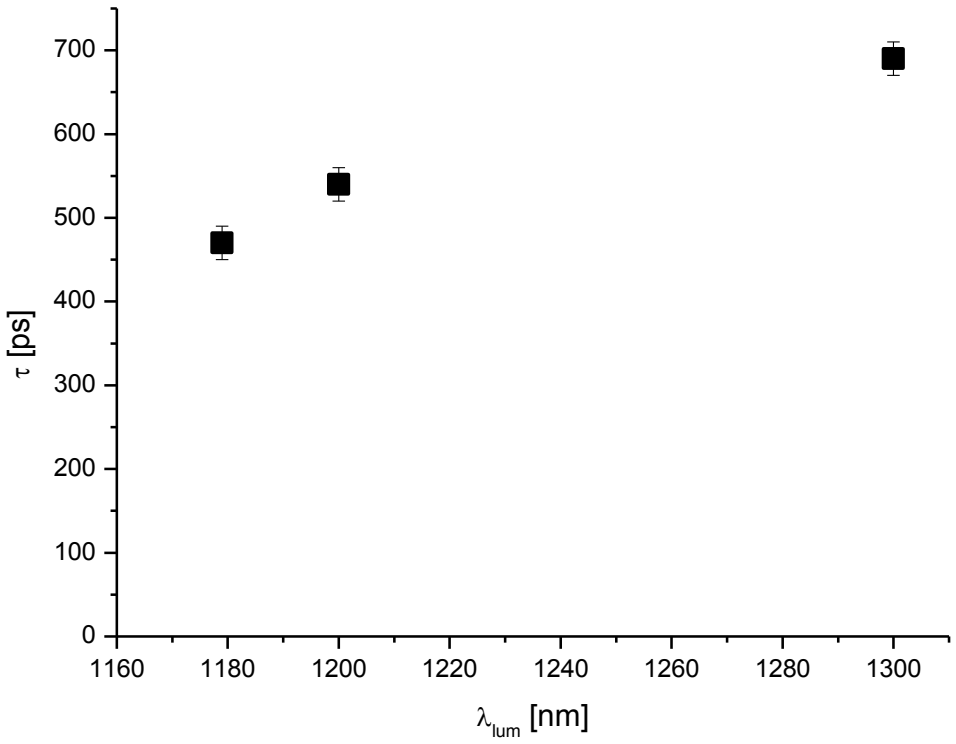


Graf 4.15: Doznívání na různých vlnových délkách při $12\ K$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Naměřená data jsme opět fitovali monoexponenciálním poklesem:

$\lambda_{lum}\ [nm]$	1179	1200	1300
$\tau\ [ps]$	470±20	540±20	690±20

Tabulka 4.6: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

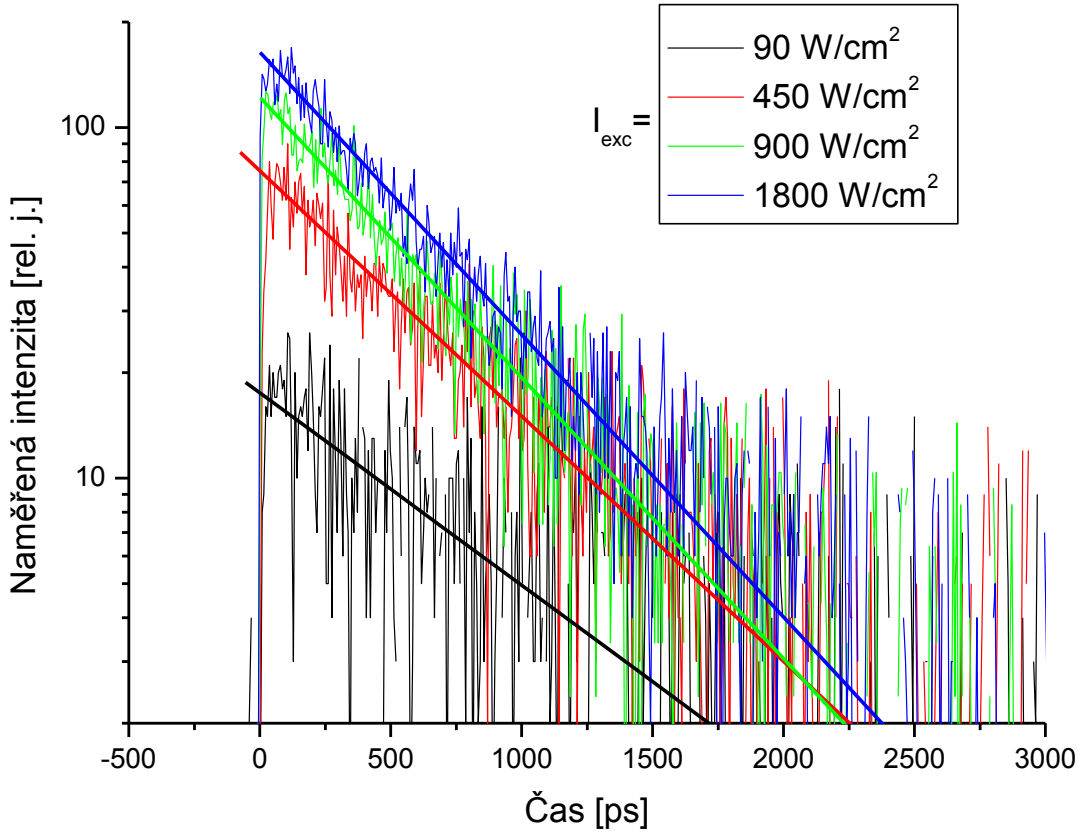


Graf 4.16: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Stejně, jako při excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$, vidíme zřetelný trend – zvyšování doby doznívání se zvyšující se luminiscenční vlnovou délkou. Srovnáním s grafem 4.9 ihned vidíme, že doba doznívání po excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$ je silněji závislá na λ_{lum} a navíc je doznívání delší. Při excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ doba doznívání taktéž na λ_{lum} závisí (ač mnohem slaběji) a je doznívání je kratší, než po excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$. Ještě podotýkáme, že měření s excitací $\lambda_{exc} = 850\ nm$ bylo provedeno při nižší intenzitě excitace ($I_{exc} = 900\ W/cm^2$ při $\lambda_{exc} = 850\ nm$ a $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ pro $\lambda_{exc} = 760\ nm$).

4.4: Měření a výsledky – Excitace 850 nm vzorku 2081C

Závislost doznívání na intenzitě excitace:

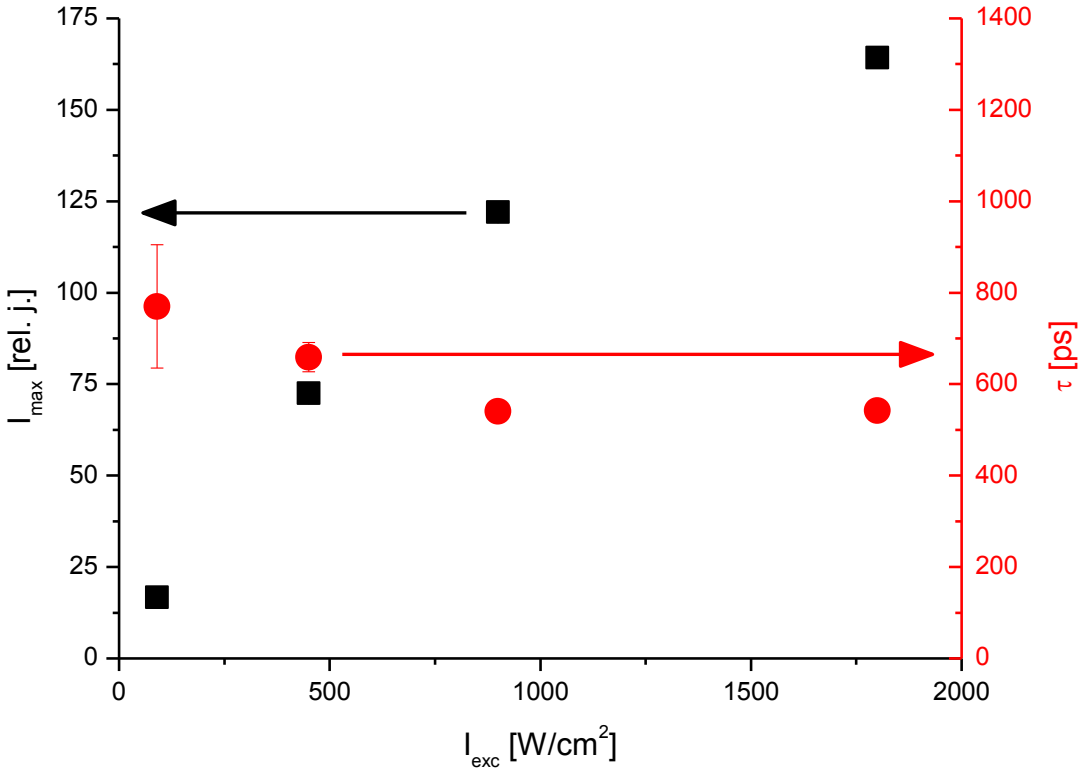


Graf 4.17: Závislost doznívání na vlnové délce $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ při $12\ K$ pro různé intenzity excitace

Naměřená data jsme opět fitovali monoexponenciálním fitem:

$I_{exc}\ [W/cm^2]$	90	450	900	1800
$I_{max}\ [rel.j.]$	16±1	72±2	122±2	164±3
$\tau\ [ps]$	770±140	660±30	540±20	542±14

Tabulka 4.7: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ při $12\ K$. Parametrem byla intenzita excitace

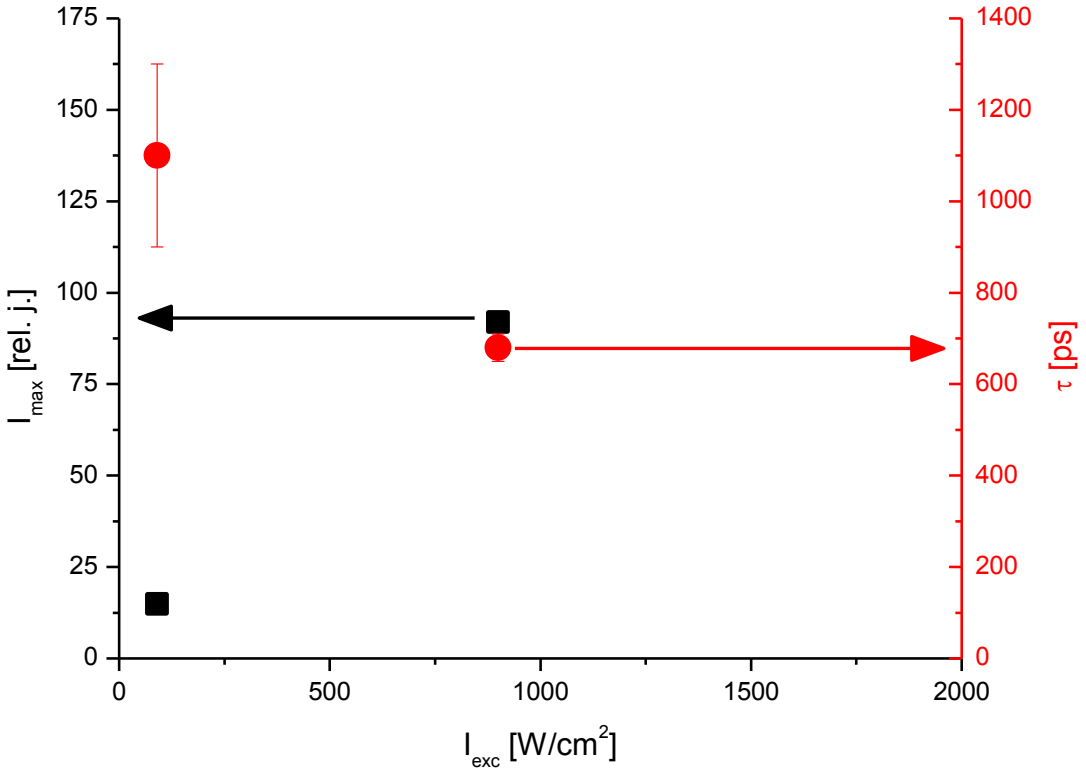


Graf 4.18: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ při $12\ K$ pro různé intenzity excitace

Ještě jsme měřili intenzitní závislosti pro $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ a $I_{exc} = 90\ W/cm^2$ a $900\ W/cm^2$, abychom ověřili chování vzorku i na této luminiscenční vlnové délce. Dostáváme stejný trend, jak je patrné z následující tabulky a grafu: Signál při nižší intenzitě excitace byl velmi slabý zašuměný, ale bylo patrné, že doznívání je při slabší excitaci pomalejší. Po fitování opět máme obdobné tendence, jako v grafu 4.17:

$I_{exc}\ [W/cm^2]$	90	900
$\tau\ [ps]$	1100±200	680±30
$I_{max}\ [rel.j.]$	14,9±0,9	92±2

Tabulka 4.8: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ při $12\ K$. Parametrem byla intenzita excitace



Graf 4.19: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ při $12\ K$ pro různé intenzity excitace

Z grafů 4.18 i 4.19 je patrné, že při zvyšující se intenzitě excitace dochází (na obou luminiscenčních vlnových délkách) ke snižování doby doznívání a ke zvyšování intenzity luminiscence. Intenzita luminiscence však neroste lineárně (je viditelné z bodů pro $\lambda_{lum} = 1200\ nm$), a vidíme zde tedy již začátek saturace.

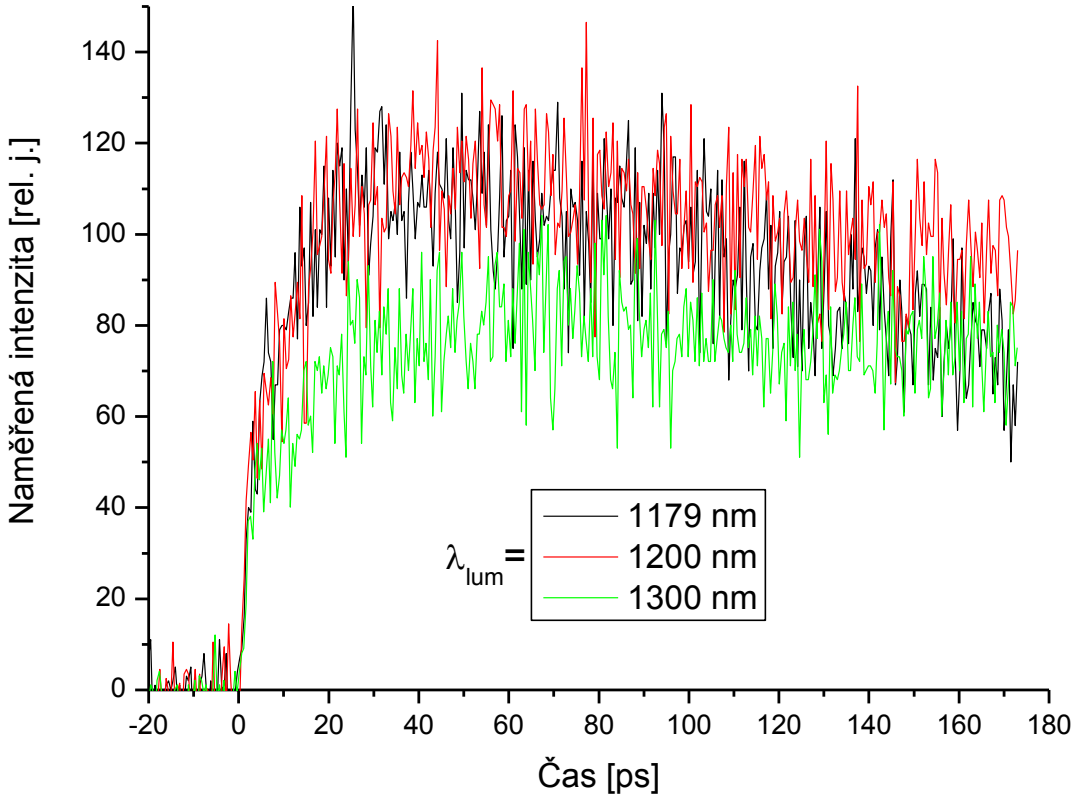
Z těchto grafů můžeme vyčíst několik zajímavých informací:

1) při silnějších excitacích (tj. $\geq 900 W/cm^2$) máme pro luminiscenční vlnovou délku $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ shodnou dobu doznívání – kolem $500\ ps$
2) maximální intenzita I_{max} se na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ při dvakrát silnější excitaci zdvojnásobila. Na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ při desetinásobné excitační intenzitě taktéž téměř zdesateronásobila

Z toho lze usuzovat na:

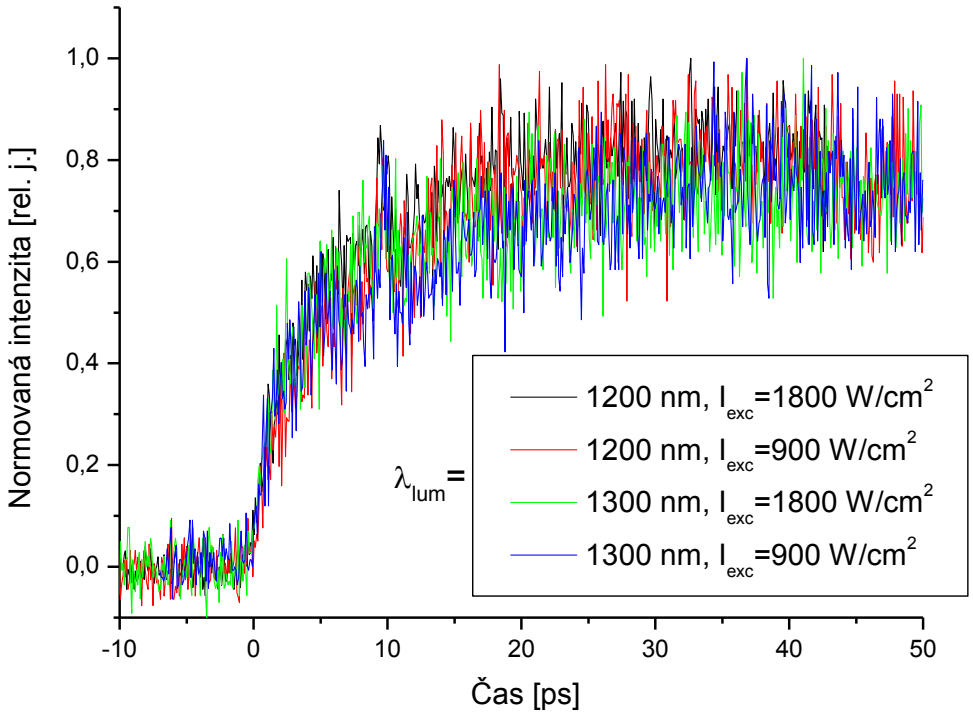
1) na $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ existuje nějaký nelineární proces při nízkých intenzitách excitace, existuje zde tedy nějaký nezářivý kanál rekombinace (např. Augerova rekombinace). Toto je opačné chování, než vykazuje tento vzorek po excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$, viz graf 4.11.
2) ani hladinu zodpovědnou za luminiscenci na $\lambda_{lum} = 1200\ nm$, ani $\lambda_{lum} = 1300\ nm$, jsme ani při jedné intenzitě excitace zcela nesaturovali

4.4.3 Náběhy



Graf 4.20: Náběhy pro různé vlnové délky luminiscence při $12\ K$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Je zřetelné, že luminiscence na $\lambda_{lum} = 1179\ nm$ i $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ dosahuje maxima v čase $30 - 40\ ps$ po excitaci a poté vyhasíná. Luminiscence na $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ má po tomto čase náznak plata. Toto plato je lépe zřetelné v grafu 4.8, který ale zobrazuje doznívání po excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$.



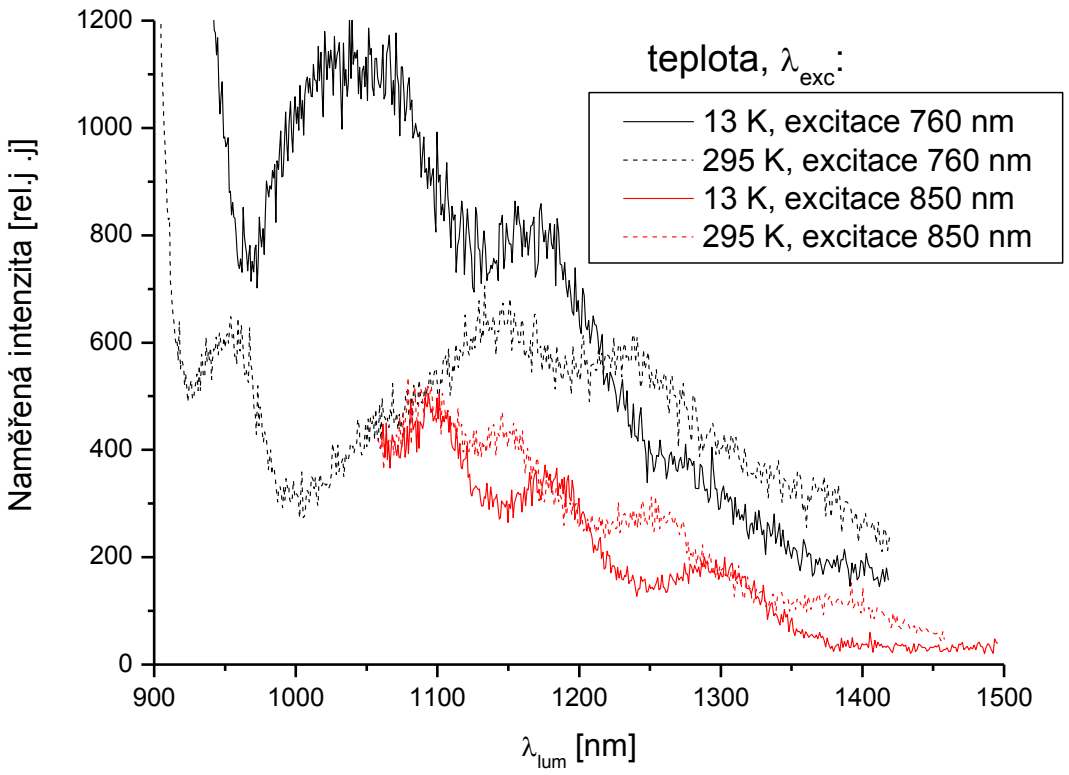
Graf 4.21: Normované náběhy vzorku 2081C při $12\ K$ *pro různé vlnové délky luminiscence a intenzity excitace*

Normované náběhy ukazují shodně rychlý náběh obou luminiscenčních vlnových délek při obou intenzitách excitace.

4.5 Vzorek 2076C

Druhý vzorek, který budeme v této práci zkoumat, je 2076C. Oproti 2081C má méně Sb v SRL (10%; 2081C má 15% Sb v SRL). Oba tyto vzorky byly připravovány v reaktoru na shodných místech.

4.5.1 Časově rozlišená spektra

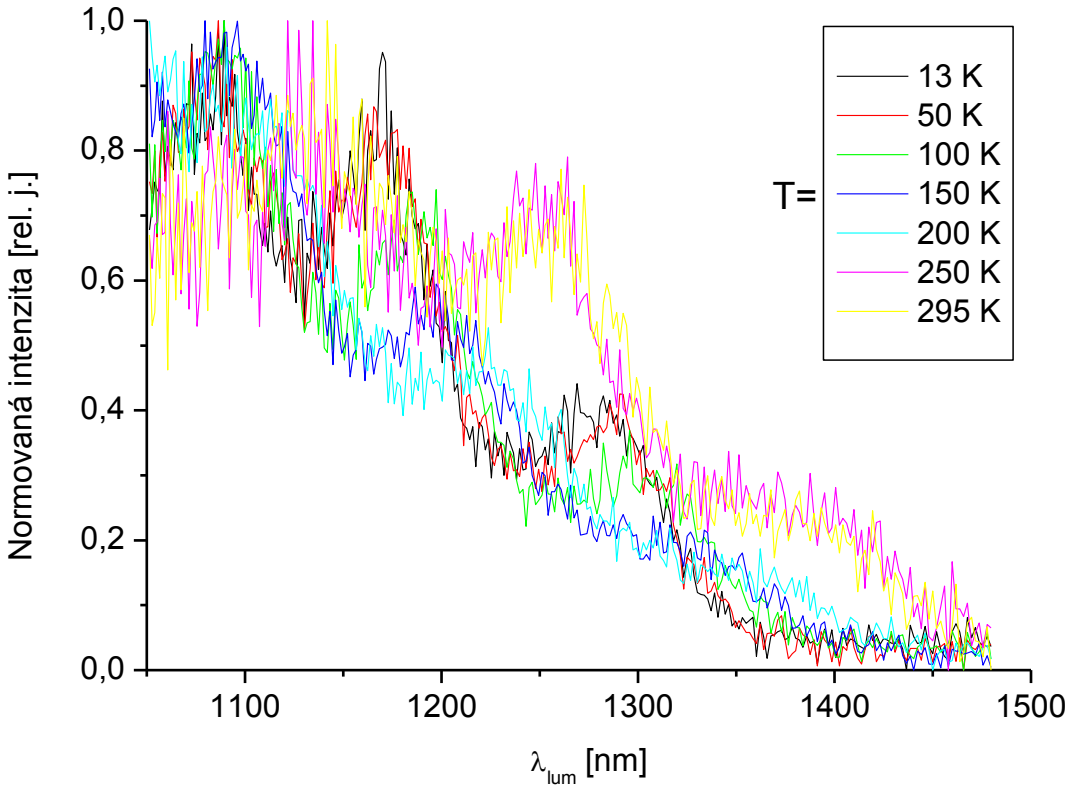


Graf 4.22: Srovnání spekter v časovém maximu luminiscence vzorku 2076C pro dvě excitační vlnové délky a teploty. Při $\lambda_{exc} = 760\ nm$ byla $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$; při $\lambda_{exc} = 850\ nm$ byla $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Při excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$ při nízké teplotě převažuje luminiscence na kratších vlnových délkách, při zvyšování teploty se tato luminiscence tlumí a převládá pak luminiscence na $\lambda_{lum} \sim 1200\ nm$. Spektra po excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ jsme měřili pouze pro $\lambda_{lum} > 1020\ nm$. Pro kratší luminiscenční vlnové délky se v naměřenému signálu kromě luminiscence QD přidává ještě rozptyl excitačního svazku na vzorku. Excitační svazek navíc prochází celým vzorkem až k měděnému držáku vzorku v kryostatu a zadnímu krytu kryostatu (které také excituje), a naměřené spektrum pak v této spektrální oblasti vykazuje parazitní maxima.

Je zde dále vidět, že excitační vlnová délka velmi výrazně mění naměřené luminiscenční charakteristiky. Při nízké teplotě je při excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ zřetelné maximum na $\lambda_{lum} = 1000\ nm$, které při excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$ není patrné. Dále tato dlouhovlnější excitace zvýrazňuje maximum na $\lambda_{lum} = 1300\ nm$, takže toto maximum je patrné již při prvním pohledu.

Na vzorku 2076C jsme měřili ještě teplotní změny ve spektrech po excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$:



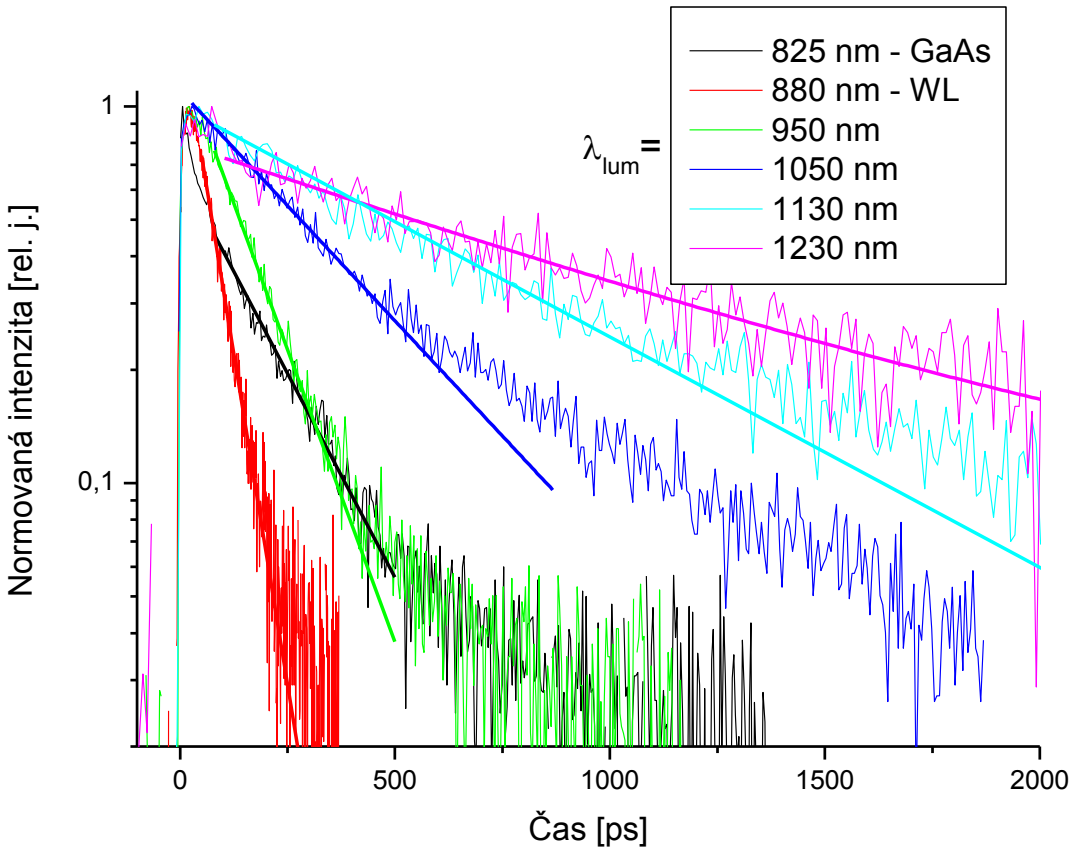
Graf 4.23: Spektra v časovém maximu luminiscence pro různé teploty, $\lambda_{exc} = 850\ nm$; $I_{exc} = 1800\ W/cm^2$. Pozadí odečteno

Je vidět, že pro teploty pod $100\ K$ (černá a červená křivka) se chování vzorku nemění. Při vyšších teplotách opět zůstává vzorek v luminiscenčních charakteristikách beze změny až do teploty mezi $200\ K$ a $250\ K$. Zde proběhne druhý skok, a dále vzorek opět nemění své vlastnosti. Zdá se, že při různých teplotách jsou aktivní různé QD.

Zkoumání změn v nábězích a doznívání podle teploty vzorku je zajímavým námětem pro další práci. Může přinést porozumění a objasnění výšky a tvaru potenciální bariéry mezi GaAs, WL a QD.

4.5.2 Doznívání luminiscence

Stejným postupem, jako při měření doznívání vzorku 2081C, měříme vzorek 2076C, a naměřená data opět vždy fitujeme monoexponenciálním poklesem.



Graf 4.24: Normovaná doznívání při $12\ K$ *po excitaci* $\lambda_{exc} = 760\ nm$ *a* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Vidíme zde, že WL i luminiscence QD zde mají plato, protože v prvních pikosekundách po excitaci je zřetelně patrné, že intenzita luminiscence GaAs již klesá, na rozdíl od luminiscence WL a QD. Zajímavé je, že luminiscence WL i stavu (nebo směsi stavů) N=4 má rychlejší doznívání, než GaAs, ačkoli má delší vlnovou délku.

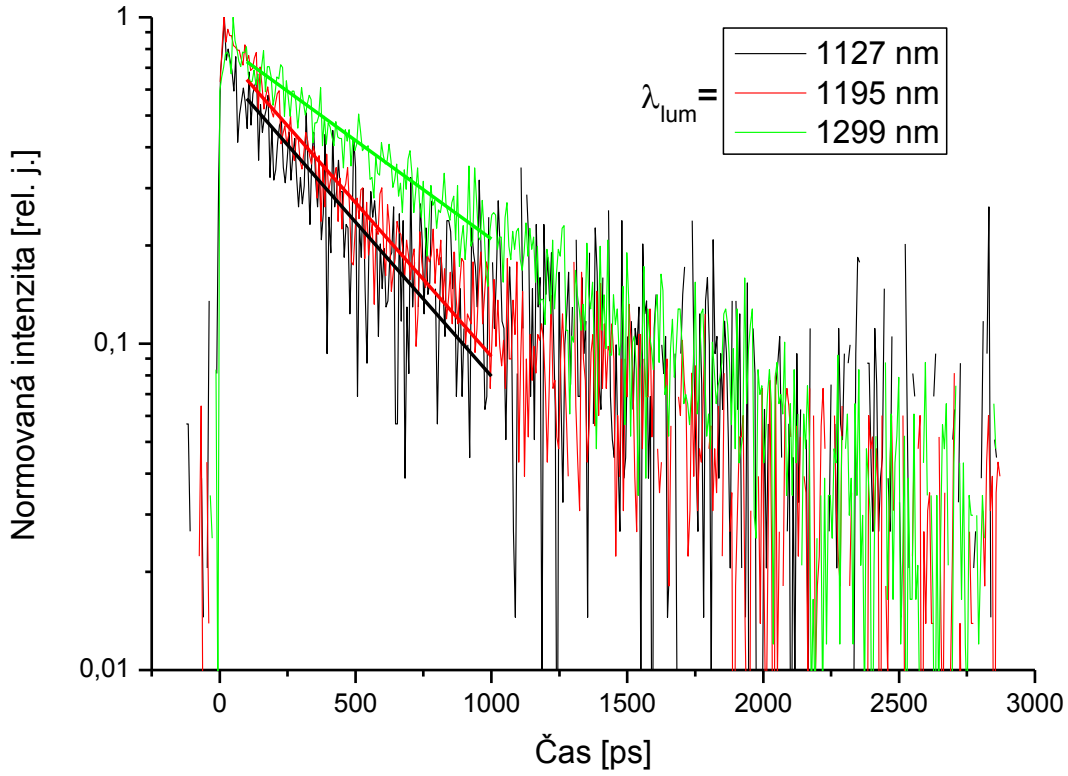
Máme následující doby doznívání (opět získané monoexponenciálním fitem):

$\lambda_{lum}\ [nm]$	825 (GaAs)	880 (WL)	950	1050	1130	1230
$\tau\ [ps]$	200±13	61,9±1,4	140±2	355±6	710±18	1060±190

Tabulka 4.9: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých luminiscenčních vlnových délkách při $12\ K$ *po excitaci* $\lambda_{exc} = 760\ nm$ *a* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

4.5: Měření a výsledky – Vzorek 2076C

Dále měříme závislost doznívání luminiscence na různých vlnových délkách:

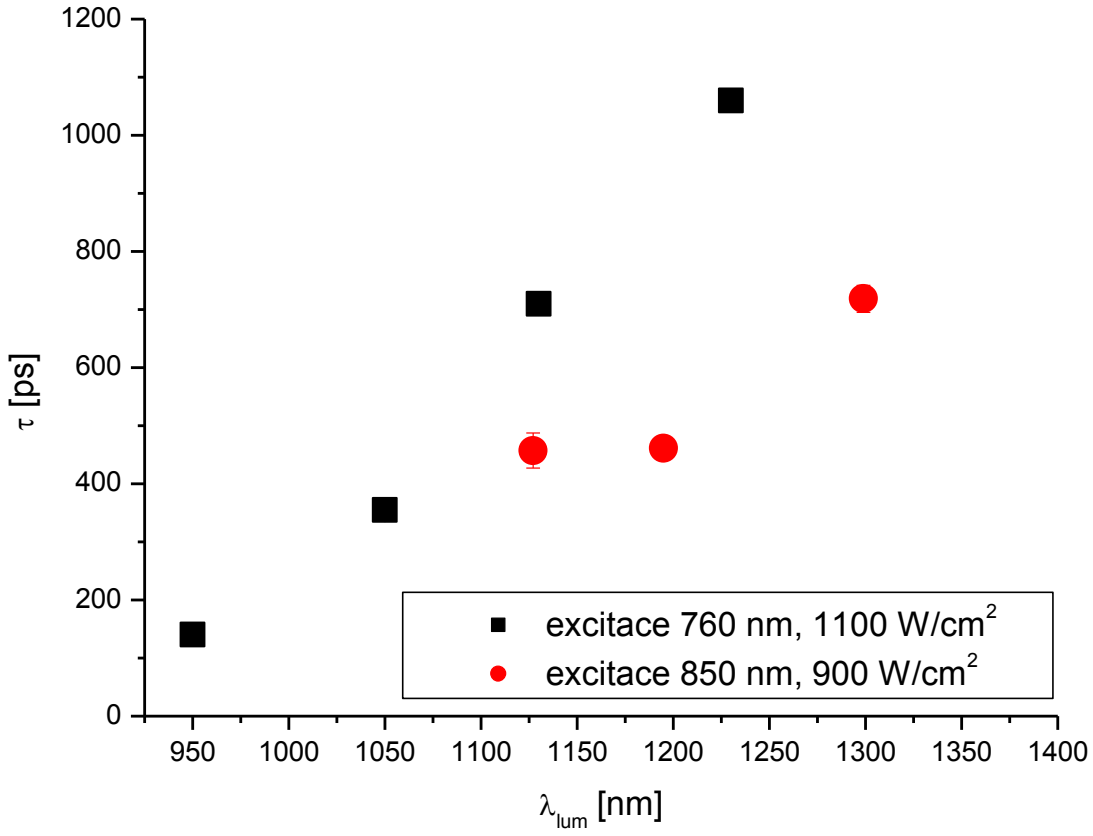


Graf 4.25: Normovaná doznívání při $13\ K$ *po excitaci* $\lambda_{exc} = 850\ nm$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Výsledky monoexponenciálního fitu:

$\lambda_{lum}\ [nm]$	1127	1195	1299
$\tau\ [ps]$	460±30	461±16	720±20

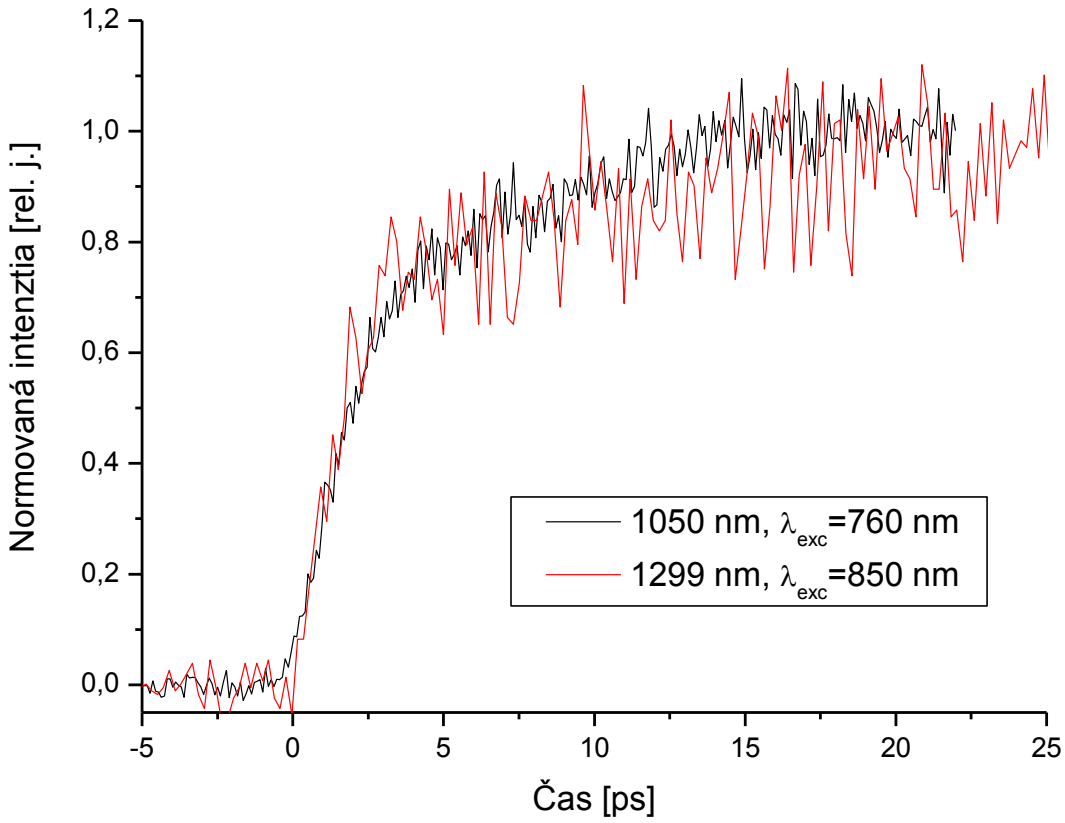
Tabulka 4.10: Monoexponenciální fit doznívání luminiscence na různých luminiscenčních vlnových délkách. $T = 13\ K$, $\lambda_{exc} = 850\ nm$ *a* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$



Graf 4.26: Doby doznívání při $13\ K$ *při dvou různých vlnových délkách excitačního pulzu. Při* $\lambda_{exc} = 760\ nm$ *byla* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$*; při* $\lambda_{exc} = 850\ nm$ *byla* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Opět máme stejné tendence, jako u vzorku 2081C – totiž prodlužování doby doznívání se zvětšující se luminiscenční vlnovou délkou λ_{lum}. Dále vidíme, že doba doznívání je delší, pokud excitujeme energetičtějším zářením. Nakonec ještě poznamenejme, že pozorujeme shodnou dobu doznívání po excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ pro $\lambda_{lum} \leq 1200\ nm$.

4.5.3 Náběhy

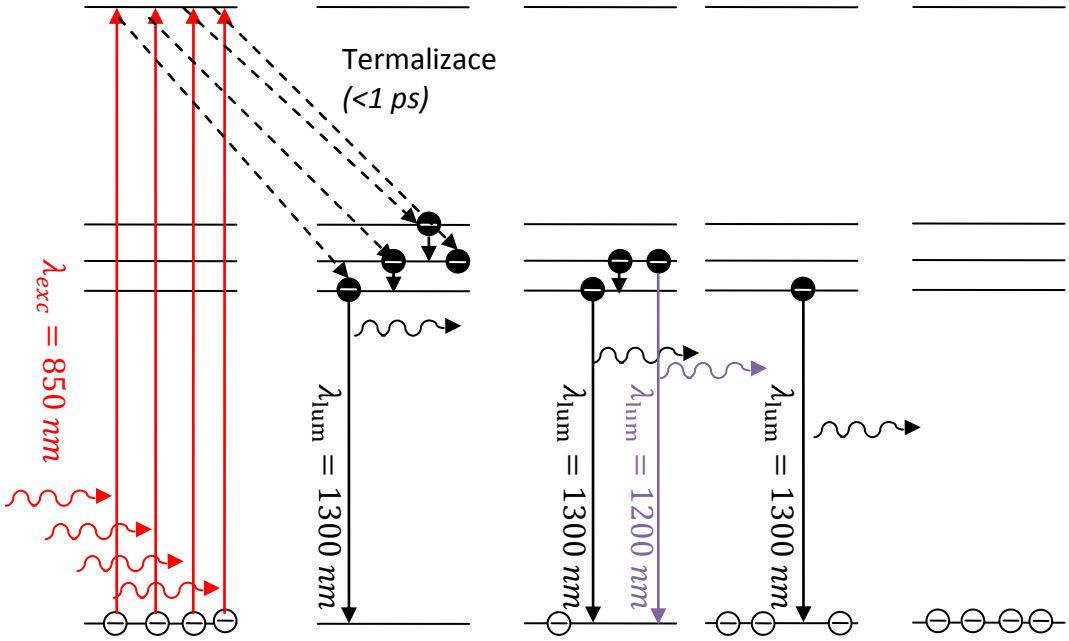


Graf 4.27: Normované náběhy při $13\ K$*, dvou luminiscenčních a dvou excitačních vlnových délkách: 1)* $\lambda_{exc} = 760\ nm$*,* $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$*; 2)* $\lambda_{exc} = 850\ nm$ *i* $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Je vidět, že i přes rozdílné excitační podmínky i luminiscenční vlnové délky jsou náběhy téměř shodně rychlé. Luminiscence naběhne na svou maximální hodnotu za $\sim 20\ ps$, tedy o něco rychleji, než luminiscence vzorku 2081C.

5 Diskuse a model

U obou vzorků se objevuje základní charakteristika: luminiscence na delších vlnových délkách doznívá déle, než na kratších. Je to způsobeno tím, že kratší vlnové délky odpovídají větší energii přechodu, a (jak je vidět i na obrázku 5.1) stavy na vyšších energiích mají více možností, jak se vyprázdnit. Nosiče náboje z nich mohou zářivě rekombinovat, nebo srážkami s fonony relaxovat do nižších energetických stavů, jejichž luminiscenci tímto ještě posilují. V případě, že tento jev nastává, pozorujeme v luminiscenci plato (jako v grafu 4.8). Toto plato jsme pozorovali, a můžeme tedy prohlásit, že při excitaci $1100\ W/cm^2$ vlnovou délkou $760\ nm$ je rekombinace nosičů náboje v základním stavu ($\lambda_{lum} = 1300\ nm$, což odpovídá energii přechodu $0{,}953\ eV$) posilována ještě $\sim 300\ ps$ po excitaci relaxací nosičů do ní.



Obrázek 5.1: Kaskádový energetický diagram

Poznamenejme, že v InAs QD bývá jen jeden elektronový stav a více děrových; proto je zde uvedený obrázek jen schematický.

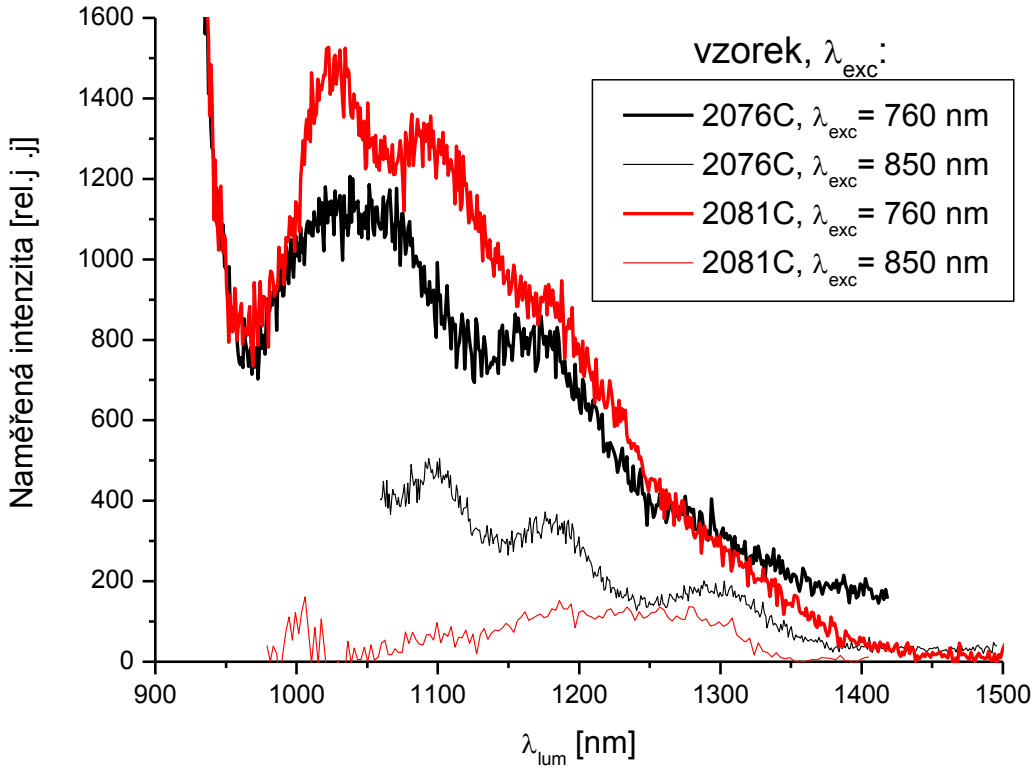
To, že jsme naměřili shodné doby náběhů u jednotlivých vzorků při rozdílných excitačních podmínkách, poukazuje na simultánní plnění jednotlivých stavů v QD. Toto plnění trvá u vzorku s menší koncentrací Sb v SRL rychleji.

Přechod nosičů náboje z WL do QD je velmi účinný. Usuzujeme tak z toho, že i při excitaci pod zakázaným pásem substrátu (ale stále energeticky nad WL) máme stále dostatečně silný signál, přestože je slabší, než signál po excitaci nad zakázaným pásem substrátu.

5.1 Srovnání vzorků s různou koncentrací Sb v SRL

Ze zkoumaných vzorků má mnohem silnější luminiscenci (podle kontinuálně měřených spekter, graf 4.1) vzorek 2076C (má menší obsah Sb v SRL). Při excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$ má

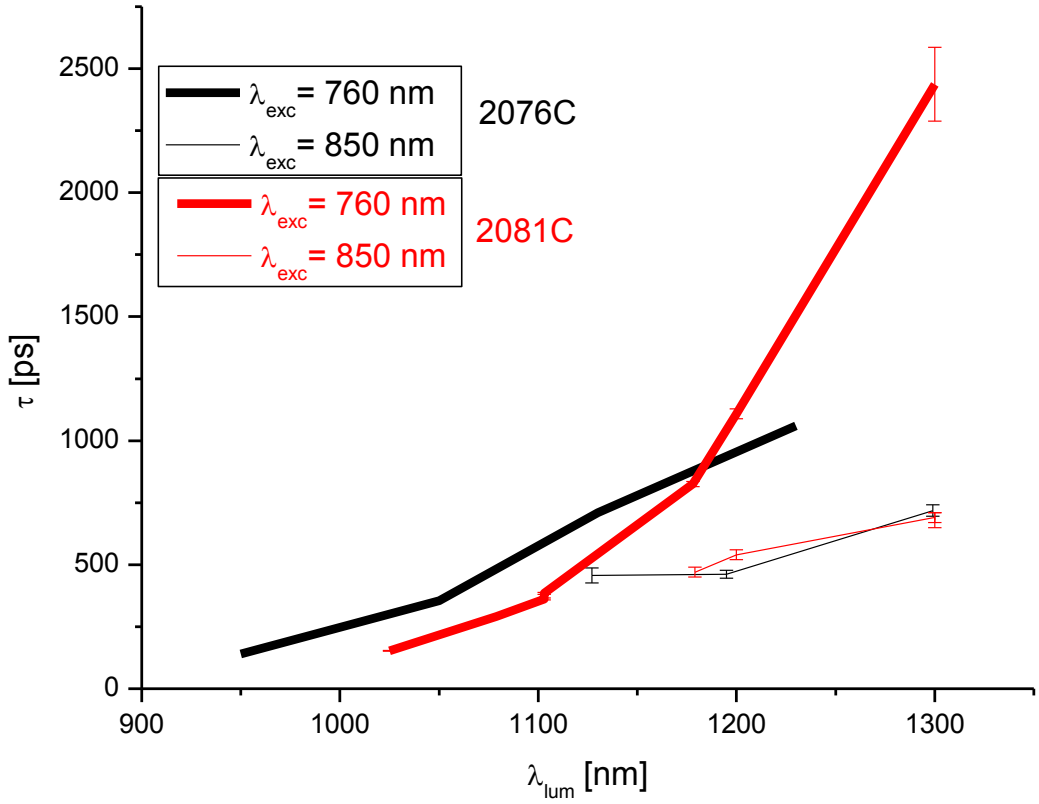
slabší luminiscenci v časovém maximu ($\sim 50\ ps$ po excitaci, graf 5.1), ale delší dobu doznívání luminiscence.



Graf 5.1: Srovnání spekter v časovém maximu luminiscence obou vzorků, $13\ K$

Z naměřených dat jsme monoexponenciálními fity obdrželi doby doznívání fotoluminiscence – viz graf 5.2. U obou vzorků pozorujeme základní charakteristiku: prodlužování doby luminiscence s prodlužující se vlnovou délkou. Všechny naměřené doby doznívání se pohybovaly v rozmezí mezi $50\ ps$ a $2{,}5\ ns$.

Z tohoto grafu se zdá, že vzorek 2081C po excitaci 760 nm svítí intenzivněji, než vzorek 2076C, což je v protikladu s grafem 4.1. Abychom získali spektrum získané kontinuálním měřením, je nutné vynásobit intenzity luminiscence naměřené v grafu 5.1 ještě dobami doznívání (graf 5.2). A protože vzorek 2076C má doby doznívání větší, než vzorek 2081C, v kontinuálních spektrech svítí intenzivněji právě on.



Graf 5.2: Srovnání všech dob doznívání při měřeních se srovnatelnými excitačními intenzitami (tj. $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ při $\lambda_{exc} = 760\ nm$ a $I_{exc} = 900\ W/cm^2$ při $\lambda_{exc} = 850\ nm$). Všechna měření byla provedena při $(12 - 12)\ K$

Dle grafu 5.2 existují očividné trendy platící u obou vzorků

- při neměnných excitačních podmínkách se doba doznívání prodlužuje (popř. zůstává konstantní) při zvyšující se λ_{lum}
- doby odznívání jsou u těchto vzorků při srovnatelné excitaci srovnatelné
- pro $\lambda_{exc} = 760\ nm$ (silné čáry) mají vzorky vždy delší doznívání, než po excitaci $\lambda_{exc} = 850\ nm$ (slabé čáry)

Doba doznívání je ovlivněna intenzitou excitace (viz grafy 4.11 a 4.19), teplotou vzorku (graf 4.13), i vlnovou délkou excitace (viz souhrnný graf 5.2). Pro menší excitační vlnové délky (tzn. více energetické záření) dostáváme delší doby doznívání. To si vysvětlujeme přítomností kaskádových procesů naznačených v obr. 5.1, kdy relaxace nosičů náboje z vyšších energetických stavů posiluje luminiscenci nižších stavů a stavu základního. Dále při excitaci 760 nm je závislost doby doznívání luminiscence vzorku 2081C na intenzitě excitace rostoucí, při excitaci 850 nm klesající. To svědčí o tom, že při excitaci 850 nm se projeví další nezářivé přechody (Augerova rekombinace a jiné). Dále také o tom, že při excitaci 760 nm se projevuje efekt zaplnění energetických hladin.

5.1: Diskuse a model – Srovnání vzorků s různou koncentrací Sb v SRL

Teplotní měření spekter v maximu luminiscence (pro vzorek 2076C se jedná o graf 4.23; pro vzorek 2081C o graf 4.6) ukazují na to, že pro teploty nižší, než $100\,K$ mají vzorky téměř neměnné charakteristiky. U vzorku 2076C poté dojde mezi $100\,K$ a $150\,K$ k výrazné změně vlastností, pak se opět charakteristiky nemění, a k další změně dochází mezi $200\,K$ a $250\,K$. Vzorek 2081C nevykazuje takovéto skokové chování. Jeho luminiscence postupně slábne, jak ukazuje zmiňovaný graf 4.6 i následný 4.7. Podobné chování bylo již naměřeno [10], a panuje přesvědčení, že v při rozdílných teplotách jsou v luminiscenci aktivní různé QD.

Doba doznívání vzorku 2081C je silně teplotně závislá (viz graf 4.13). Začíná na $\tau{\sim}390\,ps$ při $T = 13\,K$, vzroste až k $\tau{\sim}450\,ps$ při $T = 50\,K$, a poté již jen monotónně klesá až k $\tau{\sim}100\,ps$ při pokojové teplotě. Prvotní nárůst může být způsoben zvyšujícím se překryvem vlnových funkcí se vzrůstající teplotou; následný pokles pak zdůvodňujeme teplotním zhášením luminiscence a větší pravděpodobností nezářivé rekombinace. Teplotní závislost doznívání luminiscence vzorku 2076C nebyla proměřena.

Doba doznívání luminiscence u obou vzorků závisí i na vlnové délce excitačního pulzu – při kratší λ_{exc} je doznívání delší. Důvod je stále nejasný. Rychlejší doznívání luminiscence nemůže být způsobena delší difůzí nosičů náboje ze substrátu, poněvadž luminiscence substrátu dozní již za $\sim 200\,ps$ (viz tabulka 4.9).

Fakt, že i při $\lambda_{exc} = 850\,nm$ oba vzorky vykazují luminiscenci, poukazuje na to, že elektrony vyexcitované ve WL následně rekombinují v QD. Při excitaci $\lambda_{exc} = 950\,nm$ jsme již žádný signál nenaměřili, a lze tedy konstatovat, že excitace samotných QD není dostatečně efektivní, abychom ji byli schopni v naší laboratoři proměřit.

Nosiče náboje musí při přechodu do QD překonat určitou potenciálovou bariéru. Z teplotních měření na vzorku 2081C (grafy 4.12 a 4.13) vyplývá, že tato bariéra je vysoká $\sim 10\,meV$.

Poskytnuté vzorky vykazují určitou nehomogenitu rozložení velikosti QD (viz graf 4.1). Tato nehomogenita pouze posunuje vlnové délky luminiscenčních maxim, nemění však výrazně jejich intenzitu.

Závěr

V této práci jsme se věnovali zkoumání rekombinačních a relaxačních procesů v InAs kvantových teček (QD) vyrostlých na GaAs substrátu, překrytých GaAsSb krycí vrstvou (SRL). K časově rozlišenému měření jsme využívali metodu femtosekundové laserové spektroskopie, zvanou upkonverze (generace součtové frekvence).

V teoretické části jsme vypočítali ladicí křivky pro nelineární krystaly BBO dostupné na katedře chemické fyziky a optiky. Dále jsme shrnuli základní vlastnosti kvantových struktur a odlišnosti od objemových polovodičů.

V experimentální části jsme proměřili a porovnali fotoluminiscenci vzorků, s ohledem na vliv koncentrace Sb v SRL. Tento parametr výrazně ovlivňuje jak intenzitu, tak i časy doznívání luminiscence QD. Dále jsme studovali vliv teploty vzorku, excitační vlnové délky a intenzity na luminiscenční vlastnosti vzorků. Zejména jsem se zaměřili na rozdíl mezi excitací nosičů nad a pod zakázaný pás substrátu. Výsledky potvrzují, že významnou roli pro transport nosičů ve zkoumaných kvantových strukturách hraje jak substrát, tak i smáčecí vrstva (WL).

Pozorované rozdíly mezi dobami doznívání a jejich závislostmi na intenzitě excitace při rozdílných vlnových délkách excitačního pulzu naznačují, že nosiče náboje mohou rekombinovat v QD i pokud jsou vyexcitovány v substrátu. Při excitaci pod zakázaným pásem substrátu ale stále energeticky nad WL mají QD taktéž dostatečně mají silnou luminiscenci, která je ale znatelně slabší, než po excitaci nad zakázaným pásem substrátu, což svědčí o účinném transportu nosičů náboje také z WL. Bohužel kvůli malé hustotě QD ve vzorcích není možné dostatečně silně excitovat samotné QD – luminiscence je v tomto případě pod detekčním limitem našeho vybavení.

Pozorovali jsme klesající intenzitu luminiscence QD se zvyšující se koncentrací obsahu Sb v SRL. Doby doznívání luminiscence se ve všech vzorcích a za všech excitačních podmínek pohybovaly od $50\ ps$ do $2{,}5\ ns$. Se zvyšující se koncentrací Sb v SRL se také zpomaluje náběh luminiscence.

Z teplotních měření vyplývá, že nosiče náboje cítí potenciálovou bariéru $\sim 10\ meV$, při přechodu do QD.

Do SRL je možné zabudovat různou koncentraci Sb, rozdílné profily koncentrace. Navíc je možné vypěstovat QD různých velikostí, a všechny tyto parametry ovlivňují luminiscenční charakteristiky. K detailnímu porozumění procesů probíhajících ve zkoumaných heterostrukturách bude v budoucnu nutné porovnat sady porovnatelných vzorků, lišících se vždy pouze v jednom z uvedených parametrů.

Seznam použité literatury

[1] FOX, M. *Optical Properties of Solids*, Oxford: Oxford University Press, 2010

[2] KLENOVSKÝ, P., KŘÁPEK, V., MUNZAR D., HUMLÍČEK, J. *Electronic structure of InAs quantum dots with GaAsSb strain reducing layer: Localization of holes and its effect on the optical properties*, *Appl. Phys. Lett.* ***97,*** 2010

[3] HOSPODKOVÁ, A., FZÚ ČR, ústní sdělení, 22. listopadu 2011

[4] GRUNDMANN, M., STIER, O., BIMBERG, D., *InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure*, *Physical Review,* 1995, p969-981

[5] NEUDERT, K., TROJÁNEK, F., KULDOVÁ, K., OSWALD, J., HOSPODKOVÁ, A., MALÝ, P. *Ultrafast photoluminescence spectroscopy of InAs/GaAs quantum dots*, *Physica Status Solidi,* 2008, p853-856

[6] SHAH, J. *Ultrafast Luminescence Spectroscopy Using Sum Frequency Generation*, *IEEE Journal of Quantum Electronics,* 1988, p276-288

[7] KOŘÍNEK, M., *Nelineární optické vlastnosti polovodičových nanostruktur*, Praha, 2001

[8] PELANT, I., VALENTA, J. *Luminiscenční spektroskopie I*, Praha: Academia, 2006

[9] ADLER, F., GEIGER, M., BAUKNECHT, A., SCHOLZ, F., SCHWEIZER, H., PILKUHN, M. H., OHNESORGE, B., FORCHEL, A., *Optical transitions and carrier relaxation in self assembled InAs/GaAs quantum dots*, *J. Appl. Phys.* ***80,*** 1966

[10] HOSPODKOVÁ, A., FZÚ ČR, ústní sdělení, 11. dubna 2012

[11] BOYD, R. *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2008

[12] Beta Barium Borate – BBO Crystals, [online].Dostupné z URL: http://www.eksmaoptics.com/en/p/beta-barium-borate-bbo-crystals-298?t=specifications#tabs

[13] MLINAR, V., PEETERS, F. M. „021910," *Appl. Phys. Lett* ***91,*** 2007

[14] CHEN, J. F., CHEN, R. C. C., CHIANG, C. H., CHEN, Y. F., WU, Y. H., CHANG, L. „092110," *Appl. Phys. Lett.* ***97,*** 2010.

Seznam tabulek

Tabulka 1.1: Pět energeticky nejnižších stavů v kulově symetrickém QD s nekonečně vysokou bariérou

Tabulka 2.1: Řádný a mimořádný index lomu krystalu BBO

Tabulka 2.2: Sellmeierovy koeficienty

Tabulka 3.1: Podmínky pěstování vzorků

Tabulka 4.1: Srovnání energií excitačních fotonů se zakázaným pásem GaAs, InAs a WL

Tabulka 4.2: Přepočet mezi výkonem dopadajícím na vzorek v ohnisku čočky a energií v jednom excitačním pulzu

Tabulka 4.3: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ po excitaci $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Tabulka 4.4: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ při $12\ K$. Parametrem byla intenzita excitace

Tabulka 4.5: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na $\lambda_{lum} = 1103\ nm$ po excitaci $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$ pro různé teploty

Tabulka 4.6: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých vlnových délkách při $12\ K$ a $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Tabulka 4.7: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1200\ nm$ při $12\ K$. Parametrem byla intenzita excitace

Tabulka 4.8: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na luminiscenční vlnové délce $\lambda_{lum} = 1300\ nm$ při $12\ K$. Parametrem byla intenzita excitace

Tabulka 4.9: Výsledky monoexponenciálního fitu doznívání luminiscence na různých luminiscenčních vlnových délkách při $12\ K$ po excitaci $\lambda_{exc} = 760\ nm$ a $I_{exc} = 1100\ W/cm^2$

Tabulka 4.10: Monoexponenciální fit doznívání luminiscence na různých luminiscenčních vlnových délkách. $T = 13\ K$, $\lambda_{exc} = 850\ nm$ a $I_{exc} = 900\ W/cm^2$

Tabulka 4.1: Srovnání energií excitačních fotonů se zakázaným pásem GaAs, InAs a WL

Seznam použitých zkratek

AFM (atomic force microscopy, Mikroskopie atomárních sil)…mikroskopická technika používaná k trojrozměrnému zobrazování povrchů s rozlišením zlomků nanometrů

QD (quantum dot, kvantový bod)…struktura s nanometrovými rozměry

SRL (strain reducing layer, krycí vrstva)…vrstva na povrchu vzorku, která jej mechanicky kryje a navíc snižuje mechanické napětí v vznikající v QD jako důsledek rozdílnosti mřížkových konstant materiálů

WL (wetting layer, smáčecí vrstva)…tenká vrstva InAs na GaAs substrátu; pozůstatek po Stranski-Krastanowě metodě růstu QD