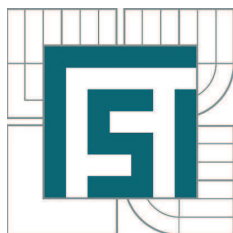


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

EXPERIMENTÁLNÍ STUDIUM ROZPTYLU SVĚTLA NA POVRŠÍCH SOLÁRNÍCH ČLÁNKŮ

EXPERIMENTAL STUDY OF LIGHT SCATTERING FROM SOLAR CELLS SURFACES

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. PAVEL NÁDASKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. RNDr. MILOSLAV OHLÍDAL, CSc.

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2011/12

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Pavel Nádaský

který/která studuje v **magisterském studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901T043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Experimentální studium rozptylu světla na površích solárních článků

v anglickém jazyce:

Experimental study of light scattering from solar cells surfaces

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Účinnost konverze energie slunečního záření na energii elektrickou v solárním článku lze zvýšit vhodnou volbou topografie jednotlivých rozhraní ve struktuře článku. Tato topografie významně ovlivňuje využití elektromagnetického záření v účinných částech článku.

Je velmi významné experimentálně hodnotit rozptyl elektromagnetického záření na površích solárních článků připravených různými technologiemi a hledat tak optimální formu topografie pro návrh těchto článků. To je obsahem diplomové práce.

Obsah diplomové práce navazuje na výsledky projektu „Analýza optických vlastností solárních článků“ (Poskytovatel MPO ČR, ev. č. FT-TA3/142, program TANDEM, 2006-2009). Bude řešen v rámci projektu „Barevné solární články s vysokou účinností pro architektonické aplikace“ (Poskytovatel MPO ČR, program TIP, ev. č. FR-TI1/168, 2009-2012) ve spolupráci s firmou Solartec s.r.o.

Cíle diplomové práce:

- a) optimalizovat funkce zařízení Scattermeter II zkonstruované na ÚFI FSI VUT v Brně pro měření úhlového rozdělení intenzity elektromagnetického záření rozptýleného studovanými povrchy.
- b) pro povrchy solárních článků připravených různými technologiemi získat ve viditelné a blízké IR oblasti spektra dostatečné množství experimentálních dat k posouzení vhodnosti topografie povrchů z hlediska účinnosti konverze energie slunečního záření na energii elektrickou.

Seznam odborné literatury:

OGILVY, J. A., Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces. 1.edition, Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991. 277 s. ISBN 0-7503-0063-9.

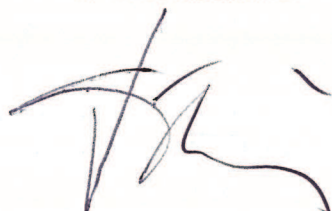
BORN, Max and WOLF, Emil, Principles of Optics. 7th. (expanded) edition, Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 952 s. ISBN 0-521-64222-1.

OHLÍDAL, M., Comparison of the two-dimensional Fraunhofer and the two-dimensional Fresnel approximation in the analysis of surface roughness by angle speckle correlation. I Theory. J. mod. Optics, 1991, vol. 38, no. 11, s. 2115-2135.

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Miloslav Ohlídál, CSc.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2011/12.

V Brně, dne 24.11.2011



prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu



prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc.
Děkan

Abstrakt

Tato práce se zabývá experimentálním měřením úhlového rozložení rozptýleného elektromagnetického záření na površích solárních článků. Měřicím zařízením je druhá generace přístroje scattermeter. Toto zařízení bylo v rámci práce uvedeno do provozu. Výsledkem práce jsou podklady pro počítačovou simulaci zmíněného rozptylu a kvantitativní zhodnocení rozptylu elektromagnetického záření na daných površích.

Summary

This thesis deals with experimental measurement of angular distribution of electromagnetic radiation scattered from solar cells surfaces. The measuring apparatus is the second generation of a scattermeter. This apparatus has been put into operation within the framework of this thesis. Results of the thesis are materials for numerical simulations aforementioned scattering and quantitative evaluation of scattering of electromagnetic waves from given surfaces.

Klíčová slova

Rozptyl elektromagnetického záření, drsné povrchy, solární články.

Keywords

Scattering of electromagnetic radiation, rough surfaces, solar cells.

NÁDASKÝ, P. *Experimentální studium rozptylu světla na površích solárních článků*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 48 s. Vedoucí doc. RNDr. Miloslav Ohlídal, CSc.

Prohlašuji, že jsem předloženou diplomovou práci vypracoval samostatně za odborného vedení doc. RNDr. Miloslava Ohlídala, CSc. Dále prohlašuji, že veškeré podklady, ze kterých jsem čerpal, jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

V Brně dne 25. května 2012

.....

Bc. Pavel Nádaský

Na tomto místě děkuji svému vedoucímu doc. RNDr. Miloslavu Ohlídalo, CSc za jeho podporu, odborné rady, konzultace a náměty. Dále děkuji Bc. Michalu Petrilákovi za pomoc s elektronikou a Bc. Jiřímu Vodákovi za připomínky k měření.

Bc. Pavel Nádaský

OBSAH

1	Úvod	3
2	Rozptyl elektromagnetického záření na drsných površích	4
2.1	Popis drsnosti povrchu z hlediska rozptylu elektromagnetického záření . . .	4
2.2	Koherentní a nekoherentní složka rozptýleného pole	5
2.2.1	Nekonečný hladký povrch	5
2.2.2	Hladký povrch konečných rozměrů	6
2.2.3	Drsný povrch	6
3	Kirchhoffova teorie rozptylu	7
3.1	Skalární Kirchhoffova teorie	7
3.1.1	Základní formulace rozptylu	7
3.1.2	Kirchhoffova aproximace rovinné dopadající vlny	8
3.1.3	Aproximace dalekého pole	9
3.2	Obecná drsnost	14
3.2.1	Koherentní složka pole	14
3.2.2	Nekoherentní složka pole	14
4	Alternativní metody popisu rozptylu na drsných površích	16
4.1	Metoda konečných diferencí v časové oblasti	16
4.2	Geometrická optika	17
5	Záchyt elektromagnetického záření v solárním článku	18
5.1	Struktura fotovoltaického článku	18
5.2	Kompenzace barvy solárního článku	19
5.3	Rozptyl elektromagnetického záření uvnitř solárního článku	20
6	Scattermeter	21
6.1	Průběh měření a vizualizace naměřených dat	21
6.2	Detektor záření	22
6.2.1	Teplotní závislost odezvy detektoru	25
6.3	Pohyblivé raménko diody	25
6.4	Uchycení desky diody	26
6.5	Zdroje elektromagnetického záření	27
6.6	Nastavení měřicí aparatury	28
7	Měření rozptylu elektromagnetického záření	31
7.1	Ověření správnosti měření	31
7.2	Vzorky od firmy Solartec, s.r.o.	31
7.2.1	Vytváření topografie povrchu křemíku	32
7.3	Úprava Scattermetru 2 na měření absolutních hodnot intenzity záření . . .	33
7.3.1	Pokrytí hemisféry	34
7.3.2	Zohlednění překryvu aktivní plochy diody	35
7.4	Experimentální měření	36
7.4.1	Pyramidová struktura povrchu	36

OBSAH

7.4.2	Dlaždicová struktura povrchu	38
8	Závěr	41
9	Seznam použitých zkratek a symbolů	44
10	Seznam příloh	48

1. ÚVOD

Zařízení využívající obnovitelné zdroje energie se v posledních letech staly populární díky velkým zásobám těchto zdrojů a nízké ceně. Obnovitelné zdroje se využívají především v energetice. Ve srovnání s elektrárnami na fosilní paliva jsou vodní, větrné a solární elektrárny šetrné k životnímu prostředí. Nicméně nevýhodou těchto elektráren využívajících obnovitelné zdroje energie je jejich malá účinnost, v případě solárních elektráren mají fotovoltaické články účinnost konverze energie slunečního záření na energii elektrickou přibližně 17 % [1].

Výrobou fotovoltaických článků se v České republice zabývá firma Solartec, s.r.o. S touto firmou spolupracuje Ústav fyzikálního inženýrství VUT v Brně na projektu č. FR-TI1/168 „Barevné solární články s vysokou účinností pro architektonické aplikace“ (poskytovatel Ministerstvo průmyslu a obchodu ČR). V rámci tohoto projektu se řeší problém změny barvy fotovoltaických článků pro architektonické účely při dosažení co největší konverzní účinnosti. V současnosti je nejhojněji používanou barvou modrá, která se z estetických důvodů nehodí k některým fasádám, případně střechám. Ze změny barvy ovšem plynou jisté nevýhody. Jednou z nich je až 30% pokles konverzní účinnosti solárních článků. Projekt řeší problematiku návrhu struktur a výroby barevných solárních článků s konverzní účinností nad 15 % použitím specifické morfologie křemíkových povrchů, tj. předního i zadního rozhraní těchto článků.

V rámci zmíněného projektu vznikla na Ústavu fyzikálního inženýrství první generace přístroje s pracovním názvem scattermeter (SM). Jedná se o zařízení, které měří úhlové rozložení intenzity elektromagnetického záření rozptýleného od povrchů solárních článků nebo jiných drsných povrchů. Jedním z úkolů předkládané diplomové práce bylo zprovoznění druhé generace zmíněného zařízení - SM II. SM II byl využit na měření rozptylu elektromagnetického záření ve viditelné i blízké infračervené oblasti spektra. Účelem těchto měření je optimalizace morfologie jednotlivých rozhraní solárního článku z hlediska dosažení maximální konverzní účinnosti. Tato optimalizace má kompenzovat ztráty spojené se změnou barvy solárního článku. Zároveň by mohla být využita ke zvýšení účinnosti konverze i pro články s klasickou modrou barvou.

SM II byl postaven jako experimentální zařízení k získání modelových dat pro tvůrce simulačního softwaru, kteří se zabývají rozptylem elektromagnetického záření od povrchů solárních článků různými výpočetními metodami. Tvůrci těchto programů tak mají možnost porovnat jimi dosažené výsledky se skutečně naměřenými daty.



2. ROZPTYL ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ NA DRSNÝCH POVRŠÍCH

V odborné literatuře je rozptyl elektromagnetického záření definován takto:

Rozptyl elektromagnetického záření [2, str. 341-342] je proces, při kterém na rozptylujícím prostředí mění dopadající záření své parametry, jako např. směr, fázi, vlnovou délku nebo polarizaci. Elektrické pole dopadajícího záření polarizuje elektronový obal atomů a molekul prostředí, elektrony začnou pod vlivem pole kmitat, vzniká indukovaný dipólový moment, a částice se stane zdrojem záření. Je-li prostředí homogenní, ruší se toto sekundární vlnění interferencí ve všech směrech kromě směru, který odpovídá šíření podle zákona odrazu a lomu. V nehomogenním prostředí nejsou pro interferenci záření splněny podmínky a dochází k jeho rozptylu. Z kvantově mechanického hlediska lze rozptyl chápat jako absorpci dopadajícího fotonu s energií $\hbar\omega_1$, impulsem $\hbar k_1$ a polarizací μ_1 částicí s následnou emisí fotonu s energií $\hbar\omega_2$, impulsem $\hbar k_2$ a polarizací μ_2 ; kde $\hbar$ je modifikovaná Planckova konstanta a ω_1 , ω_2 a k_1 , k_2 jsou kruhové frekvence a vlnové vektory dopadajícího a rozptýleného záření. Má-li rozptýlené záření stejnou frekvenci jako záření dopadající, mluvíme o pružném rozptylu. Je-li frekvence různá, dochází k nepružnému rozptylu. Je-li fáze dopadajícího a rozptýleného záření navzájem přesně určena, nazýváme rozptyl koherentním. Je-li fáze vlny rozptýleného záření nezávislá na fázi vlny rozptýleného záření, tj. dochází ke ztrátě informace o fázi, jedná se o nekoherentní rozptyl.

V dalším budeme rozptyl elektromagnetického záření chápat v rámci vlnové optiky.

2.1. Popis drsnosti povrchu z hlediska rozptylu elektromagnetického záření

Geometrie povrchu (drsnost) a její různé podoby jsou definovány státními normami. Bylo by dobré nahlédnout na drsnost povrchu i z hlediska rozptylu elektromagnetického záření. Uvažujme rovinnou vlnu dopadající na obecný náhodně drsný povrch.

Pokud uvažujeme monochromatickou vlnu, pak pro vlnové vektory $\vec{k}$ platí $\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}$. Fázový posun mezi prvním a druhým paprskem v obrázku 2.1 je dán vztahem

$$\Delta\Phi = k[(h_1 - h_2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + (x_2 - x_1)(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)], \quad (2.1)$$

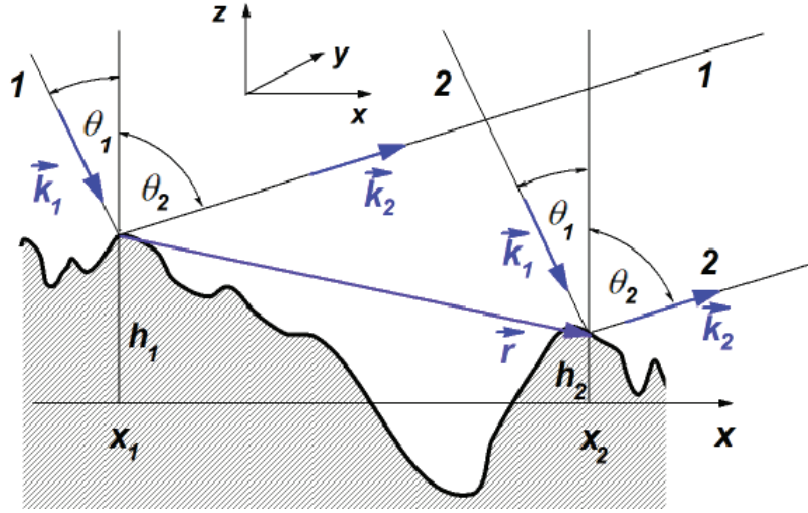
kde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ je vlnová délka dopadající rovinné monochromatické vlny, $h_{1,2}$ jsou odchylky od střední roviny povrchu a θ_1 a θ_2 jsou úhly dopadu a pozorování.

Uvažujme zrcadlový směr pozorování (tedy pro $\theta_1 = \theta_2$), fázový posun se zredukuje na

$$\Delta\Phi = 2k(h_1 - h_2)\cos\theta_1. \quad (2.2)$$

První a druhý paprsek spolu interagují. Výsledek takovéto interakce je interference prvního a druhého paprsku. Závisí na velikosti fázového posunu $\Delta\Phi$. Pokud $\Delta\Phi \ll \pi$, tak jsou jednotlivé vlny takřka ve fázi a interference je konstruktivní. Je-li $\Delta\Phi \sim \pi$, interference je destruktivní, což vede k potlačení energie rozptýlené do zrcadlového směru.

2. ROZPTYL ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ NA DRSNÝCH POVRŠÍCH



Obrázek 2.1: 2 paprsky reprezentující monochromatickou rovinnou vlnu dopadající na drsný povrch [3].

Pro získání kritéria rozptylu z hlediska drsnosti povrchu musíme uvažovat všechny dopadající paprsky. Místo rozdílu jednotlivých výšek povrchu uvažujeme střední kvadratickou odchylku výškových nerovností povrchu od referenční roviny povrchu σ . Pak můžeme zavést tzv. Rayleighův parametr jako [4, str. 4]

$$R_a = k\sigma \cos \theta_1, \quad (2.3)$$

a pro hladký povrch lze psát

$$R_a < \frac{\pi}{4}. \quad (2.4)$$

Toto kritérium se nazývá Rayleighovo kritérium, je domluveným a poměrně hrubým prostředkem posuzování drsnosti povrchu. Z hlediska rozptylu elektromagnetického vlnění není drsnost vlastní charakteristikou povrchu. Rayleighovo kritérium R_a je funkcí úhlu dopadajícího vlnění a zároveň funkcí vlnové délky použitého záření, $R_a = R_a(\theta_1, \lambda)$. Povrch se jeví různě drsný podle použité vlnové délky λ či úhlu dopadu záření θ_1 .

2.2. Koherentní a nekoherentní složka rozptýleného pole

Rovnici 2.1 lze využít ke kvalitativnímu posuzování vlivu drsnosti na rozptyl vlnění. S uvažováním Huygensova principu lze považovat rozptylující vlnu za soubor sekundárních zdrojů kulových vln, jejich vzájemná fáze je dána rovnicí 2.1. Pro hladký povrch

$$\Delta\Phi = k(x_2 - x_1)(\sin \theta_1 - \sin \theta_2). \quad (2.5)$$

Pro zrcadlový směr pozorování je $\Delta\Phi = 0$, tj. sekundární vlny jsou ve fázi. Podle Rayleighova kritéria se jedná o konstruktivní interferenci.

2.2.1. Nekonečný hladký povrch

V rovnici 2.5 rozdíl $(x_2 - x_1) \rightarrow \infty$ udává fázový rozdíl $\Delta\Phi = 0$. Toto je ovšem splněno pouze pro zrcadlový směr pozorování, tedy $\theta_1 = \theta_2$.

2.2. KOHERENTNÍ A NEKOHERENTNÍ SLOŽKA ROZPTÝLENÉHO POLE

2.2.2. Hladký povrch konečných rozměrů

Pokud je v rovnici 2.5 rozdíl $(x_2 - x_1) \gg \lambda$, pak se fázový rozdíl dá psát jako $\Delta\Phi \doteq 0$. Toto bude platit i pro mírně odlišný úhel dopadu od úhlu pozorování. Čím hladší bude povrch, tím větší může být rozdíl v úhlech dopadu a pozorování. Pro konečný povrch nastává konstruktivní interference i ve směrech pozorování blízkých zrcadlovému.

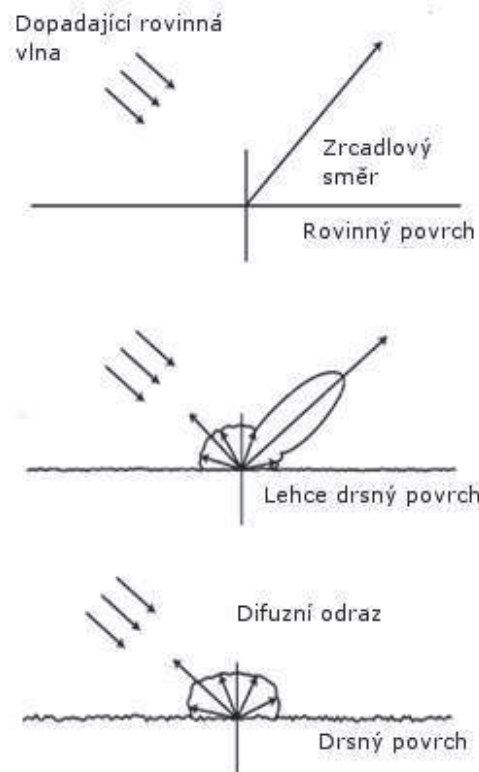
2.2.3. Drsný povrch

To znamená $h_1 \neq h_2$. U drsného povrchu je třeba rozlišit dva případy směru pozorování.

Zrcadlový směr – $\Delta\Phi = 2k(h_1 - h_2) \cos \theta_1$. Pokud Δh není malé, tj. pokud se povrch nechová jako virtuálně hladký, uskutečňuje se i v tomto směru destruktivní interference, která pole v tomto směru zeslabuje.

Nezrcadlový směr – $\theta_1 \neq \theta_2$. Fázový rozdíl je dán rovnicí 2.1, ve které první člen odpovídá za destruktivní interferenci v tomto směru. Obecně se fáze rozptýlené vlny mění nepravidelně s úhlem rozptylu θ_2 přes celý interval $\langle 0, 2\pi \rangle$ a nemá žádnou předvídatelnou vazbu na fázi dopadající vlny. Tomuto poli se říká *nekoherentní* neboli *difuzní*.

Zrcadlově rozptýlené pole se nazývá *koherentní*, neboť vykazuje konstantní, předvídatelnou relaci fáze rozptýlené elektromagnetické vlny k fázi dopadající vlny.



Obrázek 2.2: Rozptyl z různých typů povrchu. Upraveno dle [5].

3. KIRCHHOFFOVA TEORIE ROZPTYLU

Nejpoužívanějším přístupem popisu rozptylu vlnění na drsném povrchu je Kirchhoffova teorie. Vede k relativně jednoduchému analytickému vyjádření pro amplitudu rozptýleného pole. Vlnové pole na povrchu rozptylujícího objektu se aproximuje tak, že každý bod povrchu se považuje za bod nekonečné roviny tečné k povrchu v tomto bodě. Interakce vlnového pole s povrchem se řeší jako interakce tohoto pole se zmíněnou rovinou. K vyjádření rozptýleného pole v určité vzdálenosti od rozptylujícího objektu se užívá Helmholtzova-Kirchhoffova integrálu [6, str.30].

Tato aproximace je lépe splněna pro tzv. lokálně hladké povrchy



Obrázek 3.1: Lokálně hladký povrch a) a drsný povrch nesplňující podmínku lokálně hladkého povrchu b). n je malé číslo [3].

3.1. Skalární Kirchhoffova teorie

Tato teorie se zabývá elektromagnetickými i akustickými vlnami rozptylujícími se na různých površích. Matematická formulace této teorie je Gaussova věta a její speciální případ Greenova věta.

3.1.1. Základní formulace rozptylu

Nechť $\vec{A}(\vec{r})$ je libovolná spojitá (spojitě diferencovatelná) vektorová funkce. Nechť V je objem ohraničený plochou S . Potom píšeme Gaussovu větu ve tvaru

$$\iiint_V \operatorname{div} \vec{A} dV = \iint_S \vec{A} \cdot d\vec{S}. \quad (3.1)$$

V tomto případě $d\vec{S} = \vec{n}_0 \cdot dS$, kde $\vec{n}_0$ je jednotkový vektor lokální vnější normály k povrchu S . Dále nechť $\Psi(\vec{r})$, $G(\vec{r})$ jsou spojitě skalární funkce. Uvažujme $\vec{A}$ ve tvaru

$$\vec{A}(\vec{r}) = \Psi(\vec{r}) \operatorname{grad} G(\vec{r}) - G(\vec{r}) \operatorname{grad} \Psi(\vec{r}), \quad (3.2)$$

při výpočtu $\operatorname{div} \vec{A}$ užijeme identity pro skalární funkci Φ

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = \Delta \Phi \quad (3.3)$$

a identity pro spojitou vektorovou funkci $\vec{F}$

$$\operatorname{div} (\Phi \vec{F}) = \Phi \operatorname{div} \vec{F} + (\operatorname{grad} \Phi) \vec{F}. \quad (3.4)$$

3.1. SKALÁRNÍ KIRCHHOFFOVA TEORIE

Tedy pro $\vec{A}$ docházíme ke vztahu

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \vec{A} &= \Psi \operatorname{div} \operatorname{grad} G + (\operatorname{grad} \Psi) \cdot (\operatorname{grad} G) \\ &\quad - G \operatorname{div} \operatorname{grad} \Psi - (\operatorname{grad} \Psi) \cdot (\operatorname{grad} G) \\ &= \Psi \Delta G - G \Delta \Psi.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Pak lze rovnici 3.1 s ohledem na 3.2 a 3.5 napsat ve tvaru

$$\iiint_V (\Psi \Delta G - G \Delta \Psi) dV = \oiint_S (\Psi \operatorname{grad} G - G \operatorname{grad} \Psi) d\vec{S}.\tag{3.6}$$

Nechť $\Psi(\vec{r})$ je světelný rozruch (skalární funkce, např. složka komplexní amplitudy elektrické nebo magnetické intenzity lineárně polarizované elektromagnetické vlny) splňující Helmholtzovu rovnici ve tvaru

$$\Delta \Psi + k^2 \Psi = 0,\tag{3.7}$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ a λ je vlnová délka. Nechť funkce G splňuje rovnici

$$\Delta G(\vec{r}, \vec{r}') + k^2 G(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'),\tag{3.8}$$

kde δ je Diracova δ funkce, $\vec{r}$ je polohový vektor bodu P uvnitř objemu V a $\vec{r}'$ je polohový vektor k bodu P' uvnitř objemu V . $G(\vec{r}, \vec{r}')$ je Greenovou funkcí pro Helmholtzovu rovnici. Lze ji nalézt ve tvaru [4, str. 75]

$$\Delta G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\exp(\imath k |\vec{r} - \vec{r}'|)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}.\tag{3.9}$$

S ohledem na 3.7 a 3.8 lze levou stranu 3.6 s využitím vlastností δ funkce psát jako

$$\begin{aligned}& \iiint_V \left\{ \Psi(\vec{r}') [\delta(\vec{r} - \vec{r}') - k^2 G(\vec{r} - \vec{r}')] - G(\vec{r} - \vec{r}') [-k^2 \Psi(\vec{r}')] \right\} d^3 \vec{r}' \\ &= \iiint_V \left\{ \Psi(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') - k^2 \Psi(\vec{r}') G(\vec{r} - \vec{r}') + k^2 \Psi(\vec{r}') G(\vec{r} - \vec{r}') \right\} d^3 \vec{r}' \\ &= \Psi(\vec{r}').\end{aligned}\tag{3.10}$$

Tedy

$$\Psi(\vec{r}) = \oiint_S \left[\Psi(\vec{r}_0) \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_0)}{\partial n_0} - G(\vec{r}, \vec{r}_0) \frac{\partial \Psi(\vec{r}_0)}{\partial n_0} \right] dS,\tag{3.11}$$

kde $\vec{r}_0$ je polohový vektor bodu na povrchu S , $\frac{\partial}{\partial n_0}$ značí derivaci podle vnější lokální normály k povrchu S v bodě $\vec{r}_0$.

Povrch S_0 rozptylujícího objektu bývá neuzavřený. Takový povrch lze považovat za část hypotetického povrchu S vystupujícího v 3.11 a splňujícího vhodné okrajové podmínky. Povrch S_0 vykazuje nenulový koeficient odrazu.

3.1.2. Kirchhoffova aproximace rovinné dopadající vlny

V rovnici 3.11 neznáme $\Psi(\vec{r}_0)$ a $\frac{\partial \Psi(\vec{r}_0)}{\partial n_0}$. Vyjádříme je pomocí Kirchhoffovy aproximace

$$\Psi(\vec{r}_0) = [1 + R_0(\vec{r}_0)] \cdot \Psi^{dop}(\vec{r}_0),\tag{3.12}$$

3. KIRCHHOFFOVA TEORIE ROZPTYLU

kde $R_0(\vec{r}_0)$ je lokální koeficient odrazu na rovinném rozhraní, $\Psi^{dop}(\vec{r}_0)$ je dopadající vlna, o které předpokládáme, že je rovinná a monochromatická

$$\Psi^{dop}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}_{dop}\vec{r}), \quad (3.13)$$

kde $\vec{k}_{dop}$ je vlnový vektor dopadající rovinné monochromatické vlny.

V Kirchhoffově aproximaci nahradíme povrch v bodě $\vec{r}_0$ rovinou tečnou k povrchu. $R_0(\vec{r}_0)$ je funkcí $\vec{r}_0$, protože v různých $\vec{r}_0$ jsou úhly dopadu a rozptylu různé. V našem případě položíme R_0 rovno konstantě. Tedy předpokládáme, že R_0 není funkcí polohy na rozptylujícím povrchu, tento předpoklad je rozumný, pokud se studovaný povrch nachází v prostředí s výrazně odlišnými dielektrickými vlastnostmi. Rovněž lze tento předpoklad udělat pro rozptylující povrch s malými sklony nerovností [4, str. 81]

$$\frac{\partial \Psi(\vec{r}_0)}{\partial n_0} = (i\vec{k}_{dop} \cdot \vec{n}_0) \exp(i\vec{k}_{dop} \cdot \vec{r}_0) + (i\vec{k}_{odr} \cdot \vec{n}_0) R_0 \exp(i\vec{k}_{odr} \cdot \vec{r}_0), \quad (3.14)$$

kde $\vec{k}_{odr}$ je vlnový vektor odražené vlny.

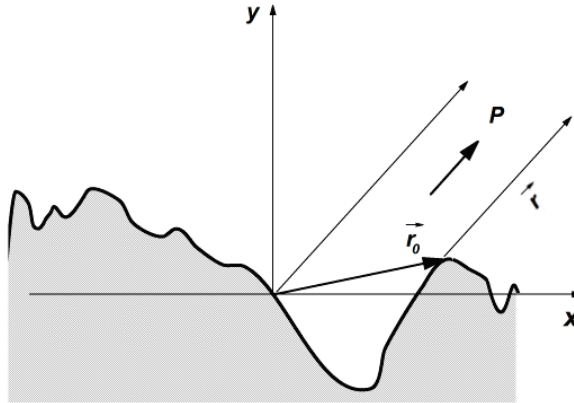
$$\begin{aligned} \vec{k}_{odr} \cdot \vec{n}_0 &= -\vec{k}_{dop} \cdot \vec{n}_0, \\ \exp(i\vec{k}_{dop} \cdot \vec{r}_0) &= \exp(i\vec{k}_{odr} \cdot \vec{r}_0). \end{aligned}$$

Tedy

$$\frac{\partial \Psi(\vec{r}_0)}{\partial n_0} = [1 - R_0](i\vec{k}_{dop} \cdot \vec{n}_0) \Psi^{dop}(\vec{r}_0). \quad (3.15)$$

3.1.3. Aproximace dalekého pole

Výrazy $G(\vec{r}, \vec{r}_0)$ a $\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_0)}{\partial n_0}$ v integrandu pravé strany rovnice 3.11 určíme pro případ, kdy bod pozorování P je daleko od všech částí rozptylujícího povrchu, tj.



Obrázek 3.2: Význam proměnných [3].

$$r \gg r_0, \quad (3.16)$$

kde $\vec{r}$ je vektor směřující k bodu pozorování P a $\vec{r}_0$ má význam jako v obrázku 3.2.

Při úvahách o platnosti podmínky 3.16 v praktických případech je vhodné mít na zřeteli, že používané světelné svazky jsou prostorově omezené a k rozptýlenému poli v bodě pozorování přispívá pouze osvětlená část povrchu.

3.1. SKALÁRNÍ KIRCHHOFFOVA TEORIE

Při splnění podmínky 3.16 je

$$\begin{aligned}
 k|\vec{r} - \vec{r}_0| &= k(r^2 - 2\vec{r}\vec{r}_0 + r_0^2)^{1/2} \\
 &= k r \left[1 - \frac{2\vec{r}\vec{r}_0}{r^2} + \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \right]^{1/2} \\
 &\doteq k r \left[1 - \frac{\vec{r}\vec{r}_0}{r^2} \right] \\
 &= k r - k\vec{\hat{r}} \cdot \vec{r}_0 \\
 &= k r - k_{roz} \cdot \vec{r}_0,
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

kde $\vec{\hat{r}}$ je jednotkový vektor ve směru pozorování (k bodu P) a k_{roz} je vlnový vektor rozptýlené vlny. Potom je

$$G(\vec{r}, \vec{r}_0) \doteq \frac{\exp(\imath k r) \cdot \exp(\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0)}{4\pi r} \tag{3.18}$$

a

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_0)}{\partial n_0} &= \frac{\exp(\imath k |\vec{r} - \vec{r}_0|)}{4\pi k |\vec{r} - \vec{r}_0|} \left(\imath k - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \right) \frac{\partial |\vec{r} - \vec{r}_0|}{\partial n_0} \\
 &\doteq \frac{\exp(\imath k r) \cdot \exp(\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0)}{4\pi r} k \left(\imath - \frac{1}{k |\vec{r} - \vec{r}_0|} \right) \frac{\partial (r - \vec{\hat{r}} \cdot \vec{r}_0)}{\partial n_0}.
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Předpokládejme dále

$$k \cdot |\vec{r} - \vec{r}_0| \gg 1.$$

Potom

$$\begin{aligned}
 G(\vec{r}, \vec{r}_0) &= \frac{\exp(\imath k r) \cdot \exp(\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0)}{4\pi r} \imath k (-\vec{\hat{r}} \cdot \vec{n}_0) \\
 &= -\imath \frac{\exp(\imath k r) \cdot \exp(\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0)}{4\pi r} (k_{roz} \cdot \vec{n}_0).
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Dosazením 3.12, 3.15, 3.18 a 3.20 do rovnice 3.11 dostaneme

$$\begin{aligned}
 \Psi(\vec{r}) &= \iint_{S_0} [1 + R_0] \exp(\imath k_{dop} \cdot \vec{r}_0) \left[-\imath \frac{\exp(\imath k r)}{4\pi r} (\vec{n}_0 \cdot \vec{k}_{roz}) \exp(-\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0) \right] \\
 &\quad - \frac{\exp(\imath k r)}{4\pi r} \exp(-\imath k_{roz} \cdot \vec{r}_0) \cdot \imath [1 + R_0] (k_{dop} \cdot \vec{n}_0) \cdot \exp(\imath k_{dop} \cdot \vec{r}_0) dS \\
 &= \imath \frac{\exp(\imath k r)}{4\pi r} \iint_{S_0} R_0 (k_{dop} - k_{roz}) \vec{n}_0 \exp[\imath (k_{dop} - k_{roz}) \cdot \vec{r}_0] \\
 &\quad - (k_{dop} + k_{roz}) \vec{n}_0 \exp[\imath (k_{dop} - k_{roz}) \cdot \vec{r}_0] dS \\
 &= \imath \frac{\exp(\imath k r)}{4\pi r} \iint_{S_0} [R_0 \cdot \vec{k}^- - \vec{k}^+] \vec{n}_0 \exp(\imath \vec{k}^- \cdot \vec{r}_0) dS,
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

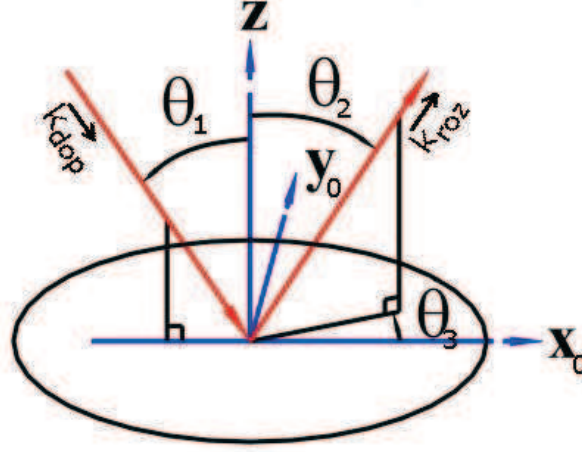
kde $\vec{k}^- = k_{dop} - k_{roz}$ a $\vec{k}^+ = k_{dop} + k_{roz}$, plochu S_0 volíme jako část plochy S , pro kterou platí $R_0 \neq 0$, S_0 je rozptylující povrch. Chceme-li integrovat přes střední rovinu povrchu, je nutno do 3.21 dosadit za $\vec{n}_0$ a dS

$$\vec{n}_0 = \left(-\frac{\partial \xi}{\partial x_0} \vec{i}, -\frac{\partial \xi}{\partial y_0} \vec{j}, \vec{k} \right) \frac{1}{\left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial x_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y_0} \right)^2 + 1 \right]^{1/2}},$$

3. KIRCHHOFFOVA TEORIE ROZPTYLU

$$dS = \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial x_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y_0} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} dx_0 dy_0,$$

kde $z = \xi(x_0, y_0)$ je funkce výšek povrchu, x_0, y_0 jsou kartézské souřadnice ve střední rovině povrchu. Nyní můžeme vyjádřit veličiny v integrandu 3.21 pomocí parametrů charakterizujících geometrii rozptylu, jak je naznačeno v obrázku 3.3



Obrázek 3.3: Geometrie rozptylu.

Vlnové vektory vyjádřené pomocí proměnných uvedených na obrázku 3.3 můžeme psát jako

$$\vec{k}_{dop} = k(\sin \theta_1, 0, -\cos \theta_1),$$

$$\vec{k}_{roz} = k(\sin \theta_2 \cos \theta_3, \sin \theta_2 \sin \theta_3, \cos \theta_2).$$

Pomocí takto definovaných vlnových vektorů můžeme psát 3.21 jako [4, str. 80]:

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} \iint_{S_M} \left(a \frac{\partial \xi}{\partial x_0} + b \frac{\partial \xi}{\partial y_0} - c \right) \exp \{ ik[Ax_0 + By_0 + C \cdot \xi(x_0, y_0)] \} dx_0 dy_0, \quad (3.22)$$

kde S_M je průmět rozptylujícího povrchu do jeho střední roviny, význam proměnných A, B, C, a, b, c je dán jako

$$\begin{aligned} A &= \hat{k}_x^- = \sin \theta_1 - \sin \theta_2 \cos \theta_3, \\ B &= \hat{k}_y^- = -\sin \theta_2 \sin \theta_3, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} C &= \hat{k}_z^- = -(\cos \theta_1 + \cos \theta_2), \\ a &= (\hat{k}^+ - R_0 \hat{k}^-)_x = (1 - R_0) \sin \theta_1 + (1 + R_0) \sin \theta_2 \cos \theta_3, \\ b &= (\hat{k}^+ - R_0 \hat{k}^-)_y = (1 + R_0) \sin \theta_2 \sin \theta_3, \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$c = (\hat{k}^+ - R_0 \hat{k}^-)_z = (1 + R_0) \cos \theta_2 - (1 - R_0) \cos \theta_1. \quad (3.25)$$

Pro další řešení rovnice 3.22 předpokládáme, že výrazy a, b, c jsou konstantní. To je splněno, pokud R_0 není funkcí polohy na rozptylujícím povrchu (to je zejména u povrchů

3.1. SKALÁRNÍ KIRCHHOFFOVA TEORIE

vytvářených strojírenskými technologiemi častý případ). Poté se nám rovnice 3.22 rozpadne na 3 integrály

$$\Psi(\vec{r}) = \iint_{S_M} a \xi'_{x_0} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 + \iint_{S_M} b \xi'_{y_0} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 + \iint_{S_M} (-c) \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0, \quad (3.26)$$

kde $\xi'_{x_0} = \frac{\partial \xi(x_0, y_0)}{\partial x_0}$, $\xi'_{y_0} = \frac{\partial \xi(x_0, y_0)}{\partial y_0}$, $\Phi(x_0, y_0) = Ax_0 + By_0 + C\xi(x_0, y_0)$. V rovnici 3.26 lze první dva integrály spočítat metodou per partes za předpokladu, že rozptylující povrch je obdélník s velikostí stran $2X$, $2Y$, jehož plocha má velikost $S = 4XY$.

$$\begin{aligned} \iint_{S_M} a \xi'_{x_0} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 &= a \int_{-Y}^Y \exp(ikBy_0) \cdot \\ &\quad \int_{-X}^X \xi'_{x_0} \exp\{ik[Ax_0 + C\xi(x_0, y_0)]\} dx_0 dy_0 \\ &= -\frac{Aa}{C} \iint_{S_M} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 \\ &\quad - \frac{ia}{kC} \int_{-Y}^Y \{\exp[ik\Phi(X, y_0)] - \exp[ik\Phi(-X, y_0)]\} dy_0. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Obdobně lze vyjádřit i integrál $\iint_{S_M} b \xi'_{y_0} \exp(ik\Phi(x_0, y_0)) dx_0 dy_0$. Rovnici 3.22 lze tedy napsat ve tvaru

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{-ik \exp(ikr)}{4\pi r} \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} + c \right) \iint_{S_M} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 + \Psi_e, \quad (3.28)$$

kde

$$\begin{aligned} \Psi_e &= \frac{-ik \exp(ikr)}{4\pi r} \frac{ia}{kC} \int_{-Y}^Y \{\exp[ik\Phi(X, y_0)] - \exp[ik\Phi(-X, y_0)]\} dy_0 \\ &\quad + \frac{-ik \exp(ikr)}{4\pi r} \frac{ib}{kC} \int_{-X}^X \{\exp[ik\Phi(x_0, Y)] - \exp[ik\Phi(x_0, -Y)]\} dx_0. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Ψ_e se nazývá hranový efekt. Pro případ, kdy $\xi(\pm X, \pm Y) \equiv 0$ získáme

$$\Psi_e = \frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} 4XY \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} \right) \left(\frac{\sin kAX}{kAx} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right). \quad (3.30)$$

Ψ_e lze zanedbat, pokud $2X \gg \lambda$ a $2Y \gg \lambda$. Obecně nelze Ψ_e zanedbat, protože pro výpočet Ψ z různých rovnic v případě hladkého povrchu o rozměrech $2X$, $2Y$ vede k nesrovnalostem v řešení. Pro dokonale hladký povrch platí

$$\xi(x_0, y_0) = 0, \quad \frac{\partial \xi(x_0, y_0)}{\partial x_0} = \frac{\partial \xi(x_0, y_0)}{\partial y_0} = 0.$$

Rovnice 3.22 pak přejde do tvaru

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{r}) &= -\frac{ik \exp(ikr)c}{4\pi r} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \exp[ik(Ax_0 + By_0)] dx_0 dy_0 \\ &= -\frac{ik \exp(ikr)c}{4\pi r} 4XY \left(\frac{\sin kAX}{kAx} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right). \end{aligned} \quad (3.31)$$

3. KIRCHHOFFOVA TEORIE ROZPTYLU

Rovnice 3.28 má pro dokonale hladký povrch tvar (nezanedbáváme Ψ_e)

$$\begin{aligned}
 \Psi(\vec{r}) &= \frac{-ik \exp(ikr)}{4\pi r} \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} + c \right) \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \exp[ik(Ax_0 + By_0)] dx_0 dy_0 + \Psi_e \\
 &= -\frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} 4XY \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} + c \right) \left(\frac{\sin kAX}{kAx} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right) \\
 &\quad + \frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} 4XY \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} \right) \left(\frac{\sin kAX}{kAx} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right) \\
 &= -\frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} c 4XY \left(\frac{\sin kAX}{kAx} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right).
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Tedy jak z rovnice 3.22, tak z rovnice 3.28 se dopracujeme pro dokonale hladký povrch ke stejnému výsledku.

Rovnice 3.28 se též zapisuje ve tvaru

$$\Psi(\vec{r}) = -\frac{ik \exp(ikr)}{4\pi r} 2F_S(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \iint_{S_M} \exp[ik\Phi(x_0, y_0)] dx_0 dy_0 + \Psi_e, \tag{3.33}$$

kde F_S je tzv. úhlový faktor

$$F_S(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \frac{1}{2} \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} + c \right). \tag{3.34}$$

Rozptyl elektromagnetického záření popsáný rovnicí 3.22 byl odvozen za těchto předpokladů:

- Rozptylující povrch je lokálně hladký.
- Bod pozorování leží v dalekém poli, tj. vzdálenost bodu pozorování r je daleko větší než vzdálenost bodů na rozptylujícím povrchu r_0 .
- Dopadající vlna elektromagnetického záření je rovinná a monochromatická.
- Povrch nemá oblasti s nekonečně velkými gradienty výšek.

V našem experimentu měříme intenzitu rozptýleného záření

$$I = |\Psi(\vec{r})|^2. \tag{3.35}$$

Výše uvedené předpoklady nemusí být v případě vzorků solárních článků splněny. Nejčastějším případem morfologie solárních článků je pyramidová struktura. V tomto případě nemusí na okrajích fazet jednotlivých pyramid být splněna podmínka lokálně hladkého povrchu. Výšky takového rozptylující povrchu měřené od střední roviny povrchu jsou ve srovnání s vlnovou délkou námi používaných zdrojů elektromagnetického záření velké. Z těchto důvodů zatím není jasné, zda bude možné použít výše uvedený popis rozptylu elektromagnetického záření na površích solárních článků. Ověření správnosti popisu rozptylu elektromagnetického záření pomocí skalární Kirchhoffovy teorie na námi studovaných vzorcích bude předmětem dalšího zkoumání.

3.2. OBECNÁ DRSNOST

3.2. Obecná drsnost

Při rozptylu elektromagnetického záření na drsných površích rozlišujeme koherentní a nekoherentní složku rozptýleného elektromagnetického pole. Při formulaci vztahů pro tyto složky uvažujeme náhodnou drsnost studovaného povrchu.

3.2.1. Koherentní složka pole

Jak bylo řečeno v odstavci 2.2.3, koherentní složka rozptýleného pole vykazuje konstantní fázi. Tedy hledání střední hodnoty amplitudy této složky je smysluplná úloha. Hledejme tedy střední hodnotu pravé strany rovnice 3.33 za předpokladu, že funkce výšek povrchu $\xi(x_0, y_0)$ je náhodná veličina

$$\langle \Psi \rangle = -\frac{\imath k \exp(\imath k r)}{4\pi r} 2F_S \iint_{S_M} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[\imath k \Phi(x_0, y_0)] p(\xi) d\xi dx_0 dy_0 + \langle \Psi_e \rangle, \quad (3.36)$$

kde $p(\xi)$ je hustota pravděpodobnosti výšek povrchu. Pro stacionární povrch je $p(\xi)$ nezávislá na poloze (x_0, y_0) na povrchu. Rovnice 3.36 obsahuje člen

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[\imath k C \xi(x_0, y_0)] p(\xi) d\xi = \kappa(kC), \quad (3.37)$$

který je označován jako charakteristická funkce povrchu. Vytknutím členu 3.37 z integrandu v rovnici 3.36 přejde tato rovnice do tvaru

$$\langle \Psi \rangle = -\frac{\imath k \exp(\imath k r)}{4\pi r} 2F_S \kappa(kC) \iint_{S_M} \exp[\imath k(Ax_0 + By_0)] dx_0 dy_0 + \langle \Psi_e \rangle. \quad (3.38)$$

Předpokládejme, že plocha rozptylujícího povrchu v jeho střední rovině je $S_M = \{x \in \langle -X, X \rangle; y \in \langle -Y, Y \rangle\}$. Pak

$$\langle \Psi_e \rangle = -\frac{\imath k \exp(\imath k r)}{4\pi r} \left(\frac{Aa}{C} + \frac{Bb}{C} \right) \kappa(kC) \left(\frac{\sin kAX}{kAX} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right) 4XY. \quad (3.39)$$

Potom

$$\langle \Psi \rangle = -\frac{\imath k \exp(\imath k r)}{4\pi r} c\kappa(kC) \left(\frac{\sin kAX}{kAX} \right) \left(\frac{\sin kBY}{kBY} \right) 4XY, \quad (3.40)$$

tedy střední hodnotu intenzity koherentní složky rozptýleného pole zapíšeme jako

$$\langle I_s \rangle = \langle \Psi \rangle \langle \Psi^* \rangle, \quad (3.41)$$

kde $\langle \Psi \rangle$ je dáno rovnicí 3.41 a Ψ je dáno rovnicí 3.33. Symbol $*$ znamená komplexní sdruženost.

3.2.2. Nekoherentní složka pole

Pro nekoherentní složku pole platí v důsledku náhodného charakteru fáze rozptýleného pole v daném směru $\langle \Psi \rangle \rightarrow 0$. K popisu nekoherentní složky pole tedy musíme použít střední hodnotu intenzity.

3. KIRCHHOFFOVA TEORIE ROZPTYLU

K výpočtu střední hodnoty intenzity rozptýleného pole $\langle I_d \rangle$ využijeme rovnici 3.22. Střední hodnotu intenzity nekoherentní složky rozptýleného pole zapíšeme jako

$$\langle I_d \rangle = \langle \Psi \Psi^* \rangle - \langle \Psi \rangle \langle \Psi^* \rangle. \quad (3.42)$$

Pro analytické řešení rovnice 3.42 je nutno předpokládat $\langle \Psi_e \rangle = \Psi_e$, tj. Ψ_e není náhodná veličina. Členy s Ψ_e se pak na pravé straně rovnice 3.42 vyruší, tedy

$$\begin{aligned} \langle I_d \rangle = & \frac{k^2}{(4\pi r)^2} 4F_S^2 \iint_{S_M} \exp \{ ik[A(x_0 - x_1) + B(y_0 - y_1)] \} (\langle \exp[ikC(\xi_0 - \xi_1)] \rangle \\ & - \langle \exp[ikC\xi_0] \rangle \langle \exp[-ikC(\xi_1)] \rangle) dx_0 dx_1 dy_0 dy_1, \end{aligned} \quad (3.43)$$

kde $\xi_0 = \xi(x_0, y_0)$ a $\xi_1 = \xi(x_1, y_1)$, $[x_1, y_1]$ je libovolný bod na povrchu S_M odlišný od bodu $[x_0, y_0]$.

Pokud je povrch izotropní, můžeme psát

$$x_0 - x_1 = \tau \cos \theta; \quad y_0 - y_1 = \tau \sin \theta.$$

Potom

$$\begin{aligned} \langle I_d \rangle = & \frac{k^2}{(4\pi r)^2} 4F_S^2 \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \int_0^{2\pi} \int_0^{\tau_{max}(x_0, y_0)} \exp [ik(A\tau \cos \theta + B\tau \sin \theta)] \\ & [\kappa_2(kC, -kC, \tau) - \kappa(kC)\kappa^*(kC)] \tau dx_1 dy_1 d\theta d\tau, \end{aligned} \quad (3.44)$$

$\kappa_2(kC, -kC, \tau)$ je 2D charakteristická funkce povrchu a platí

$$\kappa_2(kC, -kC, \tau) \rightarrow \kappa(kC)\kappa^*(kC),$$

když ξ_0 a ξ_1 se stávají nezávislými, tj. bod $[x_1, y_1]$ je dostatečně daleko od bodu $[x_0, y_0]$. Tuto skutečnost lze kvantitativně hodnotit pomocí korelační délky T_k povrchu. Pro $\tau \gg T_k$ platí

$$\kappa_2(kC, -kC, \tau) = \kappa(kC)\kappa^*(kC),$$

horní mez pro τ v rovnici 3.44 lze nahradit ∞ . Tato úprava je obecně oprávněná, pokud velikost rozptylujícího povrchu je mnohem větší než korelační délka povrchu T_k . Výpočet střední hodnoty intenzity rozptýleného pole lze psát ve tvaru

$$\langle I_d \rangle = \frac{k^2 F_S^2}{2\pi r^2} S_M \int_0^\infty J_0(k\tau \sqrt{A^2 + B^2}) [\kappa_2(kC, -kC, \tau) - \kappa(kC)\kappa^*(kC)] \tau d\tau, \quad (3.45)$$

kde S_M je průmět rozptylujícího povrchu do jeho střední roviny, $J_0(k\tau \sqrt{A^2 + B^2})$ je Besselova funkce nultého řádu

$$\left(J_0(k\tau \sqrt{x^2 + y^2}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[i(x \cos \theta + y \sin \theta)] d\theta \right).$$

Předpoklady užití pro odvození rovnice 3.45:

- Lineární rozměry povrchu jsou mnohem větší než korelační délka T_k povrchu.
- Povrch je statisticky izotropní, to umožňuje přechod k polárním souřadnicím.
- Vliv okraje povrchu není náhodný, tj. nepřispívá do celkového pole.

4. ALTERNATIVNÍ METODY POPISU ROZPTYLU NA DRSNÝCH POVRŠÍCH

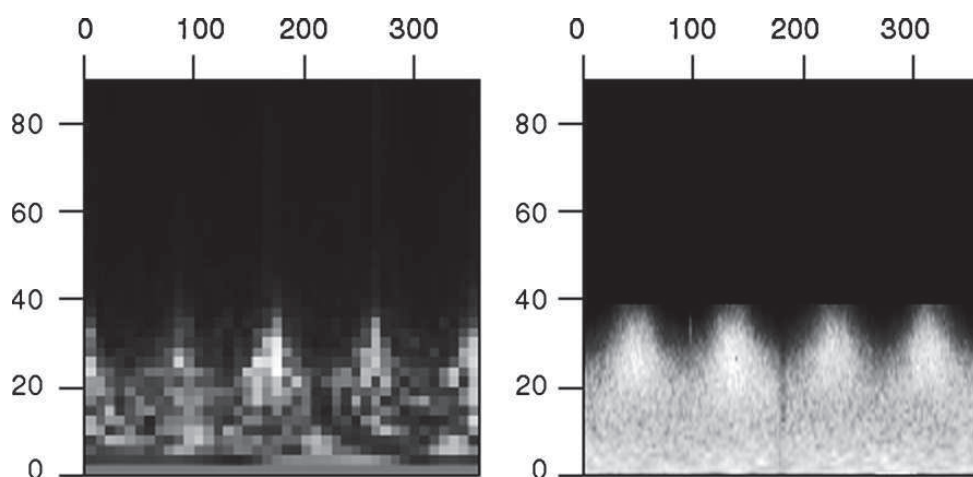
Simulovat rozptyl elektromagnetického záření na drsných površích je možno i jinými přístupy. Dále jsou zmíněny dvě metody popisu rozptylu záření na drsném povrchu, které jsou rozvíjeny v rámci již zmíněného projektu č. FR-TI1/168 na Českém metrologickém institutu Brno a na Masarykově univerzitě Brno.

4.1. Metoda konečných diferencí v časové oblasti

Tato metoda je známá především pod svým anglickým názvem finite-difference time-domain, čili FDTD.

Jedná se o standardní iterační metodu pro výpočty elektromagnetických polí. Tato pole jsou velmi přesně popsána Maxwellovými rovnicemi, které udávají souvislost časové změny elektromagnetického pole a jeho okamžitého rozložení. Jejich výpočty zpravidla provádíme v omezeném prostoru, na jehož hranicích jsou pole nulová. Výpočty se provádí s velmi malým časovým krokem. Většina prací zabývajících se metodami FDTD zavádí v uvažovaném prostoru kartézskou souřadnou soustavu. Nejmenší buňka prostoru má tvar krychle. Pole se počítají v rozích takovéto krychle. Pravděpodobně nejlepší známé schéma je takové, u kterého se při iteracích aktualizují hodnoty v bodech mříže. Nová hodnota pole se počítá ze znalosti hodnot v 6 nejbližších bodech v prostoru [7].

Obecně je metoda FDTD limitována znalostí morfologie studovaného povrchu. Při nej-používanějším Yeeově algoritmu je nezbytná znalost morfologie povrchu s rozlišením $\lambda/10$, kde λ je vlnová délka záření, pro které výpočty provádíme. Existují i metody, kterými lze toto kritérium obejít. Vede to ale ke složitějšímu řešení. Metoda FDTD je výpočetně velmi náročná, záleží samozřejmě na velikosti simulované oblasti. Řešením problémů s výpočetní náročností se ukazují být výkonné grafické karty [8].



Obrázek 4.1: Srovnání metody FDTD s naměřenými daty [8].

Modelováním rozptylu elektromagnetického záření pomocí metody FDTD se zabývá Mgr. Petr Klapetek Ph.D. z Českého metrologického institutu. Porovnání vypočteného rozptylového obrazce a naměřených dat na SM první generace lze nalézt v obrázku 4.1. Data

4. ALTERNATIVNÍ METODY POPISU ROZPTYLU NA DRSNÝCH POVRŠÍCH

povrchové morfologie pro uvedenou simulaci byla naměřena na mikroskopu atomárních sil.

4.2. Geometrická optika

Jako v případě modelování rozptylu elektromagnetického záření pomocí metody FDTD je zapotřebí dobrá znalost morfologie studovaného povrchu. Výpočty se provádějí pro každý paprsek z dopadající rovinné vlny. Jedním z hlavních vztahů, ze kterých vychází modelování pomocí geometrické optiky, je zákon odrazu

$$\alpha = \alpha', \quad (4.1)$$

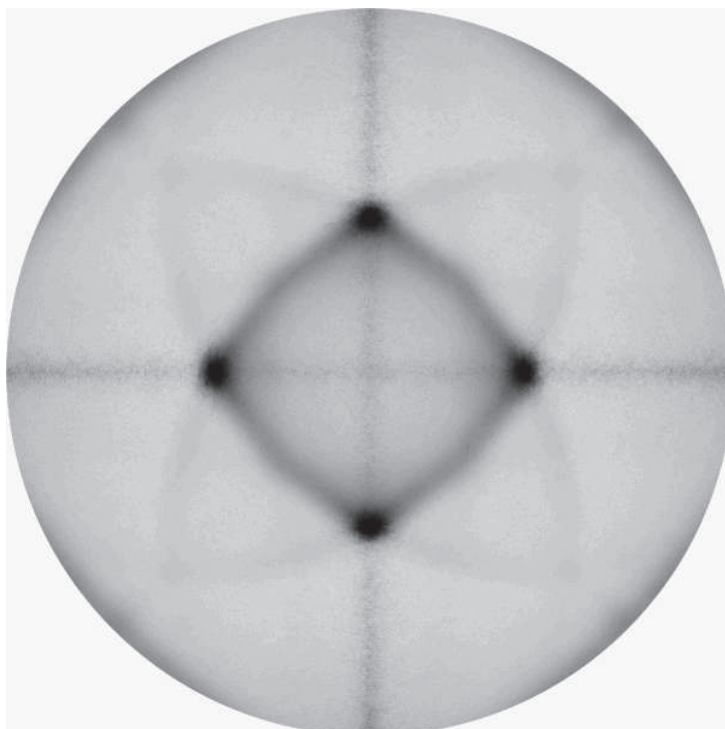
kde α je lokální úhel dopadu, α' je lokální úhel odrazu. Dalším vztahem je zákon lomu

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (4.2)$$

n_1 a n_2 jsou indexy lomu jednotlivých prostředí, α je úhel dopadu a β je úhel lomu.

Paprsková optika ukázala, že pro červené světlo dopadající kolmo na vzorek dochází při interakci paprsku s povrchem solárního článku ke dvojnásobným (nebo vícenásobným) odrazům. Pro šikmý úhel dopadu se začíná uplatňovat stínění.

Modelováním pomocí této metody se zabývá Mgr. David Nečas z Masarykovy univerzity.



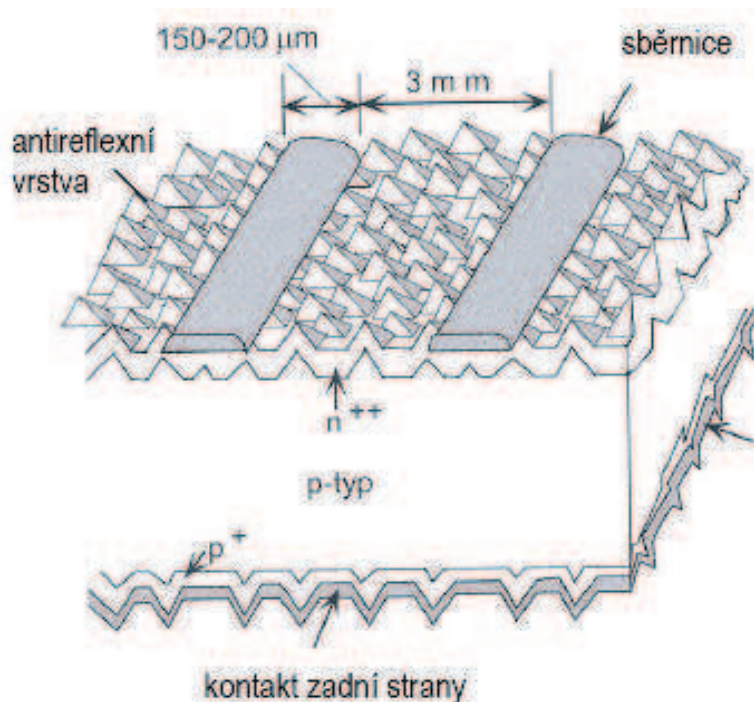
Obrázek 4.2: Simulace rozptylu elektromagnetického záření na povrchu solárního článku (kolmý dopad na střední rovinu povrchu) v rámci geometrické optiky, autor: Mgr. David Nečas.

5. ZÁCHYT ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ V SOLÁRNÍM ČLÁNKU

SM II vznikl v rámci projektu č. FR-TI1/168. K pochopení jeho účelu je vhodné podívat se na strukturu solárního článku.

5.1. Struktura fotovoltaického článku

Solární článek se skládá z několika vrstev. Tělo samotného článku je tvořeno křemíkovou deskou, což je polovodič typu p. Povrch křemíku je ve výrobním procesu texturován. K rozdělení páru elektron-díra vytvořených dopadajícími fotony je zapotřebí polovodičového přechodu p-n. To znamená, že na texturovaném povrchu křemíkové desky typu p se vytvoří vrstva polovodiče typu n. K odvádění elektrického náboje jsou zapotřebí vodivé kontakty na přední i zadní straně solárního článku. Další velmi důležitou součástí je tenká antireflexní vrstva na předním rozhraní, tj. rozhraní, které je natočené směrem ke slunci. Schématický náčrt solárního článku lze vidět na obrázku 5.1.

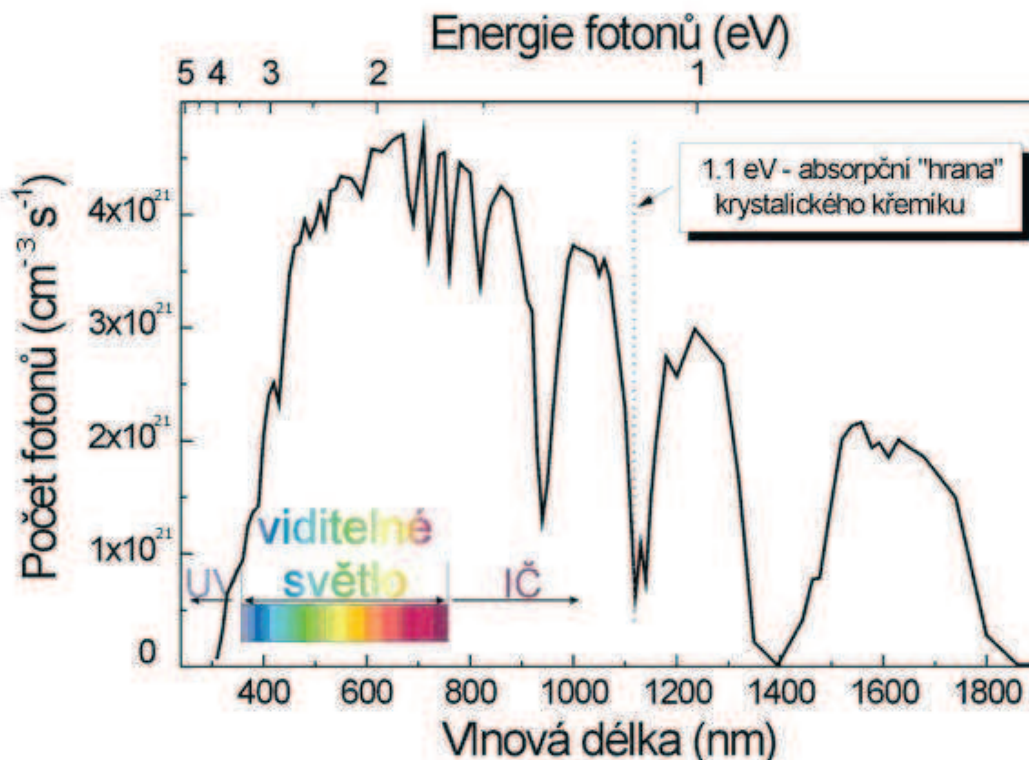


Obrázek 5.1: Schéma solárního článku [9].

Barvu solárního článku pro pozorovatele určuje právě antireflexní vrstva, která je optimalizovaná pro viditelnou část elektromagnetického spektra. Má tedy modrou barvu. V projektu č. FR-TI1/168 se řeší problematika změny barvy antireflexní vrstvy. Se změnou barvy je nezbytně spjato snížení množství fotonů, které proniknou do samotného článku. To snižuje účinnost konverze sluneční energie na energii elektrickou.

5.2. Kompenzace barvy solárního článku

Jako možná kompenzace snížení reflexe záření od předního rozhraní solárního článku by mohlo být využití infračervené části spektra. Množství fotonů v infračervené oblasti slunečního záření je stále dostatečně vysoké. Na obrázku 5.2 lze vidět počet fotonů, které projdou 1 cm^3 zemské atmosféry za jednotku času v závislosti na vlnové délce fotonů.



Obrázek 5.2: Graf závislosti počtu fotonů, které projdou 1 cm^3 zemské atmosféry za 1s v závislosti na vlnové délce [10].

V obrázku je uvedena i absorpční hranu křemíku. Absorpce fotonu, jejichž vlnové délky jsou větší než absorpční hranu křemíku, je výrazně menší. Naše měření provádíme s elektromagnetickým zářením o vlnové délce 635 nm a 1550 nm. Na vlnové délce 1550 nm je absorpční koeficient pro křemík zanedbatelně malý [11, str. 566]. Pro vyjádření dráhy, kterou může v křemíku foton urazit, lze využít Lambertova-Beerova zákona

$$I = I_0 \exp(-\gamma d), \quad (5.1)$$

I je intenzita záření po průchodu materiálem, I_0 je intenzita záření před interakcí s materiálem, γ je koeficient absorpce a d je dráha fotonu v materiálu.

$$\gamma = \frac{4\pi\kappa_e}{\lambda}, \quad (5.2)$$

κ_e je tzv. extinkční koeficient, λ je vlnová délka dopadajícího záření. Pokud se κ blíží k nule, tak vzdálenost d , kterou záření urazí v materiálu, než bude absorbováno, se blíží k nekonečnu. Tento koeficient ovšem nulový není a vzdálenost, kterou záření v solárním článku urazí, je konečná.

Záchytem elektromagnetického záření v solárním článku se rozumí úprava předního i zadního rozhraní článku takovým způsobem, aby docházelo k co možná největšímu počtu

5.3. ROZPTYL ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ UVNITŘ SOLÁRNÍHO ČLÁNKU

odrazů uvnitř článku (v nejlepším případě by mělo dojít k „uvěznění“ záření uvnitř solárního článku). V takovém případě výrazně vzroste počet párů elektron-díra vytvořených fotony z infračervené části spektra.

5.3. Rozptyl elektromagnetického záření uvnitř solárního článku

Jak na prvním, tak i na dalších rozhraních dochází k odrazu a lomu elektromagnetického záření. V našich měřeních není možné v případě vlnové délky 1550 nm oddělit vliv prvního a druhého rozhraní křemíkové desky. Ke kvantifikovanému popisu rozptylu elektromagnetického záření na solárním článku je třeba využít zákon zachování energie pro rozptylující vrstvy [12, str. 73]

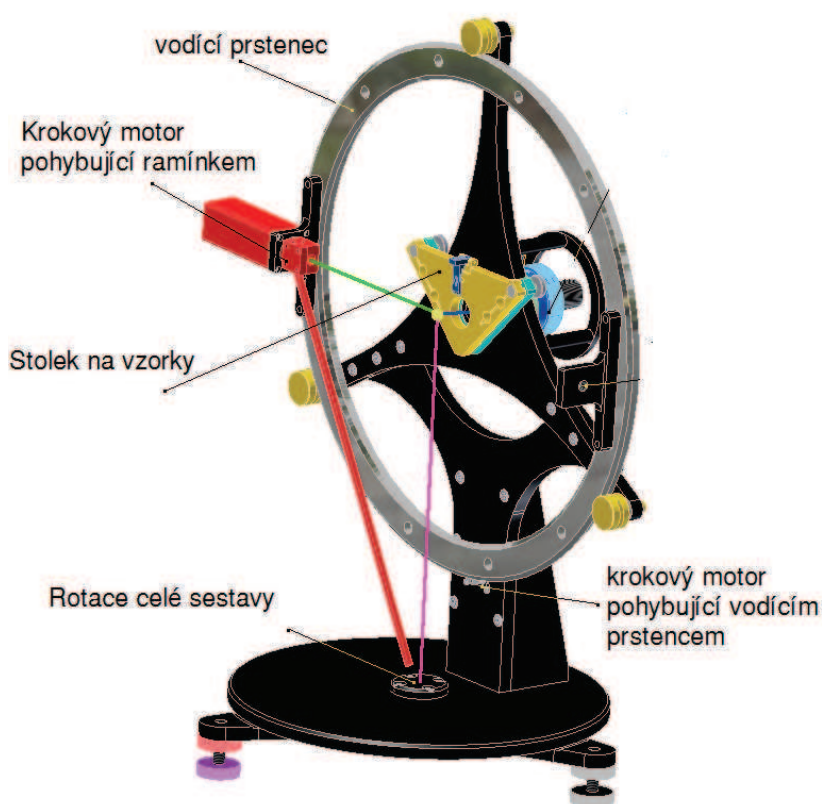
$$1 = A_b + T + R + S_c, \quad (5.3)$$

A_b značí absorpci ve vrstvě, T je propustnost pouze v přímém směru pozorování, R je odrazivost pouze ve spekulárním směru pozorování a S_c je rozptyl elektromagnetického záření vzniklý na všech rozhraních. Do S_c přispívá jak část odraženého, tak část prošlého elektromagnetického záření. Naše zařízení je schopné změřit veškeré prošlé záření. Při měření odraženého elektromagnetického záření dochází ke stínění samotným detektorem. Spekulární část odraženého elektromagnetického záření se naměří v dalším měření při úhlu dopadu, který je blízký kolmému dopadu.

6. SCATTERMETER

Tato práce navazuje na diplomové práce Vladimíra Gründlinga [13] a Pavola Brilly [14], kteří vytvořili návrh a zrealizovali zařízení na měření rozptylu elektromagnetického záření.

SM II je unikátní zařízení na měření úhlového rozložení intenzity rozptýleného elektromagnetického záření do celé hemisféry v odraženém a v prošlém směru. Základem zařízení jsou dva polovodičové lasery o různých vlnových délkách 635 nm a 1550 nm. Tyto dva lasery umožňují měření ve viditelné i infračervené oblasti spektra. Celé zařízení je umístěno do světlotěsného boxu. Detailnější popis zařízení a jeho jednotlivých částí lze nalézt v [14]. Speciální pozornost je potřeba věnovat především detektoru. K pochopení některých vad zobrazení a měření samotného je třeba nastínit průběh pohybu detektoru během měření a vytváření vizualizace naměřených dat.



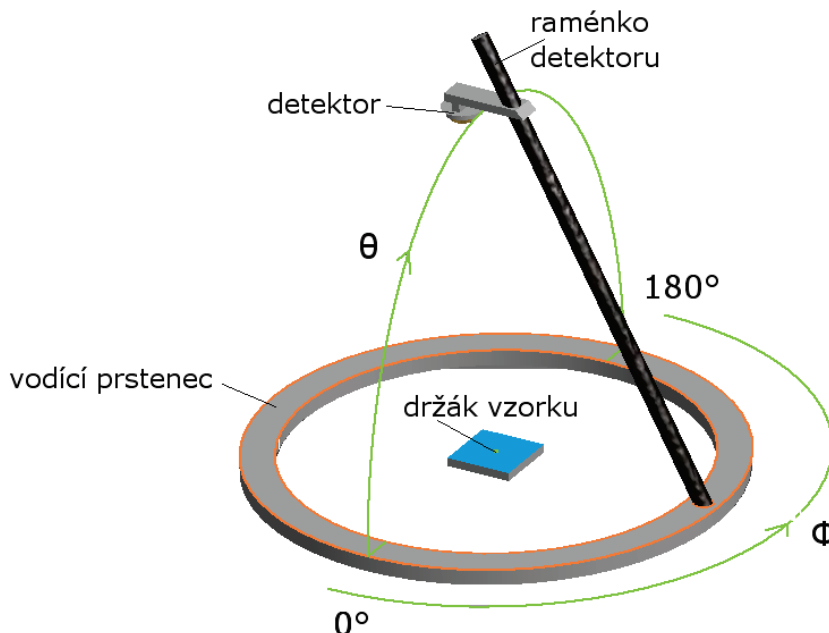
Obrázek 6.1: Původní schéma SM II [14].

6.1. Průběh měření a vizualizace naměřených dat

Měření se provádí na hemisféře daného poloměru. Tedy detektor se pohybuje po povrchu hemisféry s ekvidistantním volitelným krokem. Maximální prostorové úhlové rozlišení je $\Omega = (2,76 \pm 0,03)10^{-4} \text{ sr}$, kde uvedená nejistota odpovídá úrovni spolehlivosti 95 %. Na počátku měření motory zajišťující pohyb příslušných částí SM II synchronizují svoji pozici pomocí koncových spínačů. Následně motor otáčející vodícím prstencem (viz obrázek 6.1) nastaví hodnotu $\phi = 0^\circ$ (viz obrázek 6.2). Po nastavení úhlu ϕ otočí motor raménkem

6.2. DETEKTOR ZÁŘENÍ

detektoru o úhel $\theta = 180^\circ$ (viz obrázek 6.2). V dalším kroku nastaví motor vodícího prstence pozici $\phi = 1^\circ$ a detektor se pohybuje nazpět o úhel $\theta = 180^\circ$ do pozice 0° . Takto proběhne 180 měření a proměří se tím všechny body na hemisféře. V obrázku 6.2 je znázorněna geometrie pohybu detektoru.



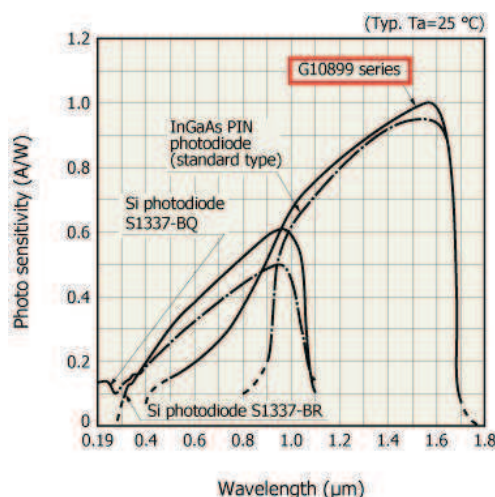
Obrázek 6.2: Geometrie pohybu detektoru při měření.

Data se zapisují do matice hodnot o třech sloupcích. V prvním je hodnota úhlu ϕ ve druhém hodnota úhlu θ a ve třetím hodnota naměřeného signálu detektoru. Při vizualizaci naměřených dat se využívá procedura v prostředí MATLAB (autor: J. Petráček), která z naměřené matice hodnot promítne data na hemisféru. Při vytváření vizualizace je třeba uvážit, že hodnota naměřená pro úhlové hodnoty $\phi = 0^\circ, \theta = 0^\circ$ odpovídá hodnotě $\phi = 180^\circ, \theta = 180^\circ$. Počátek a konec měření musejí na sebe navazovat, abychom byli schopni data zobrazit na hemisféru bez evidentních vad.

6.2. Detektor záření

Jako detektor se používá fotodiody, která detekuje záření v široké oblasti spektra. Tato dioda je vybrána tak, aby mohla být použita pro oba lasery. Pro různé vlnové délky má dioda různou spektrální citlivost. Jedná se o fotodiodu ze sloučeniny InGaAs od firmy Hamamatsu model G10899-03K. Tento konkrétní model má kruhovou detekční plochu o průměru 3 mm.

Podle grafu z obrázku 6.3 je daná dioda pro infračervený laser přibližně 5krát citlivější. Je nutné ověřit linearitu diody v celém dynamickém rozsahu a zároveň ověřit hodnotu citlivosti v jednotlivých vlnových délkách. Cejchování naší diody jsme provedli pro viditelnou část spektra měřicí hlavicí firmy Coherent s označením LM-2 VIS, která umožňuje měřit zářivý výkon s rozlišením 1 nW. Pro měření zářivého výkonu infračerveného laseru jsme použili jiné detekční zařízení, které je určeno pro měření zářivého výkonu v oblasti optických vláken. Jedná se o měřič výkonu Anritsu Optical Handy Power Meter ML9002A



Obrázek 6.3: Graf spektrální citlivosti fotodiody Hamamatsu G10899-03K [15].

(rozlišení zářivého výkonu je 1 nW). Nepřesnost obou měřících zařízení je $\pm 5\%$. Při měření výkonu infračerveného laseru byla použita čočka, která fokusovala svazek do aktivní plochy měřiče výkonu tak, jak je vidět v obrázku 6.4. Ve výpočtu výkonu musíme z jeho naměřené hodnoty odečíst přibližně 7%, což jsou odrazy při průchodu čočkou. Měření bylo provedeno na Ústavu radioelektroniky VUT v Brně.

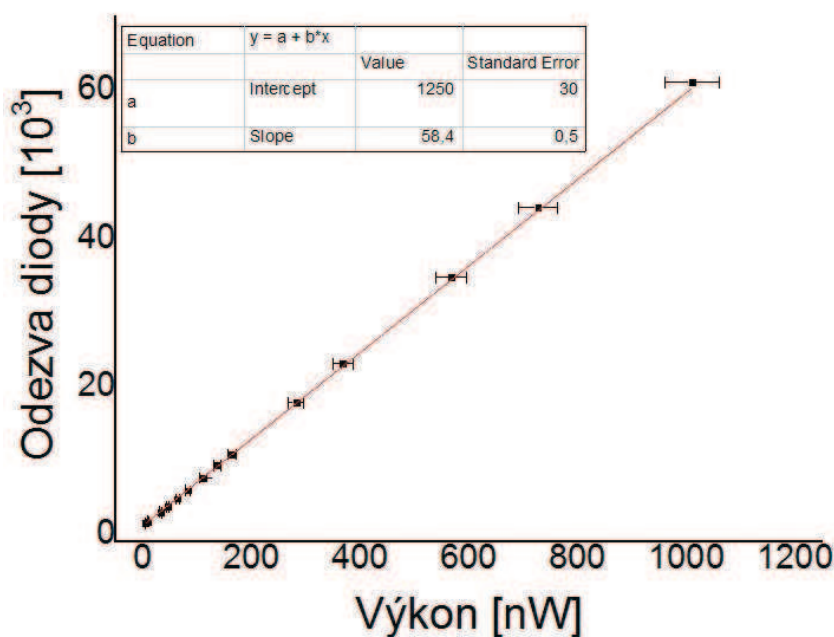


Obrázek 6.4: Měření výkonu infračerveného laseru.

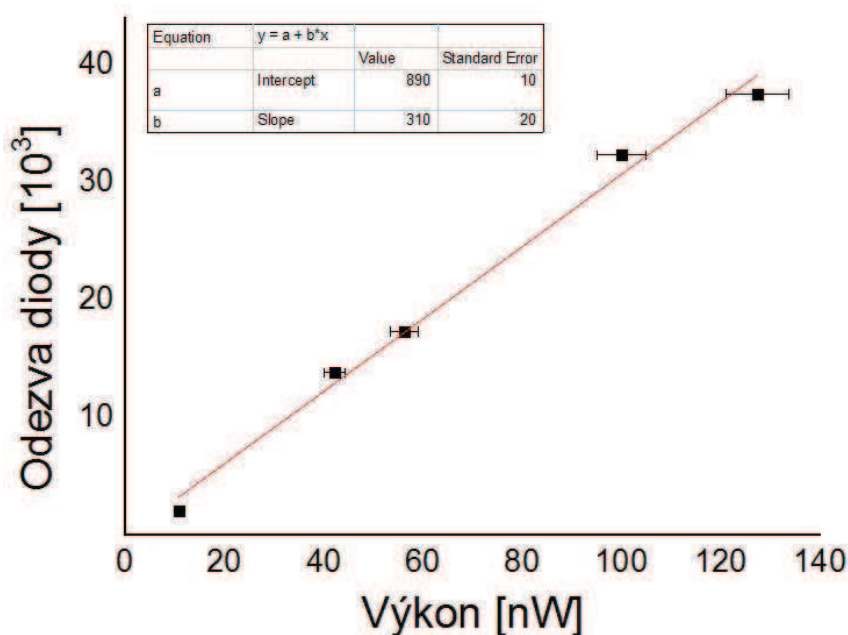
Za účelem přiřazení skutečného zářivého výkonu k odezvě detekční diody jsme proměřili závislost této odezvy na zářivém výkonu v celém dynamickém rozsahu diody. Tato závislost je pro vlnovou délku 635 nm uvedena na obrázku 6.5, z něhož je současně zřejmé, že odezva diody je lineární. Směrnice zmíněné lineární závislosti má hodnotu

$$K_c = 58,4 \pm 0,5.$$

6.2. DETEKTOR ZÁŘENÍ



Obrázek 6.5: Závislost odezvy diody na zářivém výkonu, ověření linearity diody na vlnové délce 635 nm.



Obrázek 6.6: Závislost odezvy diody na zářivém výkonu, ověření linearity diody na vlnové délce 1550 nm.

Tutéž závislost jsme proměřovali i pro vlnovou délku 1550 nm (obrázek 6.6). V tomto případě je směrnice zmíněné závislosti rovna

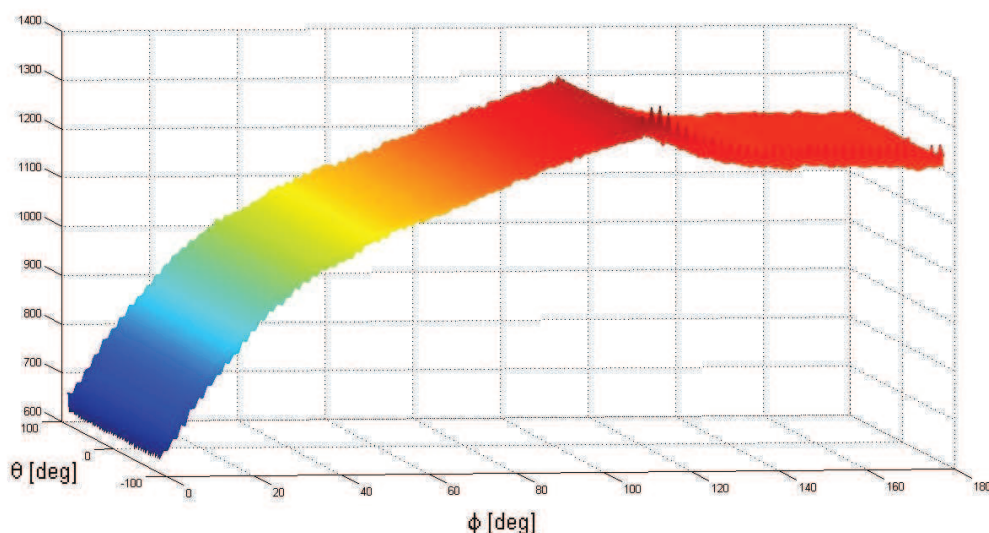
$$K_i = 310 \pm 20.$$

Porovnáním K_i a K_c získáme poměr mezi spektrální citlivostí diody pro 635 nm a 1550 nm

$$\frac{K_i}{K_c} \doteq 5,3. \quad (6.1)$$

6.2.1. Teplotní závislost odezvy detektoru

V testovacích měřeních úhlového rozdělení intenzity rozptýleného elektromagnetického záření její hodnota v počáteční poloze diody neodpovídala naměřené hodnotě v koncové poloze diody. Tím ve vizualizaci dat na měřené hemisféře vznikala nespojitost v hodnotách intenzity. Jelikož námi použitá dioda se používá též v teploměrech, je zřejmě citlivá na změnu teploty okolního prostředí. Ověření, zda výše popsaná nespojitost souvisí se změnou teploty okolního prostředí, bylo provedeno následovně. Světlotěsný box, do kterého je SM II umístěn, zamezoval odvodu tepla vznikajícího z elektronických součástek uvnitř boxu (řídící jednotka krokových motorů byla umístěna uvnitř boxu). Bylo provedeno měření bez umístění vzorku a bez zapnutí zdroje záření (nebylo jasné, zda nárůst signálu není způsoben časovou nestabilitou laseru, což se při následné analýze nepotvrdilo). V naměřeném scattergramu se projevil nárůst signálu způsobený pravděpodobně pohonem motorů, na kterých docházelo k tepelným ztrátám. Následně byla z boxu vyjmuta veškerá elektronika, na které k těmto ztrátám docházelo.



Obrázek 6.7: Naměřený růst signálu bez zařazeného vzorku a vypnutého zdroje záření.

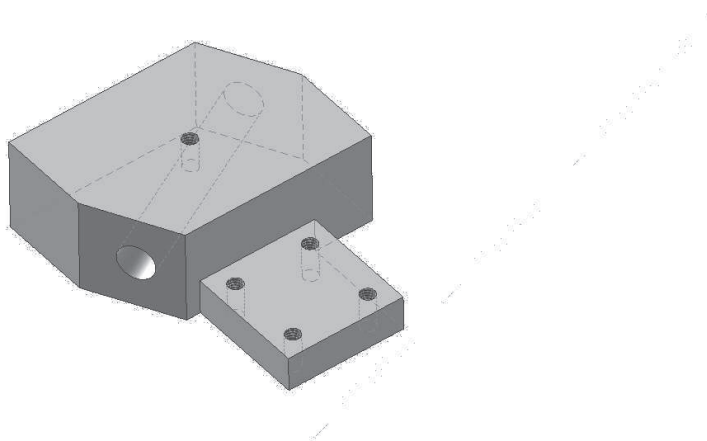
6.3. Pohyblivé raménko diody

V původní verzi SM II bylo použito duté raménko diody z kompozitového materiálu o čtvercovém průřezu s délkou hrany 4 mm a tloušťkou stěny 0,5 mm. Kompozitový materiál z uhlíkových vláken byl použit z důvodu dobrého poměru jeho hmotnosti a tuhosti. Praxe ukázala, že i přes tyto nesporně dobré vlastnosti nebyly zvolený profil ani jeho rozměry optimální. Po uchycení diody s analogově digitálním (AD) převodníkem k raménku docházelo k průhybu raménka. Vznikla tedy nutnost nahradit původní raménko novým. Bylo třeba zachovat dutý profil raménka kvůli vedení kabelů k diodě a nízkou hmotnost. Raménko je poháněno krokovým motorem. Aby celková hmotnost raménka a na něj připevněných částí nepřesáhla jistou hraniční hodnotu, musí být raménko i součásti zhotoveny z lehkých materiálů. Dalším požadavkem byl co nejmenší obsah průřezu raménka kvůli měření v jiném než kolmém dopadu záření laseru. Při měření pod šikmým úhlem dopadu bude docházet ke stínění raménkem.

6.4. UCHYCENÍ DESKY DIODY

Z hlediska dobrého poměru hmotnosti vůči tuhosti byl v nové verzi zachován použitý materiál, tzn. uhlíkový kompozit. Původní raménko mělo čtvercový průřez, což během měření při šikmém úhlu dopadu laseru způsobovalo proměnlivé stínění. Byl tedy vybrán kruhový průřez a tlustostěnná verze kompozitové tyčky. Průměr tyčky je 6 mm a tloušťka stěny je 1 mm. Tyto parametry zajišťují, že nové raménko diody nebude stínit více než původní.

S výměnou raménka byla spojena i změna jeho uchycení raménka ke krokovému motoru. Původní řešení nebylo příliš pevné a docházelo k pohybu raménka v uchycení samotném. Obrázek 6.8 zobrazuje nově navržené uchycení raménka diody.



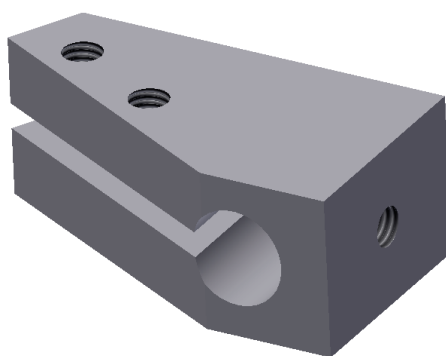
Obrázek 6.8: Uchycení raménka diody ke krokovému motoru.

6.4. Uchycení desky diody

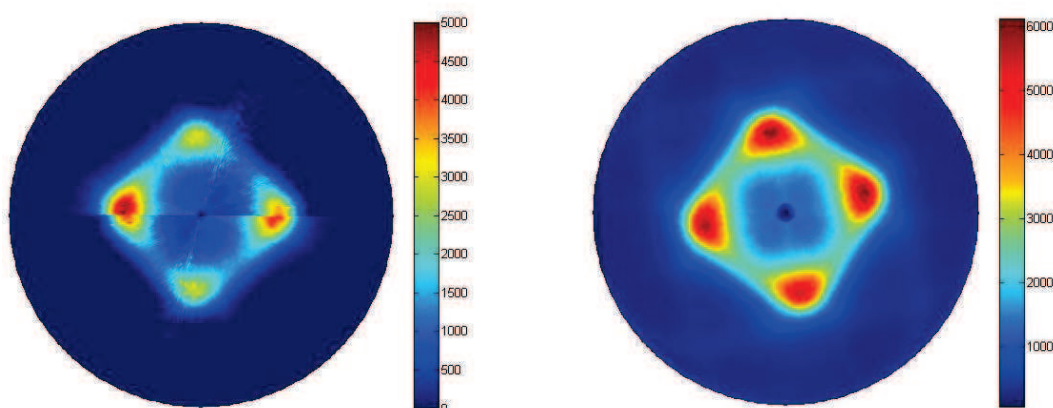
V původním návrhu nebylo navrženo uchycení diody k pohyblivému raménku. Nyní při tvorbě uchycení byl uvážen vliv desky, na které je dioda umístěna (viz obrázek 6.9). Výkresy jednotlivých navržených částí jsou uvedeny v příloze. Deska, na které je umístěn AD převodník, musí být umístěna na konec raménka. Klíčové je snížit, co možná nejvíce, hmotnost uchycení desky diody. Krokový motor se v měřicí pozici zastavuje jen na 20 μ s, tj. na dobu vyčítání AD převodníku. Pokud by hmotnost částí držících desku diody byly příliš velká, byl by velký i jejich moment síly k uchycení raménka krokovému motoru. V prvních měřeních s raménkem čtvercového průřezu docházelo ke kmitání konce raménka. Zvýšením tuhosti raménka a snížením hmotnosti jednotlivých částí na raménko umístěných v nové verzi bylo kmitům zamezeno.

Po vyřešení uchycení desky diody bylo nutné vytvořit i držák samotné diody. Dioda byla na desce umístěna původně jen pomocí svých vodivých kontaktů. I při malém náhodném mechanickém kontaktu, ke kterému mohlo dojít např. při výměně vzorku, se mírně změnila pozice diody. Jak se ukázalo, mechanické nastavení diody se projevuje velmi výrazně, což lze vidět na obrázku 6.10. V případě, že dioda nebyla na správné pozici, docházelo při vizualizaci naměřených dat k vadě. Nebyla to vada v zobrazení, nýbrž v naměřených hodnotách a zobrazením se projevila.

Kvůli těmto deformacím bylo třeba uchytit samotnou fotodiodu. Pokud by aktivní plocha fotodiody nebyla rovnoběžná se střední rovinou vzorku, tak na počátku a na konci měření nebude dioda směřovat do stejného místa vzorku. Naměřená data na sebe ne-

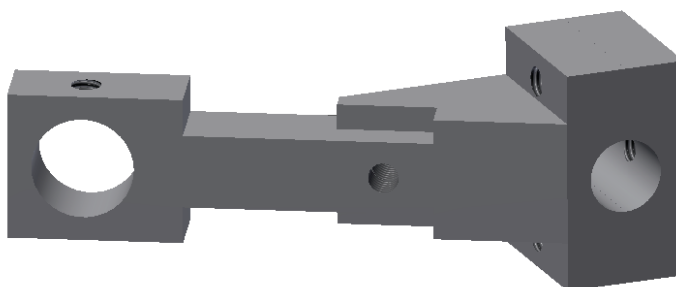


Obrázek 6.9: Uchycení desky diody.



Obrázek 6.10: Porovnání obrázku se špatně mechanicky nastavenou diodou (vlevo) a správně mechanicky nastavenou diodou (vpravo).

budou navazovat a vznikne podobná deformace jako v obrázku 6.10, ale méně znatelná. Na obrázku 6.11 je sestava uchycení fotodiody. Rozdělení na několik částí je nezbytné z výrobních důvodů. Současně umožní snížení hmotnosti celé sestavy. Dalším důvodem je možnost montáže bez nutnosti zásahu do kabeláže elektronických prvků.



Obrázek 6.11: Uchycení fotodiody.

6.5. Zdroje elektromagnetického záření

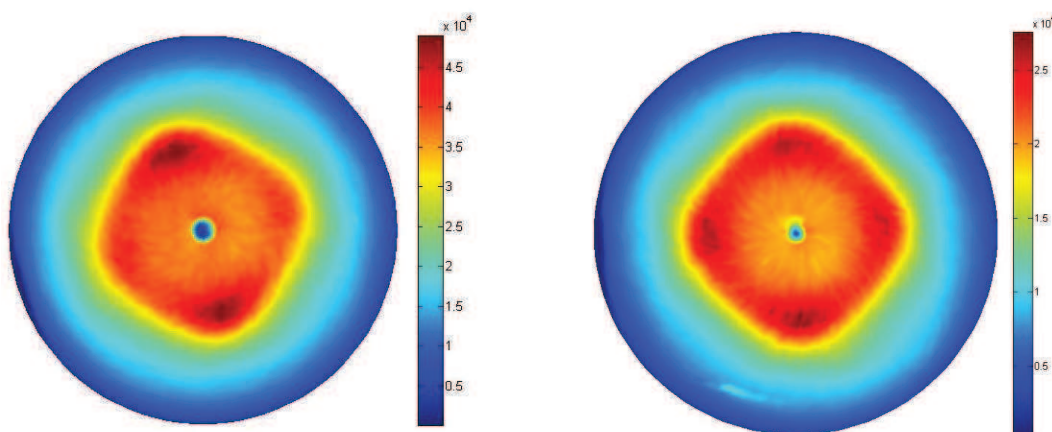
Zdroje elektromagnetického záření dopadajícího na měřené vzorky v SM II jsou dva polovodičové lasery od firmy Thorlabs. Jedná se o lasery pracující na vlnových délkách 635 nm a 1550 nm. Výkony laserů byly změřeny pomocí zařízení uvedených v odstavci 6.2.

6.6. NASTAVENÍ MĚŘICÍ APARATURY

Tabulka 6.1: Výkony laserů polovodičových laserů Thorlabs.

vlnová délka použitého laseru [nm]	výkon [mW]
635	$2,9 \pm 0,2$
1550	$3,4 \pm 0,2$

Protože jsou lasery polovodičové, je jejich záření z principu polarizované. Polarizaci v klasickém plynovém laseru, např. helium-neonovém, způsobuje geometrie rezonátoru. Rezonátorem v polovodičovém laseru je aktivní oblast vzniku záření, která má v případě takového výrazně větší podélné rozměry oproti její tloušťce. Takto vzniklá polarizace by měla být takřka lineární.



Obrázek 6.12: Scattergram bez depolarizátoru (vlevo), s depolarizátorem (vpravo).

S přihlédnutím na charakter měřených vzorků je třeba, aby polarizace dopadajícího záření byla buď náhodná, nebo kruhová. Lineární polarizaci lze přeměnit na kruhovou polarizaci pomocí čtvrtvlnové desky. To znamená, že intenzita záření rozptýleného do všech úhlů ϕ s konstantním θ (viz obrázek 6.2) bude stejně velká. Při eliptické polarizaci již dochází ke zkreslení výstupních dat. Polarizace laserů Thorlabs je eliptická. K odstranění této eliptické polarizace byl použit achromatický depolarizátor DPU-25 od firmy Thorlabs. Ten nevytváří kruhovou polarizaci ale pseudo-náhodnou polarizaci [16]. Porovnání před použitím a po použití depolarizátoru lze nalézt v obrázku 6.12.

6.6. Nastavení měřicí aparatury

SM II se oproti první generaci zařízení skládá z více prvků a je též obtížnější ho sestavit ho fungující sestavy. Následující text se bude zabývat pouze nastavením těchto prvků:

- polovodičový laser 635 nm,
- polovodičový laser 1550 nm,
- stolek pro uchycení měřených vzorků,
- fotodioda.

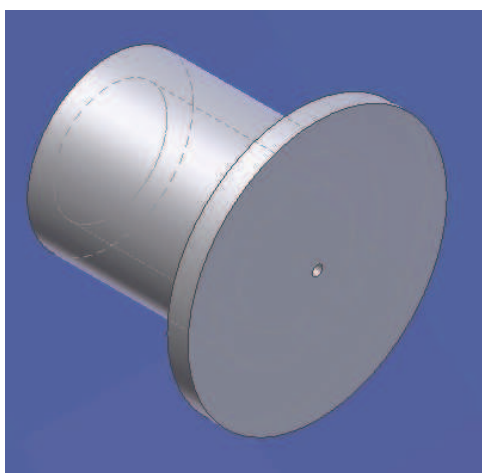
Předpokládáme tedy fakt, že lasery už jsou umístěny v držácích. Tyto držáky mají ve světlotěsném boxu pevné umístění vůči vertikální ose otáčení SM II. Dalším předpokladem je známá poloha raménka pro polohu diody v pozici $\theta = 90^\circ$ (pól hemisféry).

6. SCATTERMETER

1. Nejdříve je třeba nastavit do stejné výšky nad dnem světlotěsného boxu oba lasery. Tato výška musí být totožná s výškou, do které se umísťuje vzorek na stolku SM II. Protože je poměrně obtížné nastavovat 1550 nm laser, provedeme veškerá nastavení nejdříve pro 635 nm laser.
2. V dalším kroku je třeba nastavit podstavu SM II do vodorovné polohy. K tomu poslouží trojice stavěcích šroubů. Detekce se provádí vodováhou.
3. K žádoucímu nastavení směru laserového paprsku nám pomohou „špunty“. Jde o zúžení v průchozím místě SM II, které vznikne po odstranění nastavitelného stolku vzorku. V původním verzi SM II se jedná o část s názvem „uložení stolečku“. Špunty



Obrázek 6.13: Uložení stolečku [14].



Obrázek 6.14: Prostorové omezení svazku špuntem.

umístíme na obě strany uložení stolečku. Nastavíme 635 nm laser tak, aby svazek procházel oběma špunty. Tím zaručíme přibližně vodorovnost mezi podstavou SM II a osou svazku.

4. Stejně nastavení provedeme i pro 1550 nm laser. K detekci stopy jeho svazku lze použít disk na zviditelňování infračerveného záření, např. VRC2D1 od firmy Thorlabs.

6.6. NASTAVENÍ MĚŘICÍ APARATURY

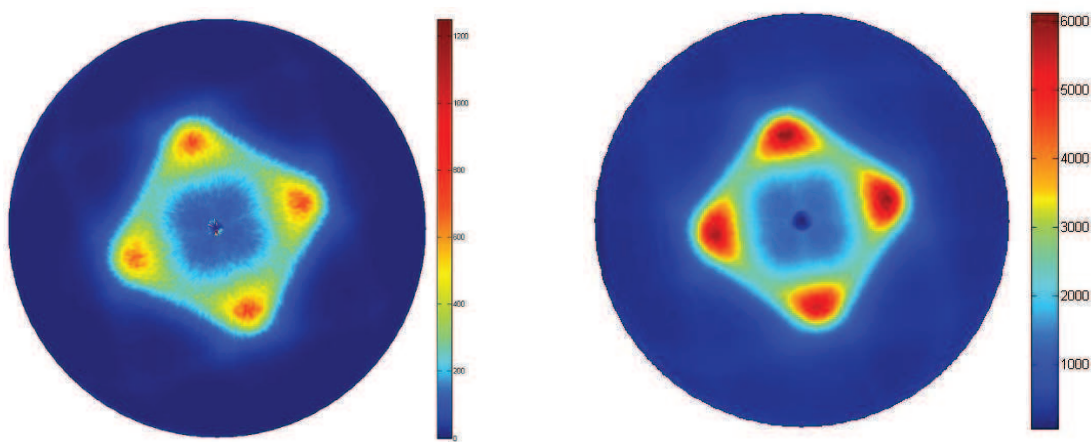
5. Vzorek musí být umístěný ve vertikální ose otáčení SM II. To znamená, že pokud otočíme scattermetrem kolem vertikální osy o libovolný úhel, musí dopadat svazek stále do stejného místa na vzorku. Dosáhneme toho pomocí 635 nm laseru a výsuvného mechanismu uložení stolečku.
6. Nastavíme SM II do pozice na průchod, tj. otočíme zařízení kolem vertikální osy o 180° . Zakryjeme fotodiodu tak, aby nedošlo k jejímu poškození přímým zasažením laserovým svazkem. Pohyblivé raménko přivedeme do pozice na pólu. Nastavíme fotodiodu tak, aby po otočení vodícího prstence (kolem horizontální osy) svazek dopadal stále do středu fotodiody.
7. Pomocí disku VRC2D1 ověříme, zda svazek 1550 nm laseru dopadá rovněž do středu fotodiody.
8. Před každým měřením je potřeba zajistit, aby vzorek byl umístěn kolmo k dopadajícímu svazku. K tomu nám poslouží krycí sklíčko mikroskopu. Místo vzorku umístíme tenkou krycí sklíčko a nastavíme stolek tak, aby se laserový svazek odrazil od sklíčka zpět do laseru. Nastavení kolmosti je nutné provést vždy, když dojde ke změně zdroje záření.

7. MĚŘENÍ ROZPTYLU ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ

Jakmile bylo zařízení uvedeno do provozu, zahájili jsme testovací měření. Na přístroji lze měřit s libovolně velkým krokem v rozmezí od $0,5^\circ$ až do 180° v obou rotačních osách. Běžně užívaný krok je 1° v úhlu θ i úhlu ϕ . V tomto posledním případě jedno měření na SM II trvá přibližně 3 hodiny.

7.1. Ověření správnosti měření

Po zprovoznění SM II byla provedena měření již známých vzorků. Známé vzorky jsou takové, které byly v minulosti změřeny na scattermetru první generace. Porovnáním naměřených dat bylo možné odhalit chybná nastavení diskutovaná v předchozí kapitole. Nutno podotknout, že první a druhá generace scattermetru se v mnohém liší, a to především ve zdroji dopadajícího elektromagnetického záření a detektoru. Zatímco v první generaci sloužil jako zdroj záření He-Ne laser s výkonem 25 mW, ve druhém případě je to polovodičový laser s výkonem menším než 5 mW. Detektory (fotodiody) se rovněž liší. K porovnání naměřených dat byl použit vzorek IPA-1B (alkalicky leptaný povrch desky monokrystalického křemíku).

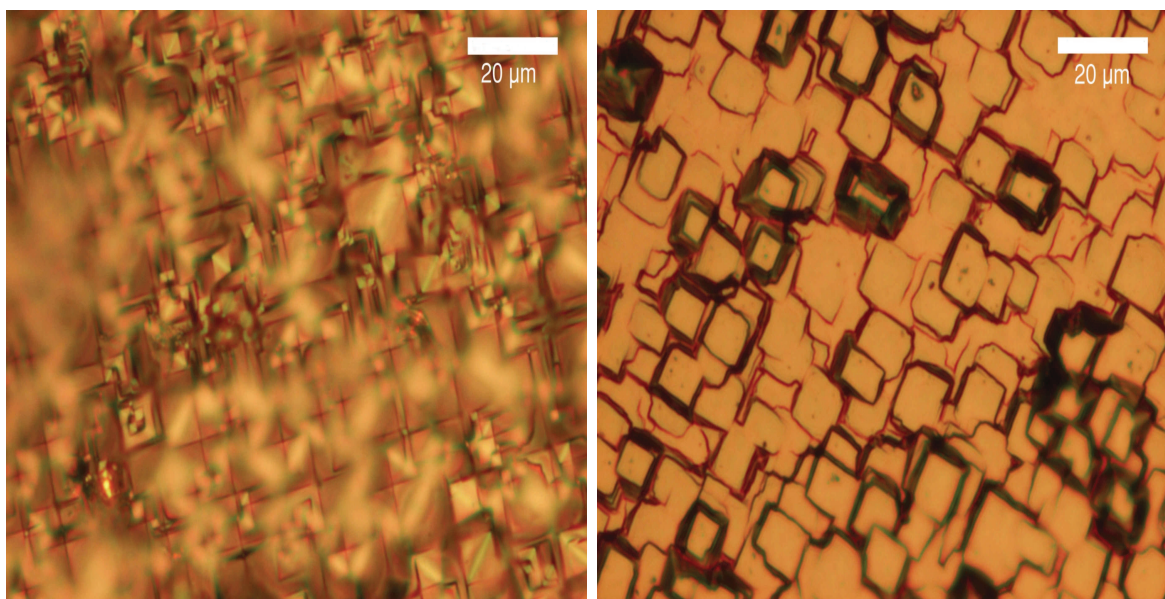


Obrázek 7.1: Scattergram vzorku IPA-1B změřený na SM I (vlevo) a scattergram vzorku IPA-1B změřený na SM II (vpravo).

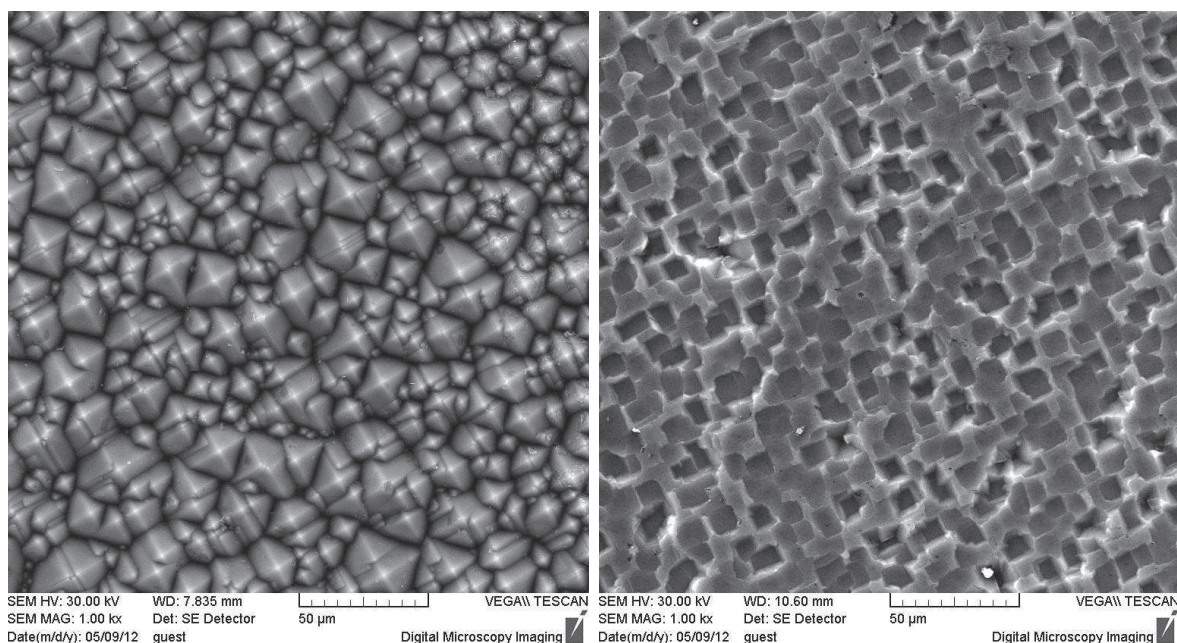
7.2. Vzorky od firmy Solartec, s.r.o.

Po ověření správnosti funkce SM II jsme přikročili k měření dalších vzorků. Vzorky poskytnuté firmou Solartec, s.r.o. mají v zásadě dva typy povrchu. Prvním typem je tzv. pyramidová struktura, druhým typem je struktura, kterou nazýváme dlaždice. Protože nás zajímalo, jak topografie takovýchto povrchů vypadá, byly pořízeny snímky obou typů povrchu na optickém a elektronovém mikroskopu, které jsou v obrázcích 7.2 a 7.3.

7.2. VZORKY OD FIRMY SOLARTEC, S.R.O.



Obrázek 7.2: Snímky z optického mikroskopu Nikon Eclipse L 150 se zvětšením 50. Snímek pyramidového povrchu (vlevo), snímek dlaždicového povrchu (vpravo).



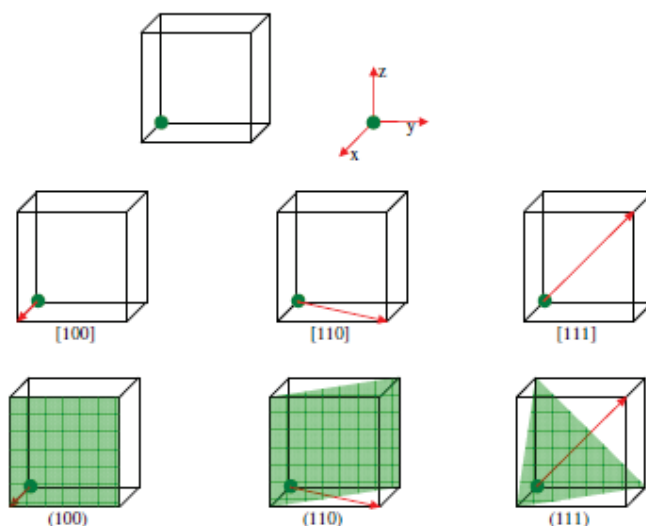
Obrázek 7.3: Snímky studovaných povrchů z rastrovacího elektronového mikroskopu. Snímek pyramidového povrchu (vlevo), snímek dlaždicového povrchu (vpravo). Snímky byly pořízeny Ing. Petrem Dvořákem.

7.2.1. Vytváření topografie povrchu křemíku

Pyramidová struktura vzniká na povrchu křemíku alkalickým leptáním. Obecně můžeme leptání popsat jako chemickofyzikální proces, při kterém tvarujeme povrch leptaného materiálu. V polovodičových technologiích se nejčastěji leptací technologie dělí na tzv. mokré a suché leptací procesy. Leptání pyramidového povrchu je leptáním mokrým. Během mokrých leptacích procesů dochází k chemické reakci mezi leptadlem a povrchem leptané látky. Mokré leptací procesy se dále dělí na izotropní a anizotropní. Při izotropním leptání

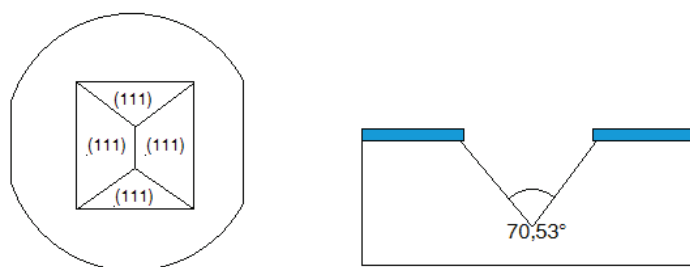
7. MĚŘENÍ ROZPTYLU ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ

je rychlost leptání ve všech krystalografických směrech stejná. U anizotropního leptání je rychlost v různých krystalografických směrech různá. Pro mokré anizotropní leptání se prakticky využívají substráty s krystalografickou orientací $[100]$ a $[110]$, resp. rovinami (100) a (110) [17]. Vyobrazení krystalografických směrů lze nalézt v obrázku 7.4.



Obrázek 7.4: Krystalografické směry (nahore) a krystalografické roviny (dole) [17].

Při leptání substrátu s orientací $[100]$ lze prakticky dosáhnout dvou různých tvarů výsledného povrchu. Tvar povrchu se vytváří souhlasně s orientací fazet substrátu. Výsledný lept bude mít tvar pyramidy s rovným dnem, kde šikmé plochy jsou tvořeny rovinami (111) a dno tvoří stejná rovina jako povrch substrátu (100) . Úhel mezi šikmými plochami a dnem je $54,74^\circ$. Jestliže budeme leptat dostatečně dlouhou dobu, dojde k protnutí rovin (111) a prakticky se tím zastaví leptání. Dosáhneme tvaru úplných pyramid. Vertikální řez bude mít tvar písmena V, s vrcholovým úhlem $70,53^\circ$ viz obrázek 7.5 [17].



Obrázek 7.5: Pyramidový povrch [17].

7.3. Úprava Scattermetru 2 na měření absolutních hodnot intenzity záření

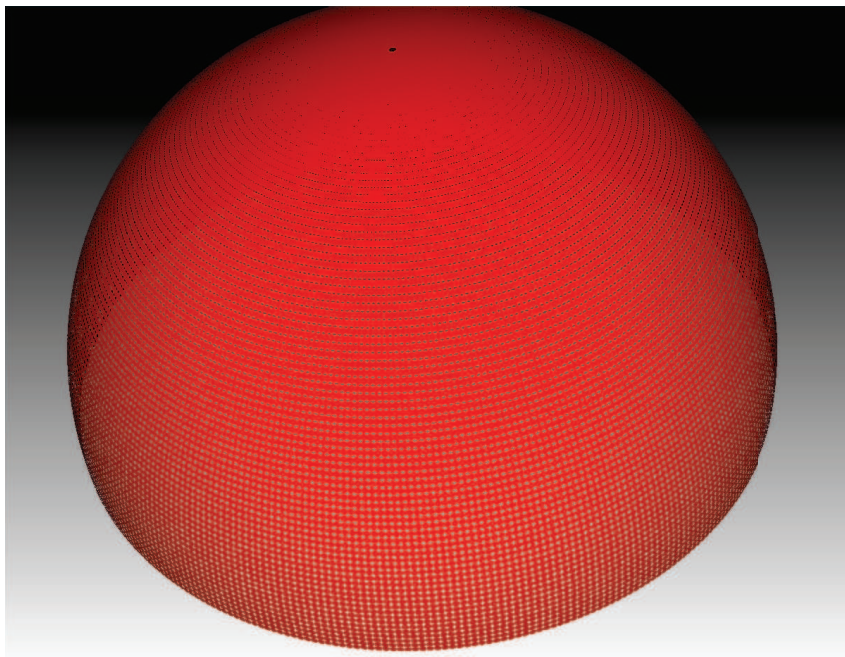
Aby bylo možné využít zákon zachování energie při měření rozptylu, muselo dojít k několika změnám ve vyhodnocování dat. Jediný rozměr v celé sestavě, který je pevně daný, je rozměr aktivní plochy diody. Průměr aktivní plochy fotodiody je $d = 3\text{ mm}$. Dioda se během měření pohybuje po polokouli. Vzorkovací krok 1° odpovídá 32 580 (θ z intervalu $\langle 0, 180 \rangle$ a ϕ z intervalu $\langle 0, 179 \rangle$) naměřeným hodnotám v jednom měření. Nejdříve

7.3. ÚPRAVA SCATTERMETRU 2 NA MĚŘENÍ ABSOLUTNÍCH HODNOT INTENZITY ZÁŘENÍ

bylo třeba zjistit, zda aktivní plocha diody pokryje ve všech měřících pozicích (vzorkovací krok 1°) celou plochu hemisféry.

7.3.1. Pokrytí hemisféry

K vypočtení vzdáleností mezi jednotlivými měřícími body je třeba uvážit, že aktivní oblast fotodiody má kruhovou plochu. Pokud bychom zvolili vzdálenost mezi jednotlivými body měření jako průměr aktivní plochy diody d , nebyla by pokryta velká část plochy hemisféry. Pokud uvažujeme úhly θ a ϕ , tak jako v obrázku 6.2, pak pro θ v okolí hodnoty 90° (blízko u pólu hemisféry) by plocha diody byla větší, než je plocha odpovídající 1° na povrchu hemisféry. Dále od pólu budou naopak mezi aktivními plochami diody mezery, jak je možné vidět v obrázku 7.6. Červená barva značí aktivní plochu fotodiody. Při pokrytí



Obrázek 7.6: Vizualizace poloh diody na povrchu hemisféry.

povrchu hemisféry aktivními plochami diody předpokládejme, že intenzita dopadající na aktivní plochu fotodiody se dá v rámci jejího průměru považovat za konstantní. Za tohoto předpokladu budeme aproximovat aktivní plochu diody čtvercem o stejném obsahu, kterou má kruhová plocha o průměru d .

$$S_d = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2, \quad (7.1)$$

$$S_d = d_1^2, \quad (7.2)$$

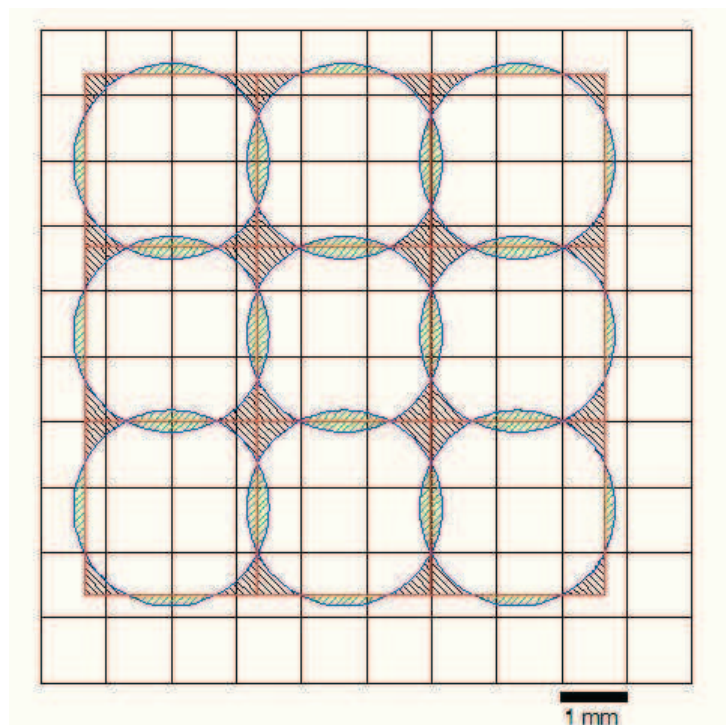
$$d_1 = \sqrt{\pi \left(\frac{d}{2} \right)^2}, \quad (7.3)$$

$$d_1 \approx 2,66 \text{ mm}.$$

S_d je aktivní plocha diody, $d/2$ je poloměr aktivní plochy diody, d_1 je hrana myšleného čtverce o stejné ploše jako je plocha diody. Pokud známe hodnotu hrany čtverce, kterým pokryjeme povrch hemisféry, můžeme si ověřit, zda bude pokryta celá plocha hemisféry.

7. MĚŘENÍ ROZPTYLU ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ

Na obrázku 7.7 můžeme vidět porovnání plošek s kruhovým tvarem a plošek se čtvercovým tvarem. Zelené šrafování značí plochy, které se reálně budou překrývat. Černé šrafování značí plochy, které by nebyly vůbec naměřeny.



Obrázek 7.7: Porovnání kruhové plošky diody a čtvercové plošky diody.

7.3.2. Zohlednění překryvu aktivní plochy diody

Známe-li stranu čtverce, kterým budeme hemisféru pokrývat, je zapotřebí určit vzdálenost mezi aktivní plochou diody a vzorkem. K tomu využijeme skutečnost, že čtverce na sebe budou navazovat na obvodu tenkého pásku na hemisféře s poloměrem R_H . V tomto pásku bude 360 čtverců.

$$360 d_1 = 2 \pi R_H, \quad (7.4)$$

$$R_H = \frac{360 d_1}{2 \pi}, \quad (7.5)$$

$$R_H \approx 152,4 \text{ mm}. \quad (7.6)$$

Dioda byla tedy umístěna do vzdálenosti $(153 \pm 1) \text{ mm}$. Dále vypočteme hodnoty vah (viz dále) jednotlivých poloh diody. Protože vzdálenosti mezi jednotlivými body od základny hemisféry k jejímu pólu již známe, víme, že velikost čtverce se v tomto směru nemění. Dochází ovšem ke zmenšení plochy ve směru, ve kterém se mění úhel ϕ .

Jednoduchou úvahou na to můžeme přijít tak, že u rovníku je plocha mezi rovnoběžkami vzdálenými 1° rovna 360násobku plochy aktivní plochy diody. Směrem k pólu, např. přímo na pólu, je ale plocha mezi rovnoběžkami vzdálenými 1° daleko menší. Toto je třeba kompenzovat výše zmíněnými váhami. Plochy mezi rovnoběžkami jsou znázorněny na obrázku 7.8 fialovou barvou.

Spočítat váhy měřících poloh diody na jednotlivých rovnoběžkách můžeme následovně. Přímo na pólu se jedná čistě o aritmetický průměr naměřených hodnot, ovšem směrem

7.4. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ

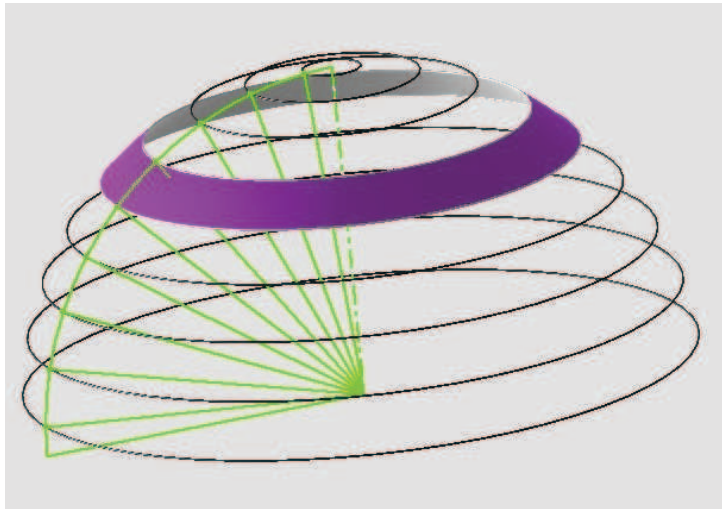
dále od pólu je potřeba spočítat váhu jako podíl obsahu plochy mezi rovnoběžkami dělené 360 ku velikosti aktivní plochy fotodiody

$$S_P(x) = R_H^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_x^{x+1} \cos \theta d\theta, \quad (7.7)$$

S_P je plocha mezi rovnoběžkami ϕ a θ značí úhly jako v obrázku 6.2, R_H je vzdálenost diody a vzorku, x je úhel v rozmezí 90° od pólu

$$W_e(x) = \frac{S_P(x)}{360} \frac{1}{S_d}, \quad (7.8)$$

$W_e(x)$ je váha pro rovnoběžku x .



Obrázek 7.8: Plocha mezi rovnoběžkami.

7.4. Experimentální měření

Po vyřešení všech obtíží spojených s úpravami přístroje na měření absolutních hodnot intenzity mohla započít samotná měření. Poskytnutých vzorků bylo několik, v této práci prezentujeme pouze dva vzorky s typickou topografií povrchu křemíkové desky. Další vzorky se liší pouze mírně ve výrobním postupu.

7.4.1. Pyramidová struktura povrchu

Prvním typem povrchu je povrch s pyramidovou strukturou. Pro vlnovou délku dopadajícího záření 1550 nm probíhají měření na odraz i průchod, pro 635 nm pouze na odraz. Měření na průchod pro 635 nm nelze provést, protože koeficient absorpce monokrystalického křemíku je natolik velký, že křemíkovou deskou neprojde detekovatelný signál.

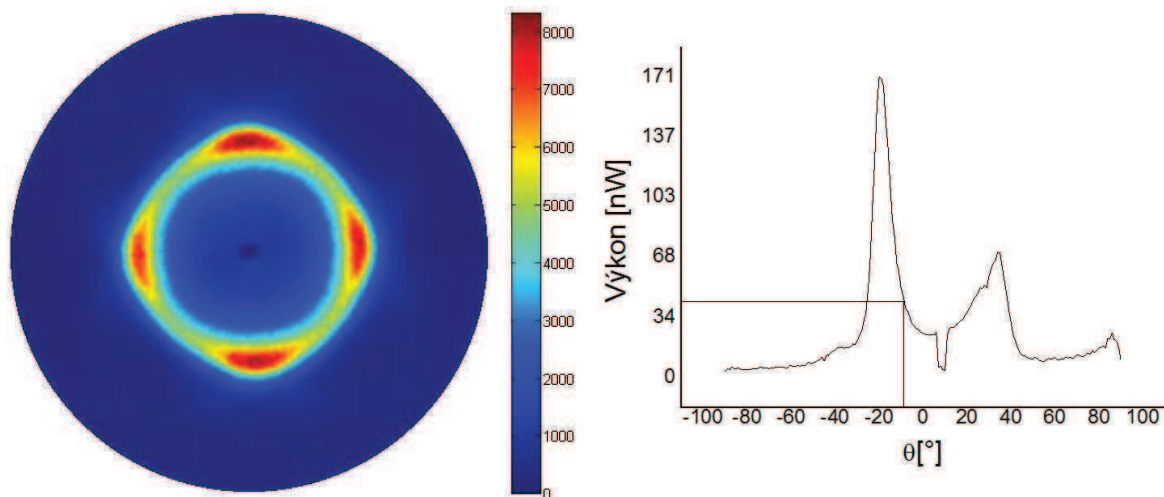
Po naměření kompletních scattergramů ($\Delta\theta = \Delta\phi = 1^\circ$) byly sečteny hodnoty signálu pro všechny polohy diody. Po úpravách zmíněných v předchozí kapitole byl sečtený signál převeden na zářivý výkon plochou hemisféry. Takto získané hodnoty pro 635 nm a 1550 nm je již možné porovnávat.

Výsledkem všech výpočtů je relativní hodnota rozptylu elektromagnetického záření v odraženém i prošlém směru S_c vzhledem k výkonu dopadajícího záření, reflexe v zrcadlovém směru pozorování R a transmise v přímém směru T .

7. MĚŘENÍ ROZPTYLU ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ

Hodnota odrazivosti v zrcadlovém směru pozorování je vyznačena v následujících grafech plnými čarami, pro pozorování s vlnovou délkou 635 nm je

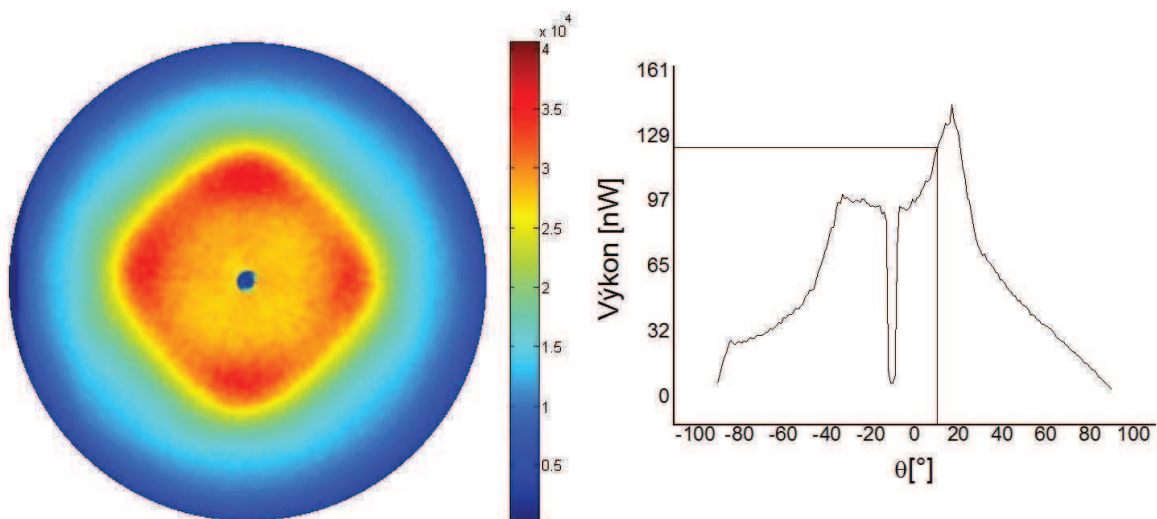
$$R_{635} = (1,5 \pm 0,1)10^{-3} \%.$$



Obrázek 7.9: Scattergram a měření rozptýleného zářivého výkonu při takřka kolmém dopadu záření na vzorek s pyramidovou strukturou pro vlnovou délku 635 nm.

Rozptyl S_{635} má pro 635 nm laser hodnotu

$$S_{635} = (10,3 \pm 0,1) \%.$$



Obrázek 7.10: Scattergram a měření rozptýleného zářivého výkonu při takřka kolmém dopadu záření na vzorek s pyramidovou strukturou pro vlnovou délku 1550 nm.

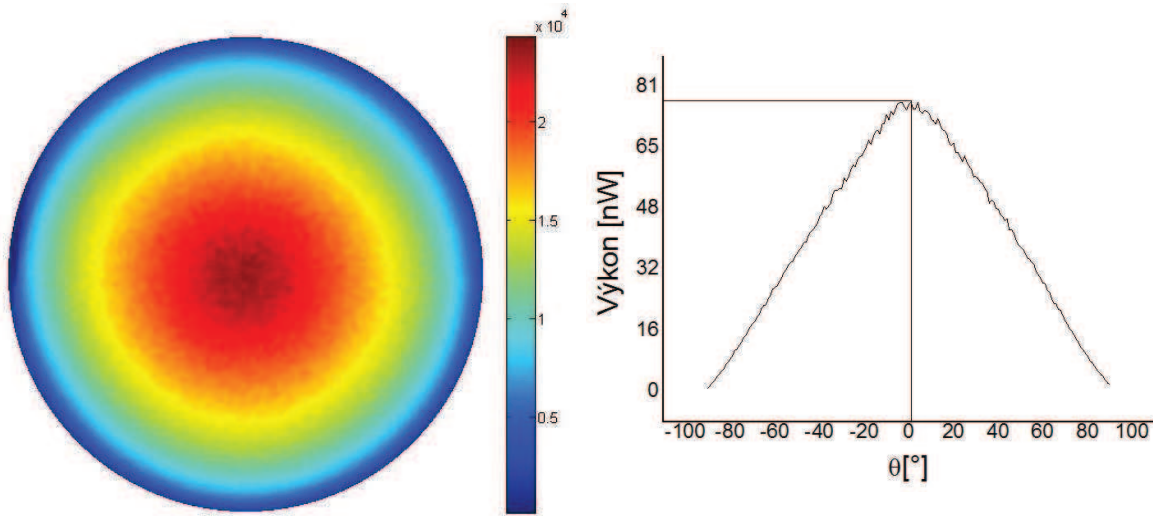
Pro vlnovou délku 1550 nm je odrazivost v zrcadlovém směru pozorování

$$R_{1550} = (3,5 \pm 0,2) \%.$$

Rozptyl je v případě vlnové délky 1550 nm rozdělen do odraženého elektromagnetického záření a prošlého elektromagnetického záření. V odraženém směru je rozptyl

$$S_{cl} = (27 \pm 2) \%,$$

7.4. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ



Obrázek 7.11: Scattergram a závislost rozptýleného zářivého výkonu pro konstantní úhel ϕ u vzorku s pyramidovou strukturou. Měření na průchod s vlnovou délkou 1550 nm.

hodnota rozptylu ve směru na průchod je

$$S_{c2} = (21 \pm 1) \, \%.$$

Hodnota transmise pro přímý směr pozorování je

$$T = (2,2 \pm 0,2)10^{-3} \, \%.$$

Celkový rozptyl záření o vlnové délce 1550 nm vztažený k výkonu dopadajícího záření je

$$S_c = (48 \pm 3) \, \%.$$

7.4.2. Dlaždicová struktura povrchu

U povrchu s dlaždicovou strukturou jsme provedli všechna měření stejně jako u povrchu s pyramidovou strukturou s jedním rozdílem. Rovinné části povrchu kolmé na dopadající záření přispívaly výrazně k vysoké hodnotě intenzity koherentní složky rozptýleného pole. V důsledku toho výrazně narůstal signál v okolí pólu proměřované hemisféry a jeho hodnota překračovala dynamický rozsah fotodiody. Bylo tedy nutné zeslabit intenzitu dopadajícího záření pomocí šedého filtru. Přitom bylo třeba zajistit, aby i při sníženém výkonu dopadajícího laserového svazku byla ve scattergramu znatelná boční maxima.

Hodnota odrazivosti v zrcadlovém směru pozorování pro vlnovou délku 635 nm je

$$R_{635} = (0,12 \pm 0,01) \, \%.$$

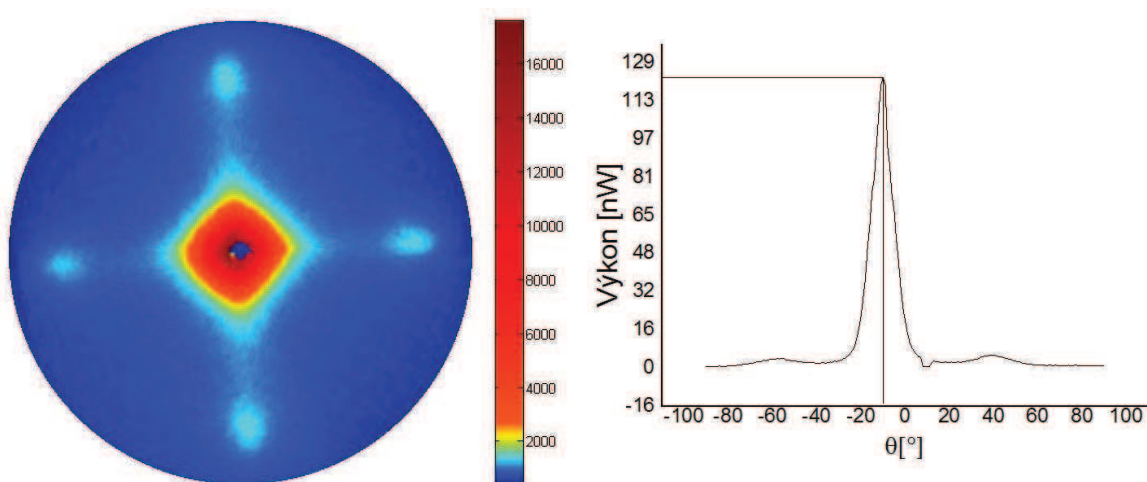
Rozptyl S_{c635} má pro 635 nm laser hodnotu

$$S_{c635} = (63 \pm 4) \, \%.$$

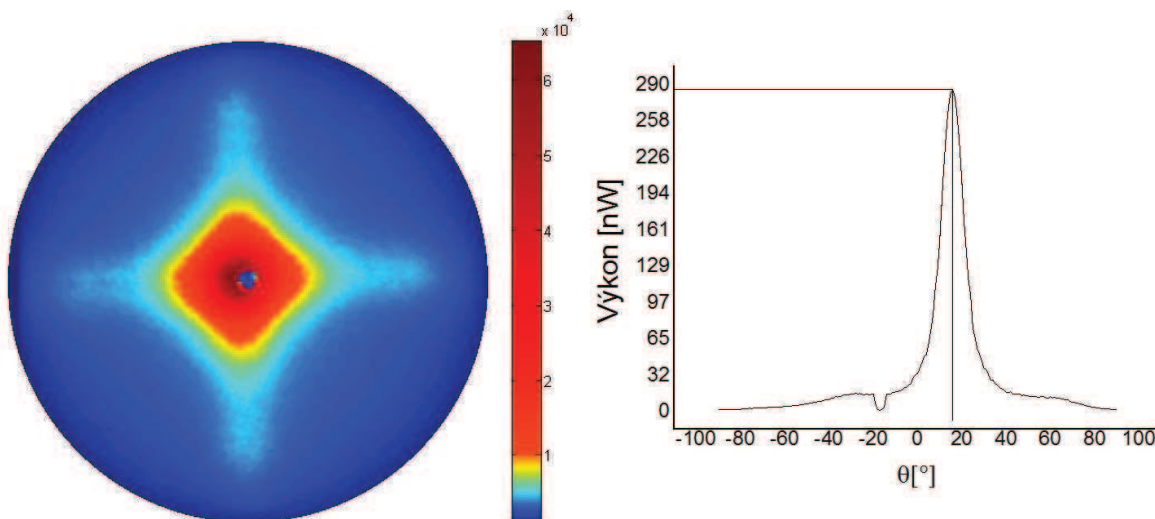
Pro vlnovou délku 1550 nm je odrazivost v zrcadlovém směru pozorování

$$R_{1550} = (0,06 \pm 0,01) \, \%.$$

7. MĚŘENÍ ROZPTYLU ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ



Obrázek 7.12: Scattergram a měření rozptýleného zářivého výkonu při takřka kolmém dopadu záření na vzorek s dlaždicovou strukturou pro vlnovou délku 635 nm.



Obrázek 7.13: Scattergram a měření rozptýleného zářivého výkonu při takřka kolmém dopadu záření na vzorek s dlaždicovou strukturou pro vlnovou délku 1550 nm.

Rozptyl v odraženém směru je

$$S_{c1} = (47 \pm 2) \%,$$

rozptyl ve směru na průchod je

$$S_{c2} = (21 \pm 1) \%.$$

Hodnota transmise pro přímý směr pozorování je

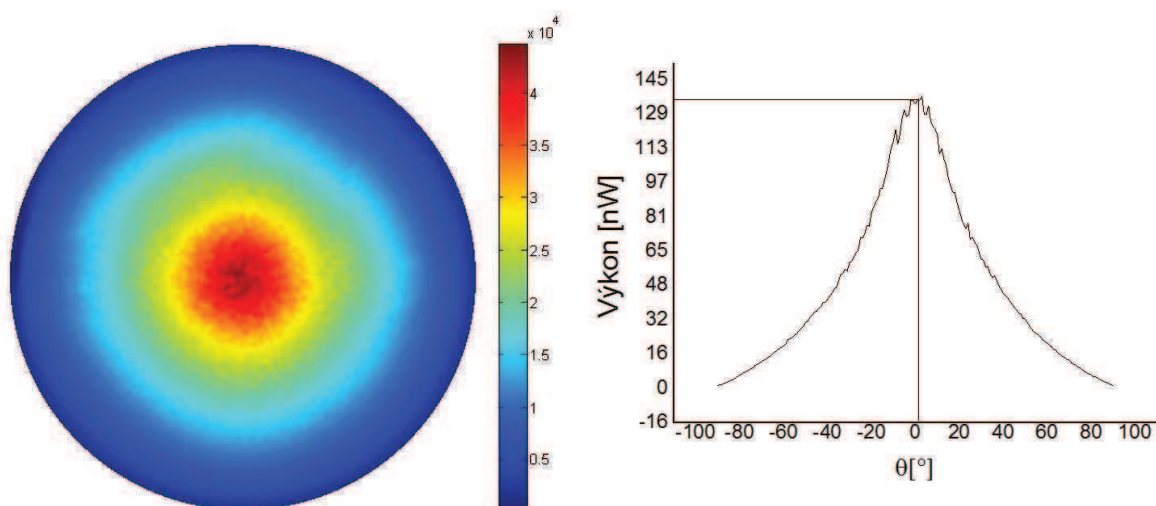
$$T = (4 \pm 1)10^{-3} \%.$$

Celkový rozptyl elektromagnetického záření vztažený k výkonu dopadajícího záření je

$$S_c = (69 \pm 3) \%.$$

Z tabulky 7.1 je zřejmé, že absorpce v měřených křemíkových deskách je vysoká. Pro vlnovou délku dopadajícího záření rovnou 1550 nm je hodnota extinkčního koeficientu monokrystalického křemíku zanedbatelně malá. Tedy absorpce elektromagnetického záření

7.4. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ



Obrázek 7.14: Scattergram a závislost rozptýleného zářivého výkonu pro konstantní úhel ϕ u vzorku s dlaždicovou strukturou. Měření na průchod s vlnovou délkou 1550 nm.

Tabulka 7.1: Výsledky naměřených hodnot rozptylu, reflexe, transmise a dopočítané absorpce pro oba typy povrchu vzorků solárních solárních článků.

typ povrchu vzorku	vlnová délka použitého laseru	T [%]	R [%]	S_c [%]	A_b [%]
pyramidový typ	635 nm	-	<0,1	10	89
pyramidový typ	1550 nm	<0,1	<0,1	48	52
dlaždicový typ	635 nm	-	0,1	63	36
dlaždicový typ	1550 nm	<0,1	<0,1	69	30

této vlnové délky by měla být prakticky nulová. Odlišnost naměřených hodnot absorpce od předpokládané zanedbatelné hodnoty lze vysvětlit absorpcí na příměsích v povrchové vrstvě typu n vytvořené difuzí [18]. Dalším možným vysvětlením je absorpce na defektech krystalické mřížky měřené křemíkové desky. Vysoká hodnota absorpce byla u texturovaných povrchů (s pyramidovou strukturou vytvořenou laserem) monokrystalického křemíku pozorována rovněž autory práce [19]. Je nutné rovněž uvést, že naše kvantitativní měření jsou předběžná a budou upřesněna v dalším studiu.

8. ZÁVĚR

Tato práce se zabývá experimentálním měřením rozptylu elektromagnetického záření na površích solárních článků. K měření se používá zařízení SM II. Jedná se o druhou generaci zařízení na měření úhlového rozložení intenzity povrchem rozptýleného elektromagnetického záření. Přínosem ve srovnání s první generací tohoto zařízení je možnost měření rozptýleného pole v infračervené oblasti (1550 nm), umístění zařízení do světlotěsného boxu a měření v uspořádání na průchod. Významným rysem je rovněž možnost kvantitativního popisu úhlového rozdělení povrchem rozptýleného elektromagnetického pole.

První část práce je věnována teoretickému popisu rozptylu elektromagnetické vlny na drsném povrchu v rámci skalární Kirchhoffovy teorie. Zda lze tento rozptyl popsat pomocí Kirchhoffovy teorie dokonale, bude předmětem dalšího zkoumání. Dále jsou krátce zmíněny metody výpočtu rozptylu elektromagnetického záření na drsných površích objektů, kterými se výpočty provádí na pracovištích spolupracujících s ÚFI FSI VUT v Brně. Těmito metodami jsou metoda konečných diferencí v časové oblasti a simulace v rámci geometrické optiky. Data naměřená na SM II slouží jako experimentální kontrola pro tvůrce programů numerických výpočtů rozptylu elektromagnetického záření na površích solárních článků.

V práci lze nalézt popis změn, které byly provedeny na zařízení SM II. Toto zařízení bylo v rámci diplomové práce uvedeno do provozu. Byla provedena kontrolní měření a odstraněny chyby vznikající nesprávným nastavením aparatury nebo chybnými částmi konstrukce.

V rámci projektu č. FR-TI1/168 (poskytovatel Ministerstvo průmyslu a obchodu ČR) byly firmou Solartec, s.r.o. poskytnuty vzorky solárních článků. Tato práce se zabývá proměřením rozptylu ze vzorků solárních článků za účelem zefektivnění konverze sluneční energie na elektrickou. S kvantitativním měřením rozptylu elektromagnetického záření ze zmíněných povrchů bylo potřeba provést ve vyhodnocování drobné úpravy, které jsou v práci zmíněny. Naměřená data a výsledky z reprezentativních vzorků poskytnutých solárních článků jsou uvedeny v poslední kapitole.

Byla zformulována metodika nastavení přístroje. Během práce byla poskytována zpětná vazba pro tvůrce řídicího programu celého zařízení.

Námětem na další vylepšení funkce zařízení je upravení pohybu detektoru po měřené hemisféře. V současnosti se detektor pohybuje s ekvidistantním krokem. Vhodnější by bylo nalézt algoritmus jeho pohybu pro rovnoměrné pokrytí hemisféry.

LITERATURA

- [1] SOLARTEC [online] <<http://www.solartec.cz/cs/vyroba/Profil-vyroby.html> > [cit. 2012-5-4].
- [2] VRBOVÁ, M.: *Lasery a moderní optika OBOROVÁ ENCYKLOPEDIE*, Prometheus, 1994, ISBN 80-85849-56-9.
- [3] OHLÍDAL, M.: *Kirchhoffova teorie rozptylu*, Přednásky pro doktorské studium. Dostupné online: <http://physics.fme.vutbr.cz/ufi.php?Action=&Id=1236> [cit. 2012-4-20].
- [4] OGILVY, J. A.: *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*, IOP Publishing Ltd, 1991, ISBN 0-7503-0063-9.
- [5] EUMETSAT [online] <<http://www.eumetsat.int/Home/Main/News/Features/718808?l=en> > [cit. 2012-03-15].
- [6] GOODMAN, J., W.: *Introduction to Fourier optics*, McGraw-Hill, 1968, ISBN 0-07-024254-2.
- [7] BILBAO, S.: *Optimized FDTD Schemes for 3-D Acoustic Wave Propagation*, IEEE TRANSACTIONS ON AUDIO, SPEECH AND LANGUAGE PROCESSING, **20**, 2012.
- [8] KLAPETEK, P. a kol.: *Rough surface scattering simulations using graphics cards*, Applied Surface Science, **256**, 2010, p. 5640-5643.
- [9] TZB [online] <<http://www.tzb-info.cz/3553> > [cit. 2012-4-25].
- [10] CZREA [online] <<http://www.czrea.org/cs/druhy-oze/fotovoltaika> > [cit. 2012-4-25].
- [11] PALIK, E. D.: *Handbook of Optical Constants of Solids, Volume 1*, Academic Press, 1985, ISBN 0-12-544420-6.
- [12] STENZEL, O.: *The Physics of Thin Film Optical Spectra*, Springer, 2005, ISBN 0931-5195.
- [13] GRÜNDLING, V.: *Návrh a realizace zařízení pro měření rozptylu světla na rovinných površích solárních článků.*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008.
Dostupné online: http://www.vutbr.cz/studium/zaverecne-prace?zp_id=13472 [cit. 2012-02-15].
- [14] BRILLA, P.: *Realizace zařízení pro měření rozptylu elektromagnetického záření ve struktuře solárních článků.*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010.
Dostupné online: http://www.vutbr.cz/studium/zaverecne-prace?zp_id=30495 [cit. 2012-02-15].

- [15] HAMAMATSU [online]
<http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/pd128/pd129/4027/G10899-03K/index_en.html > [cit. 2012-01-10].
- [16] THORLABS [online]
<http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=870 >
[cit. 2012-5-4].
- [17] KRÁTKÝ, S.: *Suché a mokré cesty leptání křemíku*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektroniky a komunikačních technologií, 2010.
- [18] Firma Solartec, s.r.o., osobní sdělení.
- [19] VIKRAM, V. I., BARADA, K. N., MOOL, C. G.: *Optical properties of silicon light trapping structures for photovoltaics*, Solar Energy Materials & Solar Cells, **94**, 2010, p. 2251–2257.

9. SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

a	úhlová proměnná
A	úhlová proměnná
A_b	absorpce
A_M	průmět rozptylujícího povrchu do jeho střední roviny
$\vec{A}$	vektorová funkce
b	úhlová proměnná
B	úhlová proměnná
c	úhlová proměnná
C	úhlová proměnná
d	průměr aktivní plochy detektoru
d_1	hrana čtverce
div	operátor divergence
eV	elektronvolt
$\vec{F}$	vektorová funkce
F_S	úhlový faktor
G	skalární funkce
grad	operátor gradientu
h	odchylka od střední roviny
$\hbar$	redukováná Planckova konstanta
He	helium
i	imaginární jednotka
I	intenzita
InGaAS	indium galium arsenid
$\vec{i}_j$	jednotkový vektor
J_0	Besselova funkce nultého řádu
$\vec{j}_j$	jednotkový vektor

9. SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

k	vlnové číslo
$\vec{k}$	vlnový vektor
$\vec{k}_j$	jednotkový vektor
K_c	signál fotodiody odpovídající 1 nW pro 635 nm
K_i	signál fotodiody odpovídající 1 nW pro 1550 nm
n	malé číslo
$n_{1,2}$	index lomu
$\vec{n}_0$	vektor lokální vnější normály
Ne	neon
P	bod pozorování
$p(\xi)$	hustota pravděpodobnosti výšek povrchu
$\vec{r}$	polohový vektor
R	odrazivost v zrcadlovém směru pozorování
R_a	Rayleighův parametr
R_H	poloměr hemisféry
R_0	lokální koeficient odrazu
R_{635}	odrazivost v zrcadlovém směru pozorování pro vlnovou délku dopadajícího záření 635 nm
R_{1550}	odrazivost v zrcadlovém směru pozorování pro vlnovou délku dopadajícího záření 1550 nm
s	sekunda
S	povrch
S_c	rozptyl
S_{c1}	rozptyl ve směru na odraz pro vlnovou délku dopadajícího záření 1550 nm
S_{c2}	rozptyl ve směru na průchod pro vlnovou délku dopadajícího záření 1550 nm
S_{c635}	rozptyl ve směru na odraz pro vlnovou délku dopadajícího záření 635 nm
S_d	aktivní plocha detektoru

S_P	povrch pásku na kouli
S_M	průmět rozptylujícího povrchu do jeho střední roviny
S_0	rozptylující povrch
T	propustnost v přímém směru
T_k	korelační délka povrchu
V	objem
W_e	váha pro rovnoběžku
x	kartézská souřadnice
X	rozměr rozptylujícího povrchu
y	kartézská souřadnice
Y	rozměr rozptylujícího povrchu
z	funkce výšek povrchu
α	úhel dopadu
α'	úhel odrazu
β	úhel lomu
γ	koeficient absorpce
δ	Diracova delta funkce
Δ	Laplaceův operátor
θ	úhel
κ	charakteristická funkce povrchu
κ_2	2D charakteristická funkce povrchu
κ_e	extinkční koeficient
λ	vlnová délka
μ	polarizace
ξ	funkce výšek povrchu
τ	lineární rozměr povrchu
ϕ	úhel
Φ	fázový posun

9. SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

Ψ	světelný rozruch
Ψ_e	hranový efekt
ω	úhlová frekvence
∂	znak parciální derivace

10. SEZNAM PŘÍLOH

Příloha A - Výkresová dokumentace