

Univerzita Karlova v Praze

Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Jan Salava

Detekce záření v blízké infračervené oblasti

Katedra chemické fyziky a optiky

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha, 2011

Na tomto místě bych velmi rád poděkoval panu doc. RNDr. Františku Trojánkovi, Ph.D., vedoucímu této bakalářské práce, za poskytnuté rady, poznámky a připomínky, které vedly k dokončení práce, za odborné vedení a za čas věnovaný konzultacím o dané problematice.

Dále bych také rád poděkoval Mgr. Martinu Kozákovi za rady, které mi poskytl během tvorby práce, a za čas, jenž se mnou strávil během měření a konzultací.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a 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 27. května 2011

podpis

Název práce: Detekce záření v blízké infračervené oblasti

Autor: Jan Salava

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D., katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: V předložené práci je studována schopnost detekce světla z infračervené spektrální oblasti fotonvoltaickou InAs diodou. Cílem práce je ověřit způsobilost fotonodiody pro práci v laboratoři změřením spektra fotosenzitivity, která je úměrná poměru výstupního signálu detekovaného diodou a energie v laserovém pulzu. Princip tohoto experimentu spočívá v ladění laserového svazku o vlnové délce 800 nm do vlnových délek odpovídajících blízké infračervené oblasti pomocí nelineárních optických jevů (konkrétně se jedná o optické parametrické zesílení). Vzhledem k tomu, že tovární nastavení laseru není konfigurováno pro práci s tak vysokými hodnotami vlnových délek, je dalším úkolem ověřit, zda laser skutečně produkuje světlo požadované vlnové délky. Ověření se dosáhne měřením spekter druhé harmonické ze signálního svazku vycházejícího z parametrického zesilovače.

V úvodní kapitole se nachází stručné seznámení s infračerveným zářením a s jeho využitím. Další kapitola je věnována popisu laserové sestavy, s níž měření probíhalo. Kapitola 4 je pak vyhrazena pro výsledky měření.

Klíčová slova: infračervené záření, fotonvoltaická dioda, optický parametrický zesilovač, optická parametrická generace

Title: Detection of light in the near infrared spectral range

Author: Jan Salava

Department: Department of Chemical Physics and Optics

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

Abstract: In the presented work is studied the ability of a photovoltaic InAs diode to detect light from the infrared spectral range. The goal is to verify the eligibility of the photodiode for the work in laboratory by measurement of the spectrum of photosensitivity, which is proportional of the ratio of output signal detected by the diode and energy in the laser pulse. The principle of this experiment is to tune the laser beam with a wavelength of 800 nm to the wavelengths corresponding to the near infrared region using nonlinear optical phenomena (namely the optical parametric amplification). According to the fact that the factory setting of laser system is not configured for work with such high values of wavelengths, the next task is to ascertain whether the laser system actually produces the desired wavelengths. Verification is achieved by measuring the spectra of the second harmonic of the signal beam coming from the parametric amplifier.

The opening chapter is a brief introduction to infrared radiation and its use. The next chapter is devoted to describe the laser assembly, with which the measurements were made. Chapter 4 is reserved for the results.

Keywords: infrared light, photovoltaic diode, optical parametric amplification, optical parametric generation

Obsah

1	Úvod	1
2	Infračervené záření	2
2.1	Objev infračerveného záření	2
2.2	Vlastnosti infračerveného záření	2
2.3	Využití infračerveného záření	4
2.3.1	Noční vidění	4
2.3.2	Termometry	4
2.3.3	Detekce ohně	4
2.3.4	Analyzátory plynů	5
2.3.5	Komunikace	5
2.4	Detekce infračerveného záření	5
2.4.1	Zdroje infračerveného záření	5
2.4.2	Transmisní systémy	6
2.4.3	Optické systémy	6
2.4.4	Charakteristika detektoru	7
2.5	Typy detektorů infračerveného záření	8
3	Experimentální uspořádání	10
3.1	Laserový systém	10
3.2	Optický parametrický zesilovač	12
3.3	Detektor	13
4	Výsledky měření	15
4.1	Měření spektra fotosenzitivity	16
4.2	Měření absorpce	19
5	Závěr	26
	Literatura	28
	Seznam obrázků	31
	Seznam tabulek	32

1 Úvod

Přestože je samo infračervené záření známo již přibližně 200 let, velký rozvoj jeho využití nastal až v posledních desítkách let. Svou důležitost nachází v různých odvětvích, která více či méně zasahují do našich životů - může se jednat o průmyslové využití, využití pro vojenské účely, za zmínku stojí i role infračerveného záření v komunikační sféře. Stručná charakteristika infračerveného záření včetně možných využití je popsána ve druhé kapitole této práce.

Se vzrůstající využitelností stoupá i potřeba detekce tohoto - lidskému oku neviditelného - záření. Běžné detekční prvky, jako např. CCD či křemíkové detektory, jež jsou konstruovány pro zachycení světla z viditelné části spektra (v případě křemíkových detektorů je tato oblast širší a sahá až do cca $1 \mu\text{m}$), zde selhávají a je tedy nutné vyvíjet nové prostředky pro detekci infračerveného záření.

Cílem této práce je experimentálně ověřit schopnost detekce infračerveného světla pomocí indium-arsenidové (zkráceně InAs) fotovoltaické diody, která je citlivá v oblasti vlnových délek od 1 do $3 \mu\text{m}$ (tato spektrální oblast má, jak je popsáno dále, svůj speciální název - *blízká infračervená oblast*). Data naměřená fotodiódou jsou po vyhodnocení porovnána s údaji uváděnými výrobcem, čímž je skutečně ověřeno, zda je studovaná detekční dioda vhodná k použití pro další experimenty.

Užitím běžného laseru je ovšem nesnadné dostat se až do oblastí vyšších vlnových délek - ladění laserových pulzů probíhá v optickém parametrickém zesilovači, kde je pomocí nelineárních optických jevů zajištěn posun do zmiňované oblasti spektra. Druhým úkolem při práci s takto generovanými pulzy tedy je ověřit, zda se skutečně pohybujeme v blízké infračervené oblasti. Toto ověření je založeno na měření vlnové délky druhé harmonické ze svazku vycházejícího z parametrického generátoru. Blíže je o prvcích používaných během experimentu pojednáno ve třetí kapitole, výsledky měření jsou uvedeny ve čtvrté kapitole.

2 Infračervené záření

2.1 Objev infračerveného záření

Infračervené záření je člověku známo již od počátku 19. století, kdy jeho existenci (přesně roku 1800) předpověděl britský astronom William Herschel. K objevu vedla náhoda - Herschel používal pro svá pozorování Slunce různé filtry, které měly chránit jeho zrak. Přestože filtry propouštěly velmi malou intenzitu světla, Herschel měl znatelný pocit tepla v oku; proto se domníval, že teplo k nám přichází ze Slunce ve formě lidskému oku neviditelné. [1]

Optickým hranolem pak rozkládal sluneční světlo na jednotlivé barvy a zároveň měřil teplotu rozloženého světla pomocí rtuťových teploměrů. Teplota záření byla největší směrem k červenému kraji spektra a nejvyšších hodnot dosahovala dále za hranici viditelného červeného světla. Proto se tomuto záření říká *infračervené záření* nebo (vzhledem k jeho charakteru) *tepelné záření*. [2]

2.2 Vlastnosti infračerveného záření

Infračervené záření je speciálním typem elektromagnetického záření, jehož vlnová délka je větší než vlnová délka viditelného světla, ovšem leží pod oblastí mikrovlnného záření. Ve spektru má infračervené (IR z angl. *infrared*) záření rozsah od cca 750 nm (energetický ekvivalent 1,65 eV) do cca 1 mm (1,2 meV) ([3], [4]).

Samotné infračervené záření je dále možno dělit na jednotlivá pásma vymezením oblasti vlnových délek ([4])

- *blízká* (near) *infračervená oblast* (NIR) zabírá oblast vlnových délek v rozsahu $0,75 \mu\text{m} - 3 \mu\text{m}$ → emise záření v této spektrální oblasti je způsobena přechody mezi excitovanými elektronovými stavy
 - mezi zdroje IR záření v NIR oblasti patří z pevnolátkových laserů především Nd:YAG¹ (*YAG... Yttrium Aluminum Garnet*), dále pak též lasery Tm:YAG, Ho:YAG, Er:YAG ([5])

¹Tento zápis značí, že v tomto konkrétním případě je chemickým prvkem vlevo - tj. neodymem - obohacena sloučenina napravo.

- *střední* (middle či medium wave) *IR oblast* (MWIR) je oblast v pásmu $3 \mu\text{m} - 6 \mu\text{m} \rightarrow$ tento typ IR záření vzniká při kvantových přechodech mezi vibračními stavy molekul
 - zdrojem IR záření v této oblasti jsou *molekulární plynové lasery* (s náplní tvořenou např. CO_2) ([5])
- *vzdálená* (far) *IR oblast* (FIR) má rozsah $6 \mu\text{m} - 15 \mu\text{m} \rightarrow$ za záření této spektrální oblasti jsou zodpovědné rotační kvantové přechody
- *ultra-vzdálená* (ultrafar) *IR oblast* odpovídá vlnovým délkám nad hodnotou $15 \mu\text{m}$

IR záření má několik specifických vlastností. V první řadě není viditelné pouhým lidským okem - to je v jistých případech využitelné (např. v bezpečnostní sféře), ovšem svým způsobem tato vlastnost stěžuje samotné měření a manipulaci s IR světlem.

IR záření má také malou energii, což je způsobeno tím, že energie záření je až na konstanty nepřímo úměrná vlnové délce studovaného záření (např. [4, 6], viz vztah (2.2)). Nicméně energie IR záření je přibližně rovna vibrační a rotační energii molekul, což napomáhá k identifikaci molekul právě pomocí IR záření - tohoto jevu využívá infračervená spektroskopie, která je díky principu interakce IR záření s molekulami nedestruktivní analytickou metodou.

Jak již bylo výše zmíněno, IR záření pokrývá spektrum dlouhých vlnových délek a tudíž je takové záření méně rozptýlené a poskytuje lepší transmisi skrze různé materiály.

IR záření je emitováno všemi objekty s absolutní teplotou větší než 0 K . Představme si těleso, které pouze vyzařuje energii a veškeré dopadající záření pohlcuje - mluvíme o *absolutně černém tělese* (AČT) - energii dodanou tělesu využívají molekuly ke zvýšení intenzity svého pohybu (rotačního a vibračního). Takové molekuly se ovšem nacházejí v nestabilním stavu - při vzájemných srážkách přechází na nižší rotační a vibrační hladiny, přičemž vyzáří jisté energetické kvantum. Molekuly vyzařující malá energetická kvanta tedy „produkují“ IR záření, [7]. Energetické vyzařování AČT se řídí Stefanovým-Boltzmannovým zákonem ([8])

$$u(T) = \sigma T^4, \quad (2.1)$$

kde u je objemová hustota elektromagnetické energie, T je teplota a σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta.

Lidské oko z tohoto důvodu nemůže být uzpůsobeno k pozorování IR záření, protože samo jisté IR záření produkuje a bylo by tak oslepeno. Vyzařovací energie

IR záření je podmíněna vlastnostmi objektu, jako je jeho teplota či konkrétní povrchové podmínky.

2.3 Využití infračerveného záření

2.3.1 Noční vidění

Jednou z nejnámějších aplikací IR světla je noční vidění (z angl. *night vision*) - z několika druhů technik užívaných pro noční vidění je v našem případě zajímavá technologie tzv. *aktivní iluminace*. Tato metoda spočívá v zesílení intenzity světla z pozorované oblasti pomocí aktivního osvětlovacího zdroje v blízké infračervené oblasti. Vlastní snímání následně probíhá pomocí CCD (z angl. *charge-coupled device*) kamer, které jsou citlivé i na světlo z této spektrální oblasti. Z tohoto důvodu je aktivní infračervené zobrazování hojně využíváno pro vojenské aplikace, stejně tak nachází využití i v bezpečnostní sféře - důvodem je možnost zachytit obraz i ve chvíli, kdy v pozorované oblasti není dostatek viditelného světla. [9]

2.3.2 Termometry

Všechna tělesa s absolutní teplotou vyšší než 0 K vyzařují IR záření. Proto je možné využít takto vyzářené IR záření k měření teploty objektů. Množství emitovaného IR záření ovšem nezávisí pouze na teplotě tělesa - musí být počítáno s tzv. *emisivitou* e (praktické příklady: pro absolutně černé těleso je $e = 1$; pro lidskou kůži je $e = 0,99$; stromy, voda, listy mají $e = 0,98$, [4]). Emisivita je totiž závislá jak na teplotě studovaného tělesa, tak i na vlnové délce záření tohoto předmětu. Výhoda měření teploty těles pomocí vyzařovacích termometrů spočívá v bezkontaktnosti měření a v rychlé odezvě. Detektory užívané v termometrech musí být vybírány s ohledem na teplotu a materiál daného předmětu.

2.3.3 Detekce ohně

Světlo emitované při hoření je rozloženo od ultrafialové oblasti až po IR oblast - je proto na místě používat detektorů IR záření i k detekci požárů. Takto konstruované hlásiče požáru většinou nachází uplatnění v místech, kde by klasický kouřový alarm neobstál (např. by způsoboval planý poplach, apod.). K detekci takto širokého spektra se většinou užívá speciálních kombinací diod. [4, 10]

2.3.4 Analyzátořy plynů

Analyzátořy plynů založené na detekci IR zářeni využívají absorpce světla z IR oblasti v plynech; jejich pomocí lze měřit např. hustotu plynů.

Existují dvě metody analýzy plynů. První z nich se nazývá disperzní metoda a je založena na spektroskopickém rozkladu IR světla vycházejícího ze zdroje. Po průchodu na spektrum rozloženého IR světla se měří absorpční charakteristika, která pomáhá určit složení a množství zkoumaného vzorku.

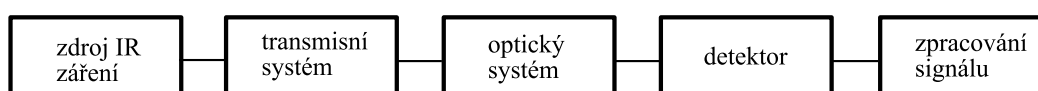
Druhá metoda se jmenuje nedispersní a s její pomocí se měří pouze absorpční charakteristika IR světla po průchodu plynem. Nedispersní metoda se často užívá k měření výfukových plynů. [4]

2.3.5 Komunikace

Mezi nejnámější přístroje zprostředkovávající přenos informace na krátké vzdálenosti patří komunikační infračervený port zvaný IrDA (*Infrared Data Association*). Port vysílá a přijímá IR záření o vlnové délce 875 nm, vysílacím prvem bývají LED diody či IR laserové diody, jako přijímač slouží fotodiody. Velkou nevýhodou přenosu informací pomocí IR záření je potřeba přímé viditelnosti a krátkých vzdáleností mezi vysílačem a přijímačem (dosah komerčně užívaných IR komunikačních zařízení bývá v řádu jednotek metrů). [11]

2.4 Detekce infračerveného záření

Typický systém pro detekci IR záření má následující schéma ([4]):



Obrázek 2.1: Schéma detekce IR záření

2.4.1 Zdroje infračerveného záření

Jak již bylo uvedeno výše, všechny objekty s absolutní teplotou větší než 0 K vyzařují IR záření (např. lidské tělo o teplotě $37^{\circ}\text{C} \approx 310\text{ K}$ vyzařuje IR energii s maximem v blízkosti $10\ \mu\text{m}$). Mezi zdroje IR záření patří např. *černá tělesa* (*černé zářiče* - ideální těleso pohlcující veškeré dopadající záření všech vlnových délek, současně je však také ideálním zářičem - ze všech těles stejné teploty vyzařuje největší množství zářivé energie, [12]), *wolframové lampy* či *karborundum* (z angl. silicon carbide), dalším zdrojem pak jsou IR lasery emitující IR energii příslušné vlnové délky.

Vedle zmíněných zdrojů, jimiž emitované IR záření je měřeno, se objevuje i pozadí záření, které pochází ze země (její teplota je okolo 300 K) - vlivem fluktací, způsobených právě pozadím, vzniká při měření v regionu kolem 3 μm šum, jenž není možné zanedbat (k jeho potlačení se užívá různých chladících filtrů), [4].

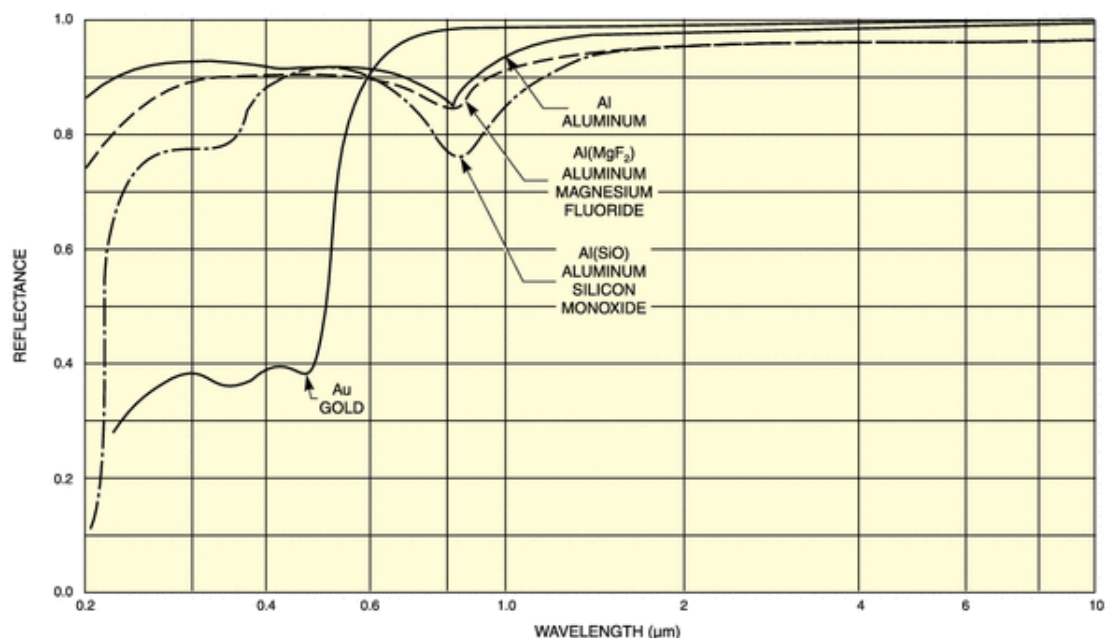
2.4.2 Transmisní systémy

Typicky užívaná transmisní média při práci s IR zářením zahrnují *vakuum*, *vzduch* a *optická vlákna*, [4].

2.4.3 Optické systémy

Optické systémy jsou při práci s IR zářením použity k fokusaci IR záření. Mezi užívané optické systémy patří - *optické čočky* zhotovené z křemene, germania či křemíku, *polyetylenové Fresnelovy čočky* a *zrcadla* pokrytá hliníkem, zlatem či stříbrem, případně podobnými materiály (na základě potřeby propustnosti (odrazivosti) příslušných vlnových délek), [4].

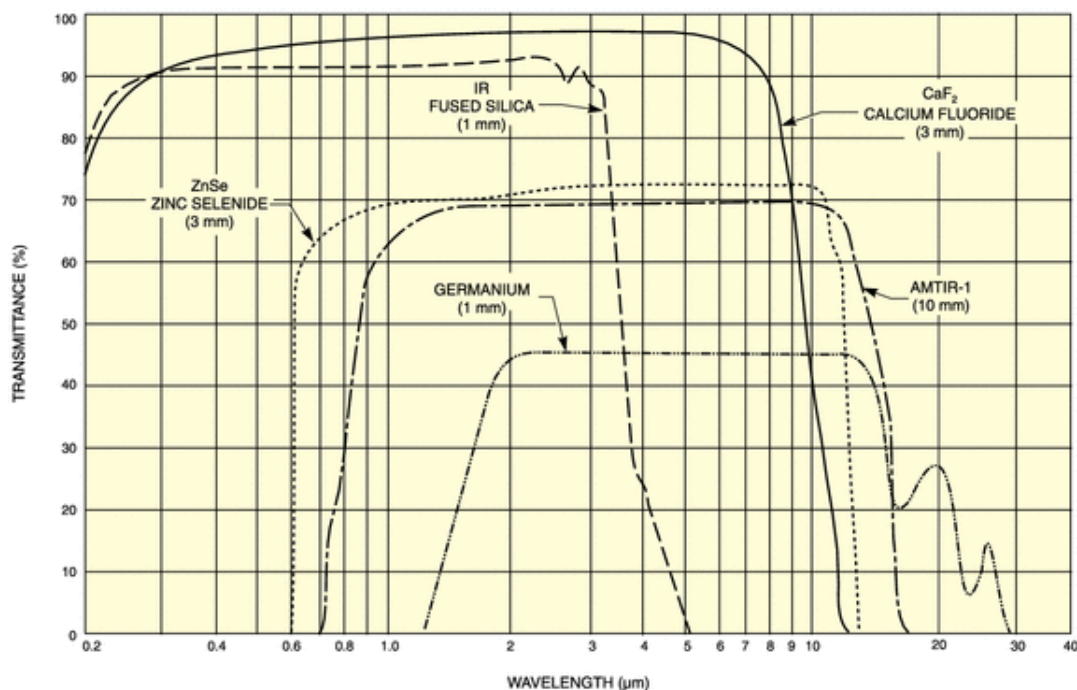
Vzhledem k povaze experimentů je samozřejmě žádoucí, aby byla odrazivost zrcadel v IR oblasti co možná největší - nejlepší odrazivosti se dosahuje pokovením zrcadel zlatem či hliníkem (viz obr. 2.2 - [13]):



Obrázek 2.2: Spektrální závislost odrazivosti různých materiálů užívaných k pokovení zrcadel

Pro přehlednost je vhodné na tomto místě uvést i spektrální závislost transmi-

tance optických materiálů vyráběných speciálně pro práci s IR zářením ([13]):



Obrázek 2.3: Transmittance IR optických materiálů

2.4.4 Charakteristika detektoru

Rozlišujeme dva druhy detektorů IR záření - první z nich je *detektor termálního typu*, který nemá žádnou závislost na vlnových délkách; druhým je *detektor kvantového typu*, který již je závislý na vlnových délkách.

Energie fotonů je vyjádřena následující rovnicí ([4]):

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2.2)$$

kde c je rychlost světla ($\approx 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$, [14]), h je Planckova konstanta ($\approx 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$, [14]) a λ je vlnová délka. Vzhledem k tomuto vztahu je energie fotonů IR záření (v porovnání s ultrafialovým a viditelným světlem) malá - ke zvýšení účinnosti a k potlačení šumů detektorů IR záření jsou tyto mnohdy chlazeny.

Významnou charakteristikou detektorů IR záření je tzv. *fotosenzitivita* ([4]):

$$R = \frac{S}{P}, \quad (2.3)$$

kde S je výstupní signál ([V]), P je výkon ([W]).

Další charakteristickou veličinou popisující výkonnost IR detektoru je *ekvivalentní šumový výkon* (z angl. *noise equivalent power*) neboli *NEP* - tato veličina

určuje hranici šumu, pod kterou výrazně klesá přesnost měření s detektorem, [15]. Ve své podstatě se jedná o porovnání dopadajícího světla s vnitřním šumem detektoru dle vztahu ([4]):

$$NEP = \frac{P}{\left(\frac{S}{N}\right) \cdot \sqrt{\Delta f}}, \quad (2.4)$$

kde N je výstupní šum ([V]), veličina $\frac{S}{N}$ vyjadřuje poměr signálu ku šumu detektoru², Δf je šířka pásma šumu. Vzhledem k tomuto vztahu je možná ještě jiná interpretace veličiny NEP - jedná se o množství dopadajícího světla, je-li poměr $\frac{S}{N}$ roven 1. Čím větší je uváděný poměr $\frac{S}{N}$, tím lepší signál dostáváme; odtud je patrné, že čím kvalitnější detektor požadujeme, tím menší musí NEP být, [17].

Třetí důležitou veličinou k popisu detektoru je *specifická detektivita* ([4]):

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP}, \quad (2.5)$$

kde A ([m²]) značí aktivní oblast detektoru. Variací tohoto vztahu může být „obyčejná“ *detektivita* ([17]):

$$D = \frac{1}{NEP}. \quad (2.6)$$

2.5 Typy detektorů infračerveného záření

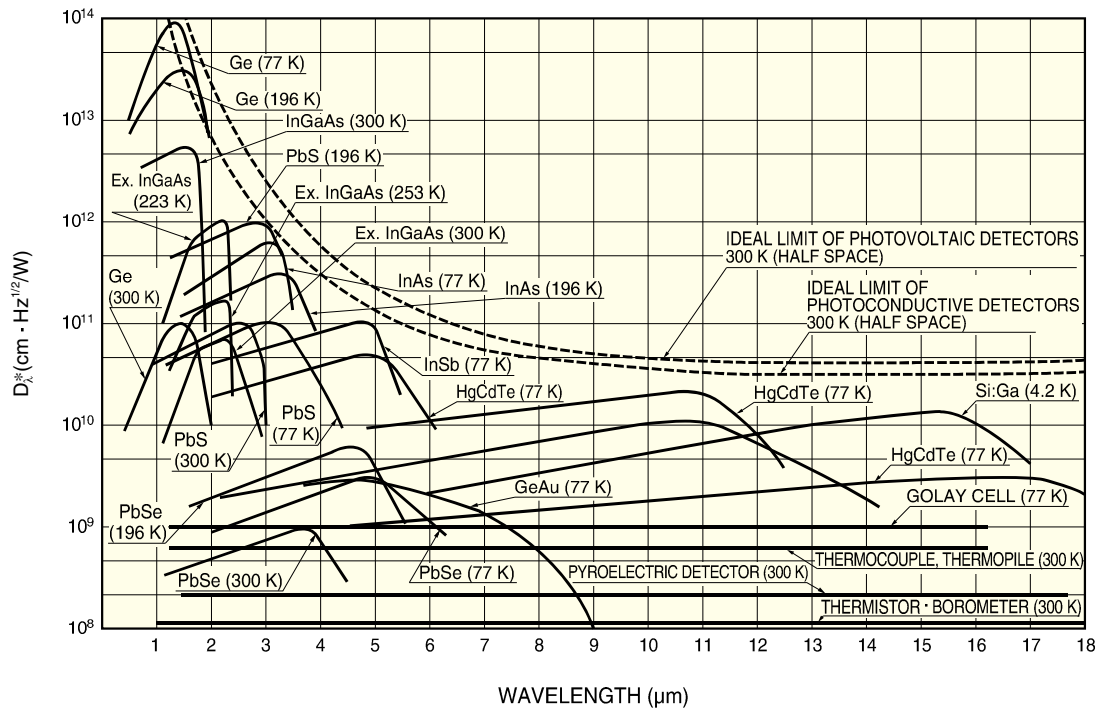
Detektory se klasifikují do již zmíněných dvou druhů - *termální* a *kvantový* typ.

- Termální (tepelné) detektory využívají IR energie jako tepla a jejich fotosenzitivita je tak nezávislá na vlnové délce IR záření. Jednou z technických výhod tepelných detektorů je fakt, že nepotřebují chlazení. Nevýhodou je pomalý reakční čas a malá citlivost detekce.
- Kvantové detektory poskytují vyšší detekční výkon a rychlejší odezvu, ačkoli je jejich fotosenzitivita závislá na vlnové délce studovaného IR záření. Pro přesné měření s kvantovými detektory je potřeba detektory tohoto typu chladit, jedinou výjimkou jsou detektory blízkého IR záření.

²Fotony jsou svými zdroji emitovány náhodně, tedy počet zdrojem emitovaných fotonů nemůže být konstantní a při měření se mohou projevit nežádoucí statistické fluktuaace. Ze samé podstaty principu emise fotonů je šum v detektorech nevyhnutelný - šum je při měření tím větším problémem, čím menší je optická intenzita měřeného světla.

Šum lze rozdělit na dva druhy - jedním z nich je tzv. *temný proud* (*dark current*), který se projevuje jako konstantní odezva detektoru ve chvíli, kdy ovšem samotný detektor není osvětlován. Druhým typem je tzv. *termální šum* (jinak též *Johnsonův* či *Nyquistův šum*), který vzniká tepelným pohybem elektronů ve vodiči v rovnováze - tento děj probíhá bez ohledu na přiložené napětí. [16]

Pro shrnutí uvádím v [4] prezentovaný přehled vhodnosti užití různých typů detektorů v závislosti na vlnové délce:



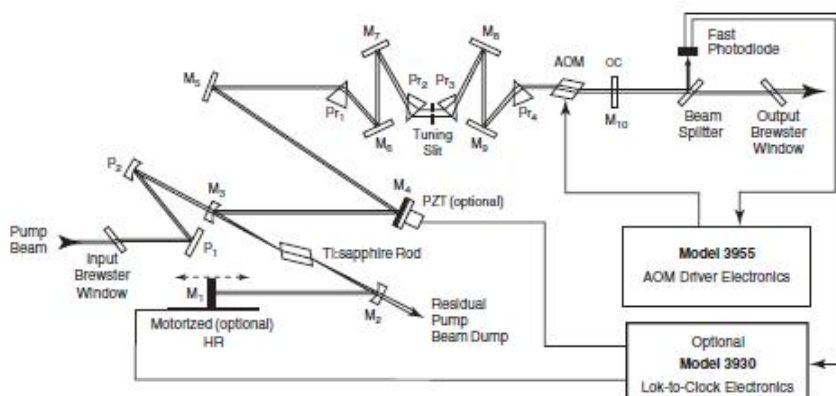
Obrázek 2.4: Vhodnost užití detektorů v grafu závislosti specifické detektivnosti na vlnových délkách

3 Experimentální uspořádání

3.1 Laserový systém

Laserový systém od firmy *Spectra Physics* užívaný při experimentu je složen z femtosekundového laseru TSUNAMI, jenž je čerpán pevnolátkovým laserem MILLENNIA PRO. Následuje zesilovač SPITFIRE, který je čerpán taktéž pevnolátkovým laserem EMPOWER. Na konci této sestavy je optický parametrický zesilovač TOPAS.

Femtosekundový Ti:Sapphire laser *Tsunami* je z rodiny pevnolátkových laserů a nabízí jednu z nejširších laditelných oblastí spektra v rozmezí 700 nm - 1080 nm. Tento laser pracuje na vlnové délce 800 nm a má opakovací frekvenci 80 MHz. Hlavice *Tsunami* laseru obsahuje Ti:Sapphire-tyč a optické prvky, které dohromady tvoří dutinu rezonátoru. U femtosekundového modelu laseru se k eliminaci disperze používá soustava hranolů a k vymezení vlnové délky svazku je užíváno štěrbinu (z angl. *tuning slit*). Pro dlouhodobý stálý výkon laseru je nutné udržovat Ti:Sapphire tyč na patřičné konstantní teplotě pomocí chladicího systému, [18, 19]. Dle uživatelské příručky [19] je schéma užívaného laseru následující:



Obrázek 3.1: Dráha svazku ve femtosekundovém modelu laseru *Tsunami*

Aktivním médiem *Tsunami* laseru je tyč z krystalu safíru obohaceného ionty Ti^{3+} . Laser musí pracovat v režimu synchronizace módů (z angl. *phase mode-locking* nebo pouze *phase-locking*), chceme-li získat femtosekundové pulzy - tzn. je potřeba docílit fixního fázového vztahu mezi podélnými mody v dutině rezoná-

toru, [20]. Parametry laseru *Tsunami* jsou shrnuty v následující tabulce:

rozsah ladění	700 – 1050 nm
průměrný výkon	> 0,7 W pro 800 nm
šířka v pulzu	< 100 fs
výkon v píku	> 80 kW pro 800 nm
energie v pulzu	~ 8 nJ
opakovací frekvence (nominální)	80 MHz
průměr svazku	< 2 mm

Tabulka 3.1: Specifikace femtosekundového laseru *Tsunami* čerpaného laserem *Millennia Pro* o výstupní energii 5 W, [18, 21]

Jak je výše uvedeno, *Tsunami* laser je čerpán pomocí pevnolátkového laseru *Millennia Pro 5SJ*. Tento diodami čerpaný laser produkující kontinuální svazek poskytuje čerpací energii přesahující 5 W při vlnové délce 532 nm. Aktivním médiem je v tomto případě yttrium-vanadátový krystal obohacený ionty Nd^{3+} (tzn. Nd:YVO_4). Výkonné diody vyzařují spojitě záření v IR oblasti s výkonem okolo 10 W v okolí 1064 nm s účinností přesahující 50%. Takto vyzářené světlo je pomocí optických vláken fokusováno na Nd:YVO_4 laserový krystal a slouží k čerpání aktivního prostředí. Frekvence fotonů 1064 nm-laserového svazku je zdvojnásobena pomocí LBO (správněji LiB_3O_5) krystalu a na výstupu dostáváme světlo o vlnové délce 532 nm. Specifikace čerpacího laseru je uvedena v následující tabulce:

výstupní výkon	5 W
vlnová délka svazku	532 nm
průměr svazku	2,3 mm \pm 10%

Tabulka 3.2: Specifikace čerpacího laseru *Millennia Pro*, [22]

Svazek vytvořený laserem *Tsunami* je následně veden do ultra-rychlého zesilovače *Spitfire*. Pomocí zesilovače lze dosáhnout větších energií v pulzu - dle výrobce [23], může tato hodnota přesahovat 3 mJ (maximum energetického píku se nachází v okolí 800 nm). Vyšší energie v píku následně umožňuje využití nelineárních procesů, jako je například optické parametrické zesílení (jenž je prováděno pomocí optického parametrického zesilovače *Topas*). V následující tabulce jsou uvedeny některé technické specifikace, které jsou převzaty od výrobce, [23]:

šířka pulzu	< 100 fs
opakovací frekvence	1 kHz
energie v pulzu	> 3 mJ (1 kHz)
průměr svazku (nominální)	8 mm

Tabulka 3.3: Technické parametry ultra-rychlého zesilovače *Spitfire*

Zesilovač *Spitfire* je čerpán pevnolátkovým, diodami čerpaným Nd:YLF laserem *Empower* s výstupem v oblasti zelené části spektra (527 nm). Tento laser je schopen dosahovat výkonu přesahujícího hodnotu 30 W při opakovací frekvenci 1 kHz; energie v pulzu mohou přesáhnout hodnoty 20 mJ, [24]. Zde je uvedena technická specifikace dle výrobce [25]:

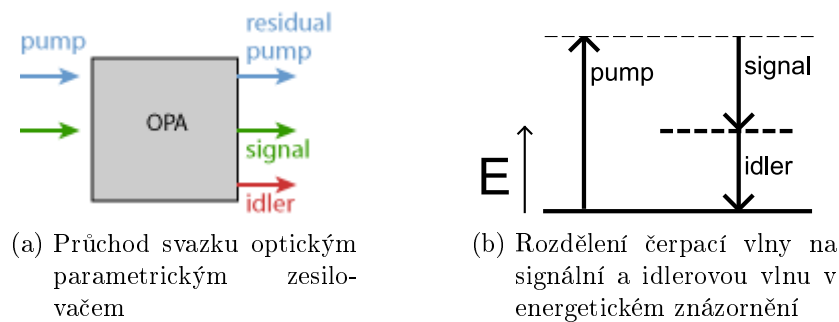
energie v pulzu	> 28 mJ (1 kHz)
opakovací frekvence	1 kHz
výstupní vlnová délka	527 nm
průměr svazku (nominální)	3 mm

Tabulka 3.4: Technické parametry čerpacího laseru *Empower*

3.2 Optický parametrický zesilovač

Svazek zesílený v zesilovači *Spitfire* je nakonec veden do optického parametrického zesilovače (z angl. *optical parametric amplifier... OPA*) *Topas*, který slouží k rozšíření oboru laditelných vlnových délek na rozsah cca 240 – 2600 nm (svazek vycházející ze zesilovače *Spitfire* je tedy čerpacím svazkem *Topasu*).

Dle [26] princip optického parametrického zesílení (*optical parametric amplification*) spočívá v zesílení signálního svazku (*signal beam*) v nelineárním prostředí čerpacím svazkem (*pump beam*) kratší vlnové délky. Fotony čerpacího svazku jsou přeměněny na fotony signálního svazku (jejich energie se zmenší) a na stejný počet fotonů tzv. jalové vlny (*idler beam*). Energie fotonů idleru je pak právě rozdílem mezi energiemi fotonů čerpací a signální vlny, jak je patrné z obrázku 3.3 ([26]):



Obrázek 3.2: Schematické znázornění principu optického parametrického zesilovače

Jestliže uvažujeme nedegenerovaný případ, pak signální a jalová vlna představují fyzicky oddělené svazky.

K zesílení dochází při splnění fázové synchronizační podmínky (*phase matching*

condition), která je dle [27] vyjádřena vztahy

$$\omega_{\text{pump}} = \omega_{\text{signal}} + \omega_{\text{idler}}, \quad (3.1)$$

$$n_{\text{pump}}\omega_{\text{pump}} = n_{\text{signal}}\omega_{\text{signal}} + n_{\text{idler}}\omega_{\text{idler}}, \quad (3.2)$$

jež musí být splněny současně.

Dle [20] jsou použity v rámci optického parametrického zesilovače *Topas* dva zesilovací stupně, během nichž světelný svazek prochází nelineárními BBO krystaly (β -BaB₂O₄). V první fázi je v safírové destičce generováno širokopásmové femtosekundové kontinuum. Vybraná vlnová délka z kontinua slouží jako signální svazek při dvoustupňovém zesílení v krystalech BBO.

Splnění podmínek fázové synchronizace zajišťuje možnost spojitě změny výstupních frekvencí $\omega_{\text{signál}}$ a ω_{idler} pomocí změn indexů lomu $n_{\text{signál}}$, $n_{\text{čerpání}}$ a n_{idler} . Ovlivnění hodnot indexů lomu se provádí natáčením krystalů.

3.3 Detektor

Jako detektor je použita InAs fotovoltaiická dioda *Hamamatsu P10090-21* s $p-n$ přechodem, která je vysoce citlivá právě v oblasti infračerveného záření v okolí $3 \mu\text{m}$. Výhodou fotovoltaiických InAs diod je dle [4] jejich malá náchylnost k šumu - za hlavní zdroj šumu v těchto diodách je považován tzv. Johnsonův šum, jehož hodnotu lze určit ze vztahu ([4])

$$i_{\text{J}} = \sqrt{\frac{4kTB}{R_{\text{sh}}}}, \quad (3.3)$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota, B je šířka pásma šumu, R_{sh} je „bočnickový“ odpor (z angl. *shunt resistance*).

Na následujícím obrázku je fotografie detekční diody, jak je uvedena v oficiálních materiálech výrobce ([32]):



Obrázek 3.3: Detekční InAs dioda

Fotodioda je chlazená dvoustupňovým Peltierovým článkem na -40°C .

Základní parametry detektoru jsou převzaty z materiálů výrobce ([32]) a jsou uvedeny v tabulce 3.5:

aktivní oblast detekce	1 mm
oblast spektrální odezvy	$3,45 \mu\text{m}$
vlnová délka v maximu	$3,25 \mu\text{m}$

Tabulka 3.5: Základní parametry užití InAs diody

4 Výsledky měření

Cílem prováděných experimentů bylo ověření výrobcem uváděných hodnot a z toho vyplývající ověření vhodnosti diody pro práci v laboratoři a zkoumání propustnosti některých látek v infračervené části spektra.

Pomocí výše popsaného laserového systému bylo tvořeno světlo různých vlnových délek, spadající do oblasti blízkého IR záření. Laserem emitované světlo bylo vedeno soustavou optických prvků na detektor IR záření, kterým je InAs fotovoltaický detektor P10090-21 (výrobcem je firma *Hamamatsu*). Hlavní úlohou optických prvků bylo jak zeslabení intenzity světelného svazku, aby nedošlo k poškození detekční diody, tak i fokusace svazku na fotodiodu.

Do oblasti infračerveného spektra se dostáváme pomocí parametrické generace - její princip je zmíněn v kapitole 3.2 o optickém parametrickém zesilovači. Pro případ experimentu je vhodné ještě jednou zmínit tento princip s využitím konkrétních hodnot: v laseru *Tsunami* je vytvořen pulz s maximem v okolí 800 nm, který je veden po zesílení do optického parametrického zesilovače *Topas*. Fotonům tohoto 800 nm vlnění můžeme s využitím hodnot z [14] (zmíněných v kapitole 2.4.4) a vztahu (2.2) přiřadit příslušnou energii - konstanta úměrnosti je $hc \approx 1242 \text{ eV} \cdot \text{nm}$, po dosazení vlnové délky $\lambda = 800 \text{ nm}$ a konstanty hc dostáváme pro energii fotonů 800 nm-vlnění hodnotu $E_{\text{celk}} \approx 1,55 \text{ eV}$. Z fotonu této energie vzniknou při parametrické generaci v *Topasu* fotony dva, mezi něž se zmiňovaná energie rozdělí - jeden z fotonů pak náleží signální vlně a druhý z nich náleží jalové vlně neboli idleru. Tento poznatek lze matematicky vyjádřit takto

$$E_{\text{celk}} = E_{\text{idler}} + E_{\text{signál}}, \quad (4.1)$$

což můžeme se znalostí vztahu (2.2) zapsat i jako

$$\frac{1}{\lambda_{\text{celk}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{idler}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{signál}}}. \quad (4.2)$$

Během měření jsme ověřovali vlnovou délku světelného svazku detekovaného diodou pomocí generace druhé harmonické frekvence - tímto postupem jsme se vyhnuli potřebě užívat speciální infračervený spektrometr. Princip tohoto ověření spočíval v měření spektrální závislosti intenzity druhé harmonické ze signální

vlny. Svazek vycházející z laseru byl namířen na optický krystal z nelineárního materiálu KDP, v němž probíhá generace druhé harmonické. Při tomto procesu jsou fotony svazku interagující z nelineárním materiálem kombinovány tak, aby vytvořily nové fotony s dvojnásobnou energií a tedy s poloviční vlnovou délkou - [28]. Změřením vlnové délky druhé harmonické ze signální vlny tím pádem známe vlnovou délku signální vlny, jejíž hodnota je

$$\lambda_{\text{signál}} = 2 \cdot \lambda_{\text{signál}}^{(2. \text{ harmonická})}. \quad (4.3)$$

Se znalostí této hodnoty již není těžké dopočítat vlnovou délku idlerové vlny ze vztahu (4.2) a tím ověřit správnost parametrů nastavených na laseru.

4.1 Měření spektra fotosenzitivity

V rámci experimentu byla měřena jedna z důležitých veličin charakterizujících detekční diodu, tedy spektrální závislost fotosenzitivity detektoru. Pro určení této veličiny je potřeba změřit velikost výstupního signálu z fotodiody pomocí fázově citlivého zesilovače (lock-in) a energii v laserovém pulzu pomocí pyroelektrického detektoru (tato veličina nahrazuje výkon v pulzu P ze vztahu (2.3)). Poměr těchto dvou hodnot je pak (viz vztah (2.3)) úměrný hledané fotosenzitivitě.

Měření probíhala na vlnových délkách 1800, 2000, 2200, 2400 a 2600 nm - odtud je patrné, že detekovanou vlnou byla vlna idlerová (signální vlnu je možné zesilovat pouze do 1600 nm). V níže uváděné tabulce 4.1 jsou pro danou vlnovou délku zaneseny nejen hodnoty energie v laserovém pulzu E ihned po výstupu z laserového systému, ale i hodnoty „zeslabené“ energie v pulzu $E^{(\text{detekováno})}$. Tato zeslabená hodnota energie v pulzu je skutečnou energií, která se dostane až k detekční diodě. Samotné zeslabení je zapříčiněno soustavou filtrů, které bylo nutné umístit do dráhy svazku, aby nedošlo k zničení detekční diody dopadem příliš silného světla. Na každém filtru je uvedena jeho konkrétní hodnota zeslabení x_i (tzv. optická hustota), k dosažení použitelné filtrace bylo užito více filtrů s různými hodnotami x_i , přičemž výsledné zeslabení je určeno součtem těchto hodnot, tedy $x = \sum_i x_i$. Převodní vztah má pak tvar

$$E^{(\text{detekováno})} = 10^{-x} \cdot E. \quad (4.4)$$

Dále jsou v tabulce 4.1 uvedeny i hodnoty výstupního signálu S detekované diodou.

λ [nm]	E [μ J]	zeslabení filtry	$E^{(\text{detekováno})}$ [pJ]	S [mV]
1800	56	$10^{-6,6}$	14,1	15,0
2000	57	10^{-7}	5,7	14,9
2200	48	10^{-7}	4,8	15,6
2400	41	10^{-7}	4,1	15,1
2600	13	$10^{-6,6}$	3,3	14,6

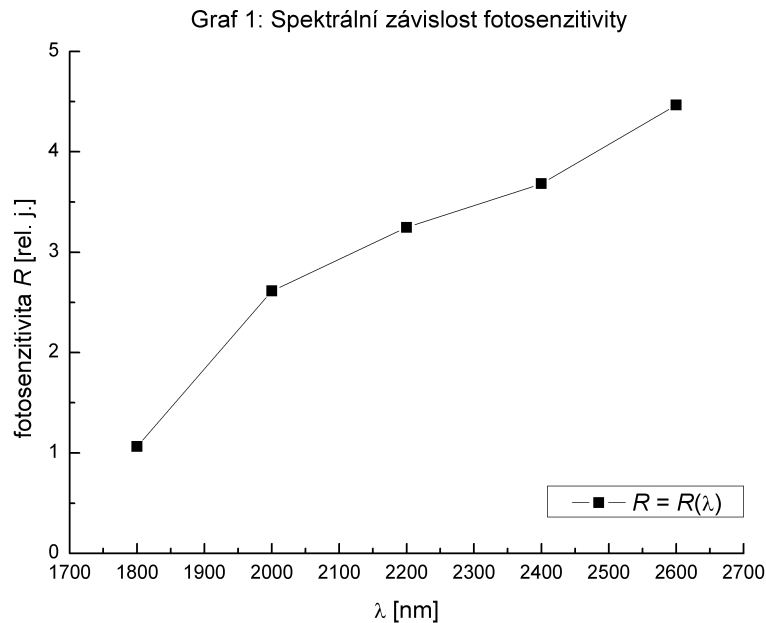
Tabulka 4.1: Hodnoty naměřené pro výpočet fotosenzitivity

Hledanou fotosenzitivitu R jednoduše určíme ze vztahu (2.3), kam pro danou vlnovou délku dosazujeme naměřené hodnoty $E^{(\text{detekováno})}$ a S . Vypočtenou velikost fotosenzitivity uvádím samostatně v tabulce 4.2:

λ [nm]	R [rel. j.]
1800	1,06
2000	2,61
2200	3,25
2400	3,68
2600	4,46

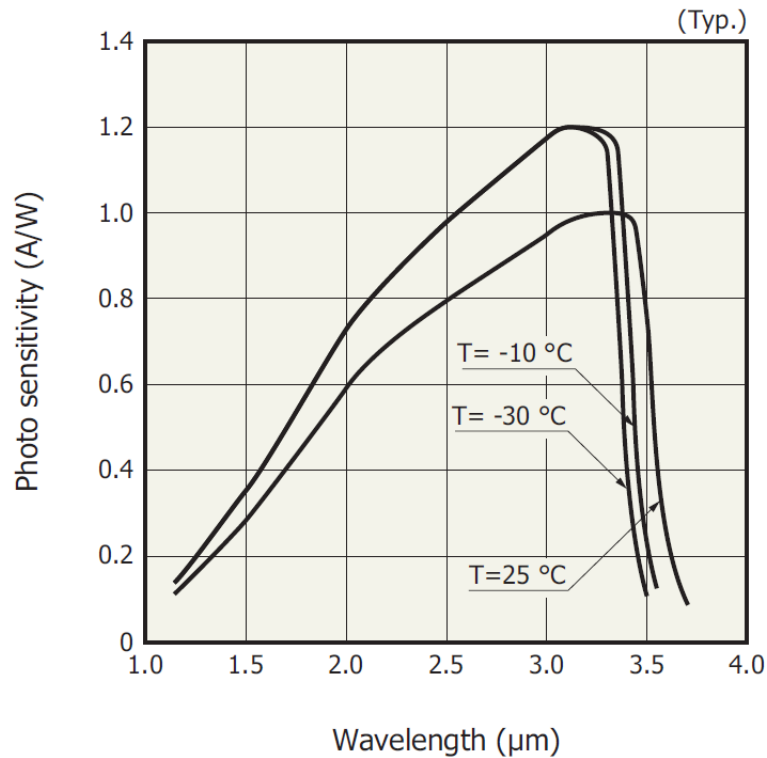
Tabulka 4.2: Spektrální závislost fotosenzitivity

Pro porovnání s daty uváděnými výrobcem detekční diody je vhodné vynést hodnoty z tabulky 4.2 do grafu spektrální závislosti fotosenzitivity, odkud bude porovnání lépe patrné.



Obrázek 4.1: Spektrální závislost fotosenzitivity

Následující obrázek 4.2 je převzat z informačních materiálů výrobce - [29]. Experimentu nejvíce odpovídá křivka pro teplotu $T = -30^\circ$ (námi použitá fotodioda byla chlazená na cca -40°C)



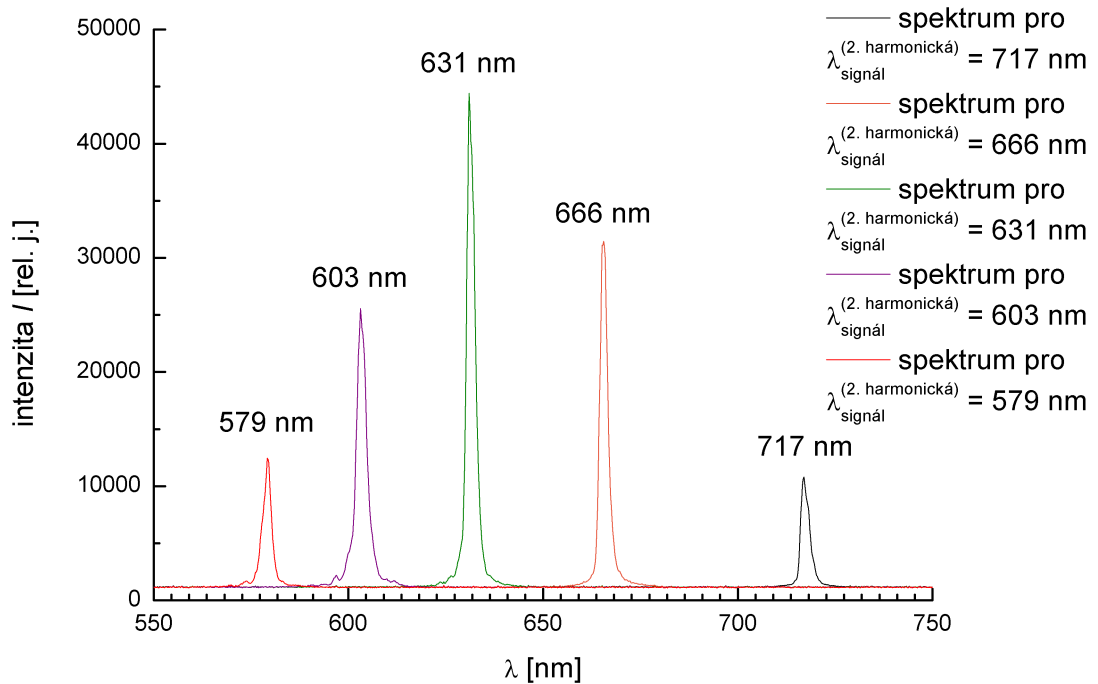
Obrázek 4.2: Spektrální závislost fotosenzitivity uváděná výrobcem

Naměřené výsledky se tedy svým charakterem opravdu shodují s daty uváděnými výrobcem - naměřená závislost fotosenzitivity na vlnové délce skutečně vykazuje lineární trend, navíc v okolí $2 \mu\text{m}$ se mění sklon závislosti, tedy tak, jak je uvedeno na obrázku 4.2.

Jak již bylo zmíněno, během měření jsme provedli i ověření hodnot vlnových délek světla směřujícího na detekční diodu pomocí generace druhé harmonické vlny v nelineárním krystalu. Pomocí standardního spektrometru byla měřena vlnová délka $\lambda_{\text{signál}}^{(2. \text{ harmonická})}$ druhé harmonické vlny ze signální vlny - pomocí této hodnoty je dle vztahu (4.3) dopočítána vlnová délka $\lambda_{\text{signál}}$ signální vlny. Využitím této hodnoty a vztahu (4.2) (použijeme známou hodnotu $\lambda_{\text{celk}} = 800 \text{ nm}$) lze ověřit, jaké vlnové délky tedy byly detekovány diodou.

Na následujícím obrázku 4.3 jsou vyobrazeny hodnoty naměřené spektrometrem, přičemž z praktických důvodů jsem omezil spektrální obor pouze na takovou oblast, která zahrnuje intenzitní maxima (píky). Číselné hodnoty (datovým výstupem spektrometru je ASCII soubor) pak pro přehlednost uvádím v tabulce 4.3 - takto určené hodnoty vlnových délek λ_{idler} jalové vlny sice naprosto přesně neodpovídají hodnotám vlnových délek $\lambda_{\text{idler}}^{(\text{laser})}$ nastaveným na laseru, nicméně jedná se o orientační hodnoty a jako takové tedy dobře slouží svému účelu - tato nepřesnost je způsobena tím, že ladící křivky programu ovládajícího laserový systém byly výrobcem kalibrovány pouze do vlnových délek 1600 nm .

Graf 2: Spektra naměřená spektrometrem



Obrázek 4.3: Spektra naměřená spektrometrem

$\lambda_{\text{idler}}^{(\text{laser})}$ [nm]	$\lambda_{\text{signál}}^{(2. \text{ harmonická})}$ [nm]	$\lambda_{\text{signál}}$ [nm]	λ_{idler} [nm]
1800	717	1434	1809
2000	666	1332	2003
2200	631	1262	2185
2400	603	1206	2376
2600	579	1158	2588

Tabulka 4.3: Kontrolní ověření vlnových délek vycházejících z optického parametrického zesilovače

4.2 Měření absorpce

Studovanou diodu jsme také využili k prozkoumání absorpce IR světla v různých prostředích - konkrétně ve skle (N-BK7), v křemenu (SiO_2 - tzv. *fused silica*) a ve vzduchu.

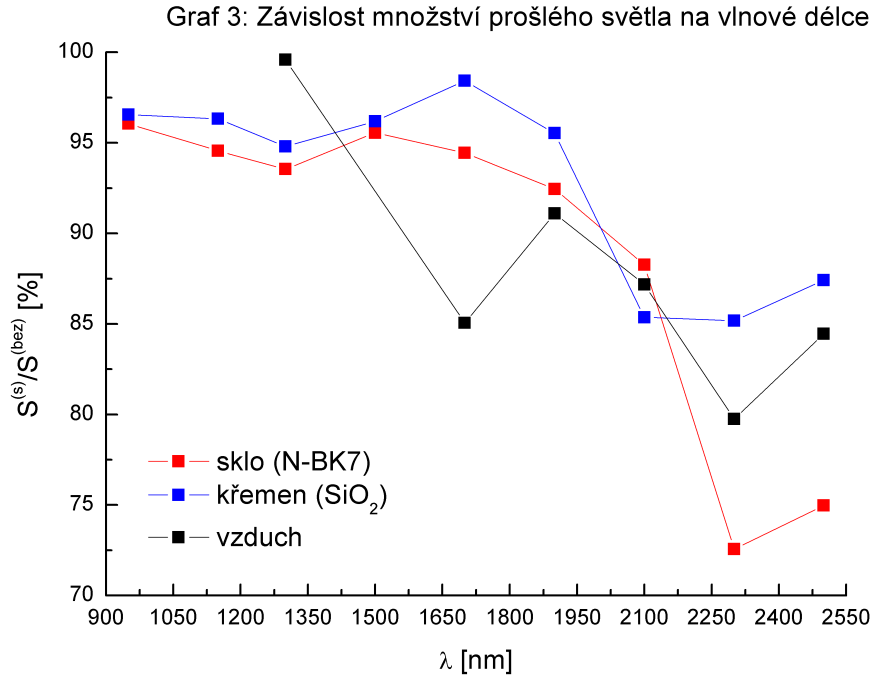
Princip měření spočíval v detekci výstupního signálu nejdříve bez absorpčního prostředí - tomu odpovídá veličina $S^{(\text{bez})}$, následně s vloženým absorpčním prostředím - pro něj je zavedena veličina $S^{(s)}$. Poměrem těchto dvou hodnot jsme schopni získat relativní veličinu, jež určuje, jaké množství IR záření projde přes absorbující prostředí k detekční fotodiodě. Ze znalosti této hodnoty pak můžeme určit absorpční koeficient α vystupující v Lambert-Beerově zákonu o exponenciálním

tlumení intenzity světla šířením absorpčním prostředím (viz [30]):

$$\frac{I(d)}{I(0)} = e^{-\alpha \cdot d}. \quad (4.5)$$

V rámci našeho experimentu byl měřen namísto intenzity výstupní signál, proto je poměr $\frac{I(d)}{I(0)}$ z výše uváděného zákona nahrazen poměrem $\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}$ - tato záměna je možná díky faktu, že veličina $I(0)$ odpovídá intenzitě světla před vstupem do absorbujícího prostředí a tedy detekovanému signálu bez vložení tohoto prostředí, veličina $I(d)$ zase odpovídá intenzitě světla po výstupu z prostředí a tedy měřenému signálu při vložení absorpčního prostředí.

Na obrázku 4.4 je vynesena závislost $\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}$ (v procentech) na vlnové délce - jedná se vlastně o graf znázorňující množství prošlého světla:



Obrázek 4.4: Závislost množství prošlého světla na vlnové délce

Při výpočtech absorpčního koeficientu je navíc potřeba vzít v úvahu i Fresnelovské ztráty odrazem na rozhraní vzduch→prostředí (resp. prostředí→vzduch) pro kolmý dopad. Tuto hodnotu jednoduše získáme uvážením intenzitního koeficientu odrazu, který určíme dle vztahu (viz [30]):

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2, \quad (4.6)$$

kde n_1 je index lomu prostředí, z něhož světlo vystupuje, n_2 pak musí být index lomu prostředí, do kterého světlo vstupuje. Při výpočtu těchto koeficientů je navíc nutné zvážit, že v absorbujících prostředích platí disperzní vztah, tj. závislost

$n = n(\lambda)$. Dle [31] mají disperzní vztahy tuto podobu:

$$n_{\text{sklo (N-BK7)}} = \sqrt{1 + \frac{C_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{C_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_4} + \frac{C_5 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_6}}, \quad (4.7)$$

$$n_{\text{křemen (SiO}_2\text{)}} = \sqrt{1 + \frac{C_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{C_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_4^2} + \frac{C_5 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_6^2}}, \quad (4.8)$$

$$n_{\text{vzduch}} = 1 + \frac{C_1}{C_2 - \lambda^{-2}} + \frac{C_3}{C_4 - \lambda^{-2}}. \quad (4.9)$$

Konstanty vystupující v těchto vztazích jsou uvedeny v tabulce 4.4 tak, jak jsou prezentovány v [31]:

	sklo (N-BK7)	křemen (SiO ₂)	vzduch
C_1	1,03961212	0,6961663	0,05792105
C_2	0,00600069867	0,0684043	238,0185
C_3	0,231792344	0,4079426	0,00167917
C_4	0,0200179144	0,1162414	57,362
C_5	1,01046945	0,8974794	-
C_6	103,560653	9,896161	-

Tabulka 4.4: Disperzní závislosti studovaných prostředí

Hodnota, s níž je pak ve skutečnosti porovnáván člen $e^{-\alpha \cdot d}$ ze vztahu (4.5), je dána součtem $\frac{S^{(s)}}{S^{(\text{bez})}} + 2 \cdot R$ - pro účely experimentu modifikovaný vztah (4.5) pak má tvar

$$\frac{S^{(s)}}{S^{(\text{bez})}} + 2 \cdot R = e^{-\alpha \cdot d}, \quad (4.10)$$

pro úplnost ještě uvedu, že dvojnásobek Fresnelovského koeficientu $2 \cdot R$ ve vztahu (4.10) vystupuje proto, že světlo prochází rozhraním vzduch-prostředí dvakrát (jednou při vstupu a podruhé při výstupu z absorbujícího prostředí).

K úplnému určení koeficientu α je zapotřebí znát i tloušťku skleněného a křemenného prostředí a délku dráhy světla na vzduchu - tyto hodnoty jsou uvedeny v tabulce 4.5:

$d_{\text{sklo (N-BK7)}} [\text{cm}]$	1
$d_{\text{křemen (SiO}_2\text{)}} [\text{cm}]$	0,35
$d_{\text{vzduch}} [\text{cm}]$	50

Tabulka 4.5: Tloušťky prostředí

Naměřená data jsou uvedena v tabulkách 4.6-8. Zde je uváděn i koeficient absorpce α vypočtený dle vztahu (4.10) - vzhledem k tomu, že přesnost měření při experimentu nebyla velká (jednalo se spíše o řádové ověření správnosti funkce fotodiody), u nižších vlnových délek byl součet $\frac{S^{(s)}}{S^{(\text{bez})}} + 2 \cdot R$ větší než 1 (což

odpovídá 100% intenzity) a v takovém případě jsem tedy všechny ztráty přičetl na vrub Fresnelovským ztrátám při odrazu (v tabulce 4.6-8 jsou to ta měření, u nichž je koeficient absorpce roven nule).

Na tomto místě je vhodné uvést technickou poznámku, která sice nemá na výsledky měření žádný vliv, nicméně považuji za vhodné se o ní zmínit: výstupem optického parametrického zesilovače jsou, jak bylo výše popsáno, signální a idlerová vlna - signální vlna má ovšem rozsah svého spektra omezen horní hodnotou 1600 nm a od této hodnoty výše je pak pro účely měření užita idlerová vlna. Během měření absorpce bylo tedy pracováno s oběma typy vln.

Zavedeme-li pro součet $\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}} + 2 \cdot R$ označení $\left(\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}\right)_{\text{korig}}$, pak lze také do grafu vynést spektrální závislost množství prošlého světla se započtením Fresnelovských ztrát při odrazu. Číselné hodnoty této závislosti jsou taktéž uvedeny v tabulce 4.6-7:

λ [nm]	$S^{(s)}$ [mV]	$S^{(bez)}$ [mV]	$\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}$ [%]	$\left(\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}\right)_{\text{korig}}$ [%]	α [$\frac{1}{\text{m}}$]
950	78,1	81,3	96	100	0
1150	69,5	73,5	95	100	0
1300	44,9	48	94	100	0
1500	90,3	94,5	96	100	0
1700	76,5	81	94	100	0
1900	83,2	90	92	100	0
2100	71,5	81	88	96	4,0
2300	23	31,7	73	80	22,0
2500	56,6	75,5	75	83	19,1

Tabulka 4.6: Měření absorpce pro sklo (N-BK7)

λ [nm]	$S^{(s)}$ [mV]	$S^{(bez)}$ [mV]	$\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}$ [%]	$\left(\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}\right)_{\text{korig}}$ [%]	α [$\frac{1}{\text{m}}$]
950	78,5	81,3	97	100	0
1150	70,8	73,5	96	100	0
1300	45,5	48	95	100	0
1500	90,9	94,5	96	100	0
1700	81,2	82,5	98	100	0
1900	85,5	89,5	96	100	0
2100	70	82	85	92	24,5
2300	27	31,7	85	92	25,4
2500	66	75,5	87	94	18,7

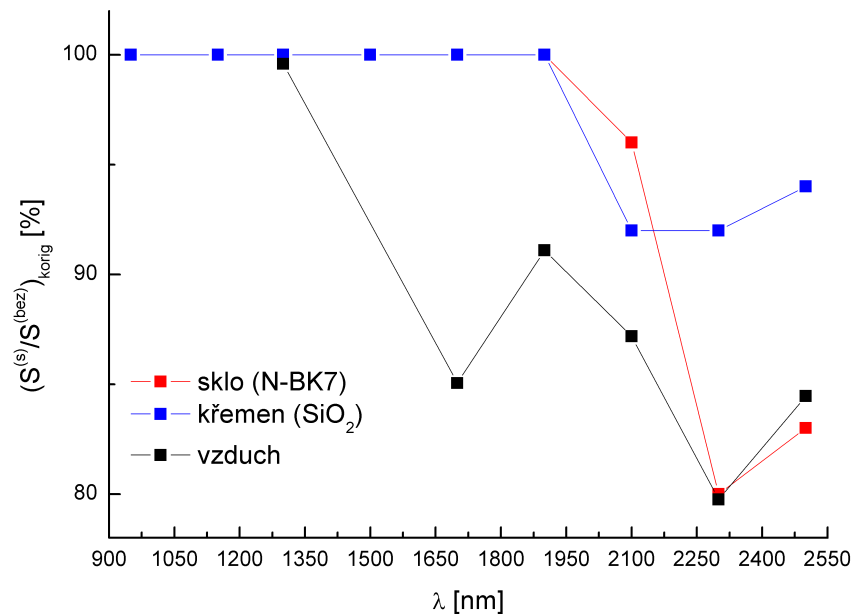
Tabulka 4.7: Měření absorpce pro křemen (SiO_2)

λ [nm]	$S^{(s)}$ [mV]	$S^{(bez)}$ [mV]	$\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}}$ [%]	α [$\frac{1}{m}$]
950	-	-	-	-
1150	-	-	-	-
1300	48,2	48,4	99,6	0,01
1500	-	-	-	-
1700	82,5	97	85	0,32
1900	87	95,5	91	0,19
2100	68	78	87	0,27
2300	31,5	39,5	80	0,45
2500	75,5	89,4	84	0,34

Tabulka 4.8: Měření absorpce pro vzduch

Jak bylo výše zmíněno - přesnost měření nebyla příliš velká a součet $\frac{S^{(s)}}{S^{(bez)}} + 2 \cdot R$ tak mnohdy odpovídal nereálnému případu hodnot vyšších než 100%, proto jsem všechny tyto nereálné hodnoty zaokrouhlil na hodnotu 100%. Spektrální závislost korigovaných hodnot je patrná z obrázku 4.5:

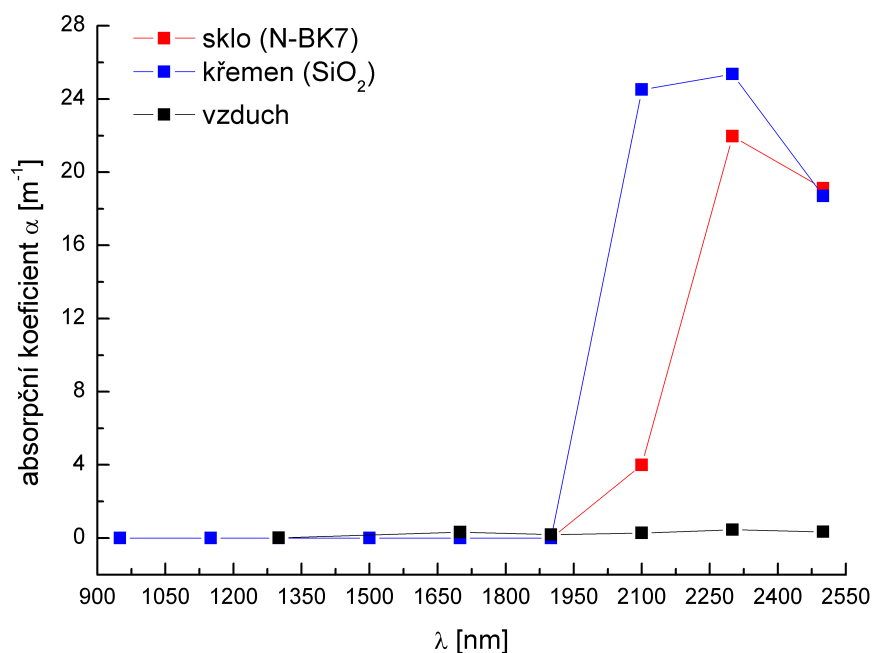
Graf 4: Množství prošlého světla se započtením Fresnelovských ztrát



Obrázek 4.5: Množství prošlého světla se započtením Fresnelovských ztrát

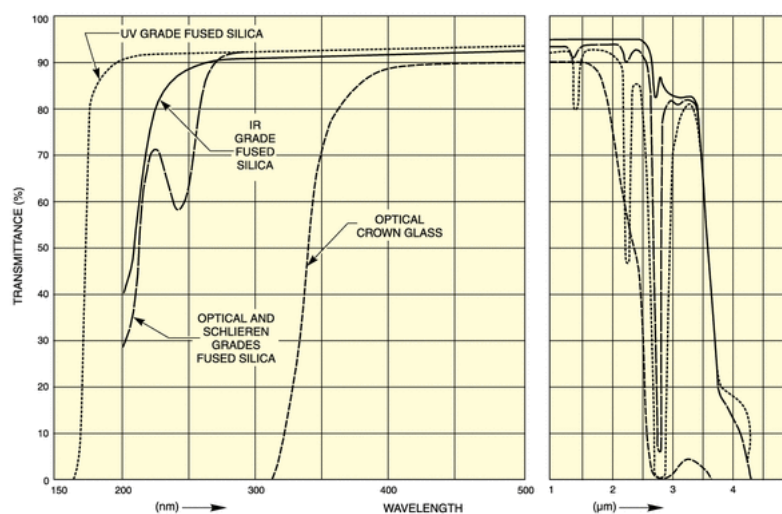
Pro přehlednost dále uvádím i graf spektrální závislosti absorpčního koeficientu, který je na obrázku 4.6:

Graf 5: Spektrální závislost absorpčního koeficientu



Obrázek 4.6: Spektrální závislost absorpčního koeficientu

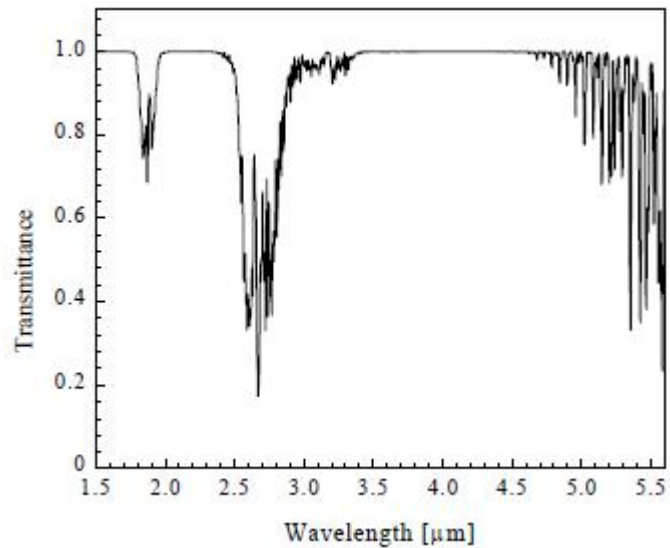
Naměřené výsledky pro sklo a křemen mohou být porovnány s následujícím obrázkem, jehož zdrojem je výrobce optických součástek *Newport* - [33]:



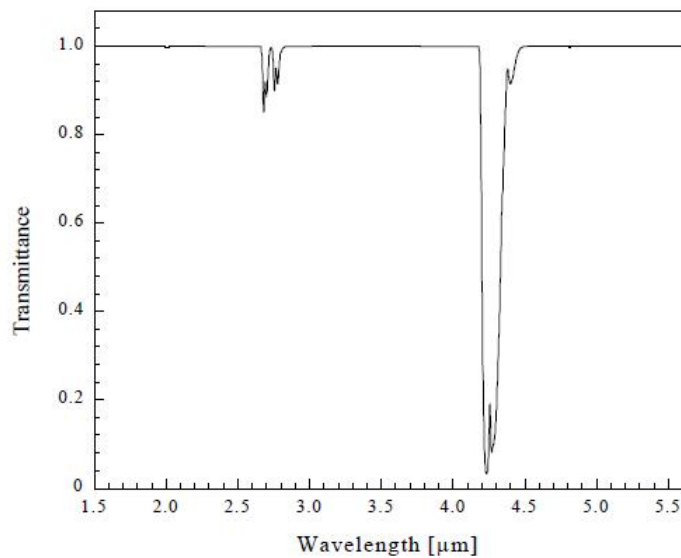
Obrázek 4.7: Spektrální závislost transmittance pro křemen a sklo

Na obrázku 4.7 je patrné, že jak pro křemen tak pro sklo klesá transmisní koeficient právě v oblasti okolo $2 \mu m$ - klesá tedy schopnost optického prvku propuštět světlo dané vlnové délky. To svým charakterem koresponduje s poklesem diodou detekované intenzity během studia absorpce. Pro oblast nad $2 \mu m$ je proto vhodné používat jiné optické materiály - viz obr. 2.3.

Výsledky měření pro absorpci ve vzduchu lze porovnat s následujícím spektrem transmise - [33]:



(a) vliv absorpce H_2O



(b) vliv absorpce CO_2

Obrázek 4.8: Spektrální závislost transmittance pro vzduch

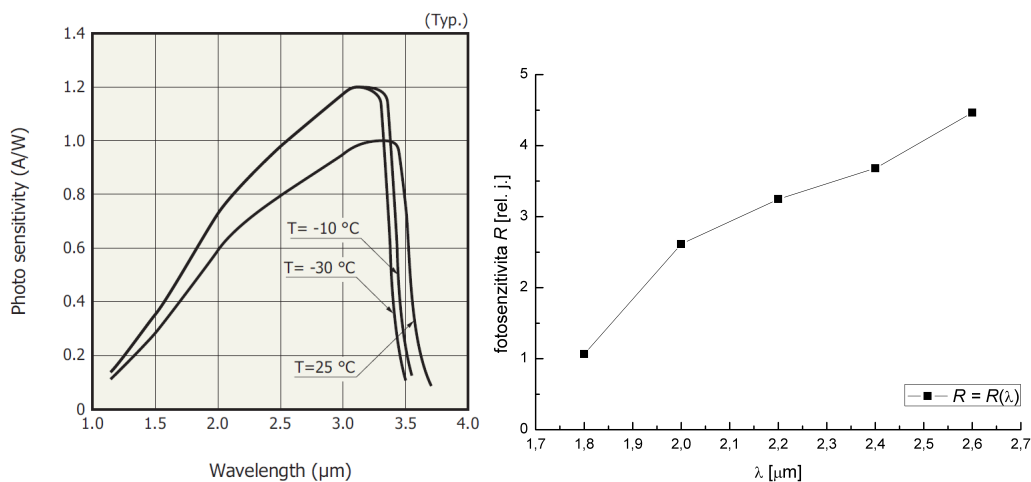
Na obrázku 4.8-a jsou opět patrné poklesy transmittance za vlnovou délkou $1,5 \mu\text{m}$, které jsou způsobeny absorpcí zejména vodních par. U poklesu kolem $2,7 \mu\text{m}$ se slabě projevuje i absorpce CO_2 (viz 4.8-b) Tato závislost tak odpovídá sklonu závislosti naměřených hodnot pro vzduch.

5 Závěr

Během experimentu bylo pomocí fotovoltaické diody *Hamamatsu P10090-21* detekováno záření z blízké infračervené spektrální oblasti, již bylo dosaženo díky nelineárním optickým jevům v optickém parametrickém zesilovači *Topas*.

Změřením výstupního výkonu S a energie v laserovém pulzu E (resp. $E^{(\text{detekováno})}$) byla pomocí vztahu (2.3) určena spektrální závislost fotosenzitivity studované diody. Tato veličina je významnou charakteristikou fotodiód, vhodná k jejich klasifikaci a určení jejich vhodnosti pro měření v různých spektrálních oborech.

Naměřená data se svým charakterem shodují s daty uváděnými výrobcem (viz [29]). Pro porovnání je vhodné ještě jednou uvést grafický výstup měření a data od výrobce:



Obrázek 5.1: Grafické porovnání teoretických (levý graf) a naměřených (pravý graf) hodnot fotosenzitivity

Jak je z obrázků patrné, naměřená fotosenzitivita skutečně vykazuje lineární rostoucí trend, jak je prezentováno v grafu od výrobce. Provedeným experimentem byla tedy prokázána vhodnost fotovoltaické InAs diody k použití v optické laboratoři jakožto detekčního nástroje pro infračervené záření ve studované oblasti (měřeno bylo v rozsahu 1,8 - 2,6 μm).

V průběhu měření byly taktéž ověřeny vlnové délky svazků vycházejících z laseru. Pomocí spektrometru byla měřena spektra druhé harmonické ze signální vlny laserového svazku - dle vztahu (4.3) byla pomocí spektrometrem určených

hodnot spočtena vlnová délka $\lambda_{\text{signál}}$. Tato hodnota byla následně dosazována do vztahu (4.2), odkud při známé hodnotě $\lambda_{\text{celk}} = 800 \text{ nm}$ nebyl problém vypočítat hodnoty pro λ_{idler} . Porovnání vypočtených hodnot a hodnot $\lambda_{\text{idler}}^{(\text{laser})}$ nastavovaných v ovládacím programu laseru je uvedeno v tabulce 4.3. Hodnoty se od sebe sice mírně odlišují, nicméně tato odchylka je (s přihlédnutím k faktu, že tovární nastavení nebyla pro studované vlnové délky prováděna) zanedbatelná. Vlnové délky svazků užívaných během experimentu tedy s dobrou přesností odpovídají vlnovým délkám uváděným ovládacím programem.

Závěrečným experimentem s diodou bylo měření absorpce IR záření pro různá prostředí (konkrétně sklo N-BK7, křemen SiO_2 a vzduch). Princip měření spočíval v detekci výstupního signálu $S^{(\text{s})}$ laserového svazku, kterému do dráhy nebyla vložena žádná absorbující překážka, a signálu $S^{(\text{bez})}$ laserového svazku, který procházel skrze absorbující prostředí. Pomocí těchto hodnot a vypočtených Fresnelovských ztrát způsobených odrazem na rozhraní prostředí a vzduchu byl dle vztahu (4.10) určen absorpční koeficient α , jehož konkrétní hodnoty jsou uvedeny v tabulce 4.6-8, spektrální závislost absorpčního koeficientu je graficky znázorněna na obrázku 4.6.

Literatura

- [1] *Jak bylo objeveno infračervené záření* [online]. [cit. 5.4.2011]. URL: <http://fyzmatik.pise.cz/101890-jak-bylo-objeveno-infracervene-zareni.html>
- [2] *Infračervené záření z pohledu fyziky* [PDF]. URL: <http://sun-of-hope-topne-panely.sunofhope.cz/pohled-fyziky.pdf>
- [3] *Infračervené záření* [online]. [cit. 31.3.2011]. URL: http://cs.wikipedia.org/wiki/Infračervené_světlo.
- [4] *Characteristics and use of infrared detectors* [PDF]. HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division. URL: www.slac.stanford.edu/grp/arb/tn/arbvol5/AARD460.pdf.
- [5] *Zdroje záření* [online]. [cit. 20.4.2011]. URL: ulb.upol.cz/prednasky/zua11/lasery.pdf
- [6] HECHT, EUGENE. *Optics*. 4. vyd. San Francisco: Addison Wesley, 2002. ISBN 0-8053-8566-5.
- [7] DZIK, PETR. *Co to je a jak se chová infračervené záření* [online]. [cit. 5.4.2011]. URL: <http://www.paladix.cz/clanky/co-to-je-a-jak-se-chova-infracervene-zareni.html>
- [8] KVASNICA, JOSEF. *Termodynamika*. 1. vyd. Praha: SPN, 1965.
- [9] *Night vision* [online]. [cit. 11.4.2011]. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Night_vision
- [10] *FL3100H UV/IR Flame Detector brochure* [PDF]. General Monitors. URL: http://www.generalmonitors.com/downloads/literature/flame/FL_SERIES_BRO.PDF
- [11] *IrDA* [online]. [cit. 11.4.2011]. URL: <http://cs.wikipedia.org/wiki/IrDA>
- [12] *Absolutně černé těleso* [online]. [cit. 3.4.2011]. URL: http://cs.wikipedia.org/wiki/Černé_těleso.

- [13] *Optical Materials* [online]. [cit. 23.5.2011]. URL: <http://www.newport.com/store/genContent.aspx/Optical-Materials/144943/1033>
- [14] MIKULČÁK, JIŘÍ, et al. *MFCH tabulky*. 5. doplněné vyd. Praha: SPN, 1971.
- [15] LEVINGSTON, SID. *Understanding Noise Equivalent Power in Radiometric Detectors and Instruments* [PDF]. Spectrum Detector Inc., 2007 URL: www.spectrumdetector.com/pdf/applicationNotes/1004.pdf
- [16] *Noise in photodetectors* [online]. [cit. 11.4.2011]. URL: <http://optical-technologies.info/?p=62>
- [17] *Comparing detector noise specifications* [online]. [cit. 11.4.2011]. URL: <http://optical-technologies.info/?tag=noise-equivalent-power>
- [18] *Tsunami Data Sheet* [PDF]. Newport Corporation. URL: <http://www.newport.com/images/webdocuments-en/images/11998.pdf>
- [19] *Tsunami: Mode-locked Ti-sapphire Laser, User's Manual* [PDF]. Spectra-Physics, The Solid-State Laser Company. URL: http://physics.ucsd.edu/neurophysics/courses/physics_173_273/232A_Rev_D_Tsunami_User_Manual.pdf
- [20] LUPULESCU, COSMIN. *Femtosecond Analysis and Feedback Control of Molecular Processes in Organometallic and Alkaline Systems* [PDF]. URL: http://www.diss.fu-berlin.de/diss/receive/FUDISS_thesis_000000001304
- [21] *Tsunami Ultrafast Lasers* [online]. [cit. 27.4.2011]. URL: <http://www.newport.com/Tsunami-Ultrafast-Lasers/368126/1033/catalog.aspx>
- [22] *Millennia Prime Pump Lasers* [online]. [cit. 27.4.2011]. URL: <http://www.newport.com/Millennia-Prime-Pump-Lasers/976587/1033/catalog.aspx>
- [23] *Spitfire Pro XP 1W and 4W Data Sheet* [PDF]. Newport Corporation. URL: <http://www.newport.com/images/webdocuments-en/images/11815.pdf>
- [24] *New Green Pump Laser for Ti:sapphire Amplifiers* [online]. Spectra-Physics, Inc. - original press release. [cit. 30.4.2011]. URL: <http://news.thomasnet.com/fullstory/Green-Pump-Laser-suits-Ti-sapphire-amplifiers-29856>

- [25] *Empower Pulsed Green Lasers - specifications* [online]. [cit. 30.4.2011]. URL: <http://www.newport.com/Empower-Pulsed-Green-Lasers/501374/1033/catalog.aspx>
- [26] PASCHOTTA, RÜDIGER. *Optical Parametric Amplifiers* [online]. [cit. 3.5.2011]. URL: http://www.rp-photonics.com/optical_parametric_amplifiers.html
- [27] SALEH, B. E. A. - TEICH, M. C. *Základy fotoniky (svazek 4)*. 1. vyd. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-12-X
- [28] *Second-harmonic generation* [online]. [cit. 11.5.2011]. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Second_harmonic_generation
- [29] *InAs photovoltaic detectors* [PDF]. HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division. URL: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_P/p10090-01_etc_kird1099e05.pdf
- [30] MALÝ, PETR. *Optika*. 1. vyd. Praha: Karolinum, 2008. ISBN 978-80-246-1342-0
- [31] *Refractive index database* [online]. [cit. 17.5.2011]. URL: <http://refractiveindex.info/>
- [32] *InAs photovoltaic detector* [online]. [cit. 23.5.2011]. URL: http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/pd128/pd135/P10090-21/index_en.html
- [33] D. M. PACKAN - R. J. GESSMAN - L. PIERROT - CH. O. LAUX - CH. H. KRUGER. *Measurement and modeling of OH, NO, and CO₂ infrared radiation in a low temperature air plasma* [PDF]. Department of Mechanical Engineering, Satnford University. URL: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.22.1133&rep=rep1&type=pdf>

Seznam obrázků

2.1	Schéma detekce IR záření	5
2.2	Spektrální závislost odrazivosti různých materiálů užívaných k pokovení zrcadel	6
2.3	Transmitance IR optických materiálů	7
2.4	Vhodnost užití detektorů v grafu závislosti specifické detektivity na vlnových délkách	9
3.1	Dráha svazku ve femtosekundovém modelu laseru <i>Tsunami</i>	10
3.2	Schematické znázornění principu optického parametrického zesilovače	12
3.3	Detekční InAs dioda	13
4.1	Spektrální závislost fotosenzitivity	17
4.2	Spektrální závislost fotosenzitivity uváděná výrobcem	18
4.3	Spektra naměřená spektrometrem	19
4.4	Závislost množství prošlého světla na vlnové délce	20
4.5	Množství prošlého světla se započtením Fresnelovských ztrát	23
4.6	Spektrální závislost absorpčního koeficientu	24
4.7	Spektrální závislost transmitance pro křemen a sklo	24
4.8	Spektrální závislost transmitance pro vzduch	25
5.1	Grafické porovnání teoretických (levý graf) a naměřených (pravý graf) hodnot fotosenzitivity	26

Seznam tabulek

3.1	Specifikace femtosekundového laseru <i>Tsunami</i> čerpaného laserem <i>Millennia Pro</i> o výstupní energii 5 W, [18, 21]	11
3.2	Specifikace čerpacího laseru <i>Millennia Pro</i> , [22]	11
3.3	Technické parametry ultra-rychlého zesilovače <i>Spitfire</i>	11
3.4	Technické parametry čerpacího laseru <i>Empower</i>	12
3.5	Základní parametry užití InAs diody	14
4.1	Hodnoty naměřené pro výpočet fotosenzitivity	17
4.2	Spektrální závislost fotosenzitivity	17
4.3	Kontrolní ověření vlnových délek vycházejících z optického parametrického zesilovače	19
4.4	Disperzní závislosti studovaných prostředí	21
4.5	Tloušťky prostředí	21
4.6	Měření absorpce pro sklo (N-BK7)	22
4.7	Měření absorpce pro křemen (SiO ₂)	22
4.8	Měření absorpce pro vzduch	23

Seznam zkratek

<i>CCD</i>	charge-coupled device = zařízení s vázanými náboji
<i>IR</i>	infrared = infračervený
<i>NIR</i>	near infrared (area) = blízká infračervená (oblast)
<i>MWIR</i>	middle-wave infrared (area) = střední infračervená (oblast)
<i>FIR</i>	far infrared (area) = vzdálená infračervená (oblast)
<i>AČT</i>	absolutně černé těleso
<i>IrDA</i>	infrared data association
<i>LED</i>	light-emitting diode = dioda emitující světlo
<i>NEP</i>	noise equivalent power = ekvivalentní šumový výkon
<i>HR</i>	high reflector = vysoce odrazivé sklo
<i>OPA</i>	optical parametric amplification = optické parametrické zesílení