

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta chemická

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2023

Bc. Jan Blahut



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA CHEMICKÁ

FACULTY OF CHEMISTRY

ÚSTAV FYZIKÁLNÍ A SPOTŘEBNÍ CHEMIE

INSTITUTE OF PHYSICAL AND APPLIED CHEMISTRY

STUDIUM OPTICKÝCH VLASTNOSTÍ TENKÝCH VRSTEV PEROVSKITŮ A JEJICH PREKURZORŮ

STUDY OF OPTICAL PROPERTIES OF PEROVSKITES AND THEIR PRECURSORS THIN FILMS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Jan Blahut

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.

BRNO 2023

Zadání diplomové práce

Číslo práce: FCH-DIP1828/2022 Akademický rok: 2022/23
Ústav: Ústav fyzikální a spotřební chemie
Student: **Bc. Jan Blahut**
Studijní program: Chemie a chemické technologie
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.**

Název diplomové práce:

Studium optických vlastností tenkých vrstev perovskitů a jejich prekurzorů

Zadání diplomové práce:

- Pojednejte o přípravě tenkých vrstev materiálů pro fotovoltaické aplikace (rotační nanášení, materiálový tisk) a o studiu jejich optických parametrů (profilometrie, elipsometrie, UV VIS spektroskopie). Seznamte se s měřením optických parametrů a programovým vybavením pro jejich stanovení.
- Připravte tenké vrstvy prekurzorů a roztoků perovskitů a proměřte jejich elipsometrická spektra. Seznamte se s programovým vybavením pro vyhodnocení elipsometrických spekter, pokuste se vytvořit elipsometrické modely studovaných struktur.
- Interpretujte naměřené výsledky, především se zaměřte na vzájemnou souvislost mezi spektry prekurzorů a roztoku perovskitů.
- Výsledky zpracujte do diplomové práce.

Termín odevzdání diplomové práce: 8.5.2023:

Diplomová práce se odevzdává v děkanem stanoveném počtu exemplářů na sekretariát ústavu. Toto zadání je součástí diplomové práce.

Bc. Jan Blahut
student

prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.
vedoucí práce

prof. Ing. Miloslav Pekař, CSc.
vedoucí ústavu

V Brně dne 1.2.2023

prof. Ing. Michal Veselý, CSc.
děkan

ABSTRAKT

Diplomová práce je zaměřena na studium optických vlastností tenkých vrstev perovskitů a příslušných prekurzorů.

První dvě kapitoly teoretické části jsou teoretickým seznámením se studovanou problematikou, pojednávají o základech elektromagnetického záření a jeho interakcích s hmotou a základních informacích o perovskitových materiálech, zejména pak o jejich polovodičové struktuře. Zbylé dvě kapitoly se zabývají konkrétními principy a praktickým využitím metod a postupů jednak přípravy tenkých vrstev, jednak instrumentální charakteristiky tenkých vrstev z hlediska jejich optických vlastností.

Experimentální část je zaměřena na přípravu roztoků perovskitů a jejich prekurzorů, kde proběhla replikace a optimalizace publikovaných postupů, přípravu tenkých vrstev těchto roztoků metodou spin-coating a jejich následnou elipsometrickou charakterizaci za pomoci metody Tauc plot, modelování a fitování experimentálně získaných dat, které vedly ke stanovení indexu lomu, absorpčního koeficientu a šířky zakázaného pásu jednotlivých materiálů.

KLÍČOVÁ SLOVA

optické vlastnosti, tenké vrstvy, perovskity, prekurzory perovskitů, elipsometrie

ABSTRACT

The thesis is focused on the study of the optical properties of thin films of perovskites and their precursors.

The first two chapters of the theoretical part are theoretical introduction to the studied problems, they discuss the basics of electromagnetic radiation and its interaction with matter and basic informations about perovskite materials, especially their semiconductor structure. The remaining two chapters deal with specific principles and practical uses of methods and procedures for the preparation of thin films, as well as the instrumental characteristics of thin films in terms of their optical properties.

The experimental part is focused on the preparation of solutions of perovskites and their precursors, where the replication and optimization of published procedures took place, the preparation of thin layers of these solutions by the spin coating method and their ellipsometric characterization using the Tauc plot method, modeling and fitting of the experimentally determined data, which led to the determination of the index refraction, absorption coefficient and band gap width of individual materials.

KEYWORDS

optical properties, thin films, perovskites, perovskites precursors, ellipsometry

BLAHUT, Jan. Studium optických vlastností tenkých vrstev perovskitů a jejich prekurzorů. Brno, 2023. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/145001>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, Ústav fyzikální a spotřební chemie. Vedoucí práce Oldřich Zmeškal.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citoval. Diplomová práce je z hlediska obsahu majetkem Fakulty chemické VUT v Brně a může být využita ke komerčním účelům jen se souhlasem vedoucího diplomové práce a děkana FCH VUT.

podpis studenta

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval svému vedoucímu diplomové práce, panu prof. Oldřichu Zmeškalovi, za jeho energii a čas, které mi během uplynulých pěti let věnoval. Velké díky patří rovněž mé rodině a přátelům, zejména mé ženě a mamince, za jejich podporu během studia.

OBSAH

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | ÚVOD | 7 |
| 2 | TEORETICKÁ ČÁST | 8 |
| 2.1 | Elektromagnetické záření | 8 |
| 2.1.1 | Elektromagnetické spektrum | 9 |
| 2.1.2 | Interakce hmoty a elektromagnetického záření | 10 |
| 2.1.3 | Polarizace elektromagnetického záření..... | 14 |
| 2.2 | Perovskity jako materiály pro studium optických vlastností..... | 18 |
| 2.3 | Příprava tenkých vrstev | 22 |
| 2.3.1 | Fyzikální depozice z plynné fáze | 22 |
| 2.3.2 | Chemická depozice z plynné fáze..... | 23 |
| 2.3.3 | Příprava tenkých vrstev z roztoku..... | 23 |
| 2.4 | Metody studia optických parametrů | 24 |
| 2.4.1 | Elipsometrie | 25 |
| 2.4.2 | UV-VIS spektrofotometrie..... | 26 |
| 3 | EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST | 27 |
| 3.1 | Chemické látky použité pro přípravu tenkých vrstev perovskitů..... | 27 |
| 3.2 | Příprava roztoků perovskitů a jejich prekurzorů | 27 |
| 3.3 | Příprava tenkých vrstev | 28 |
| 3.4 | Měření elipsometrických spekter | 30 |
| 3.5 | Modelování elipsometrických spekter..... | 36 |
| 4 | VÝSLEDKY A DISKUZE..... | 38 |
| 4.1 | Příprava roztoků perovskitů a jejich prekurzorů | 38 |
| 4.2 | Příprava tenkých vrstev | 39 |
| 4.3 | Vyhodnocení elipsometrických spekter | 40 |
| 5 | ZÁVĚR | 48 |
| 6 | SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY | 49 |
| 7 | SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ | 57 |
| 7.1 | Zkratky | 57 |
| 7.2 | Instrumentální metody charakterizace..... | 58 |
| 7.3 | Symboly..... | 58 |

1 ÚVOD

Tato práce si dává za cíl elipsometricky prostudovat optické charakteristiky tenkých vrstev perovskitů a jejich prekurzorů. Diplomová práce nenavazuje na práci bakalářskou, zabývá se dvěma z vědeckého hlediska velmi perspektivními odvětvími. Perovskitovými materiály a elipsometrií.

Perovskitové materiály zaznamenávají pro své optické a elektrické vlastnosti a neobtížnou přípravu nárůst své popularity na všech vědeckých polích, zejména ve fotovoltaice a organické elektronice. V těchto odvětvích lze tyto materiály najít jednak ve formě krystalů a jednak ve formě tenkých vrstev. V obou formách se pak užívají ve formě fotodetektorů, jako světlo emitující zdroje, nebo jako základní součást solárních článků. Velkým tématem je náhrada centrálního atomu, kterým je ve většině případů olovo, za jinou alternativu. Velmi diskutovanou náhražkou je cín, případně bismut. Perovskity v této práci slouží pouze jako materiály pro studium optických vlastností a k seznámení se s exotickou instrumentální metodou – elipsometrií.

Teoretická část práce je rozdělena do čtyř kapitol, které se zabývají přiblížením a pochopením základních principů elektromagnetického záření a jeho interakcí s hmotou a perovskitových materiálů, dále pak pojednávají o fyzikálních a chemických metodách přípravy tenkých vrstev a o metodách stanovení jejich optických charakteristik, kde je zmíněna zejména elipsometrie a UV-VIS spektrofotometrie.

Experimentální část diplomové práce lze pomyslně rozdělit do čtyř hlavních úkonů. Prvním krokem je příprava kvalitních roztoků základních zástupců perovskitů a příslušných prekurzorů vhodných k přípravě tenkých vrstev. Následuje samotná příprava tenkých vrstev těchto roztoků, ke které byla zvolena již v bakalářské práci prostudovaná metoda spin-coating. Takto připravené tenké vrstvy jsou dále elipsometricky prostudovány, jsou stanoveny jejich optické vlastnosti (šířka zakázaného pásu, index lomu a extinkční koeficient) a základní elipsometrické parametry (amplituda, šířka a frekvence, respektive energie absorpčního píku) a získána materiálová spektra čistých perovskitových materiálů.

2 TEORETICKÁ ČÁST

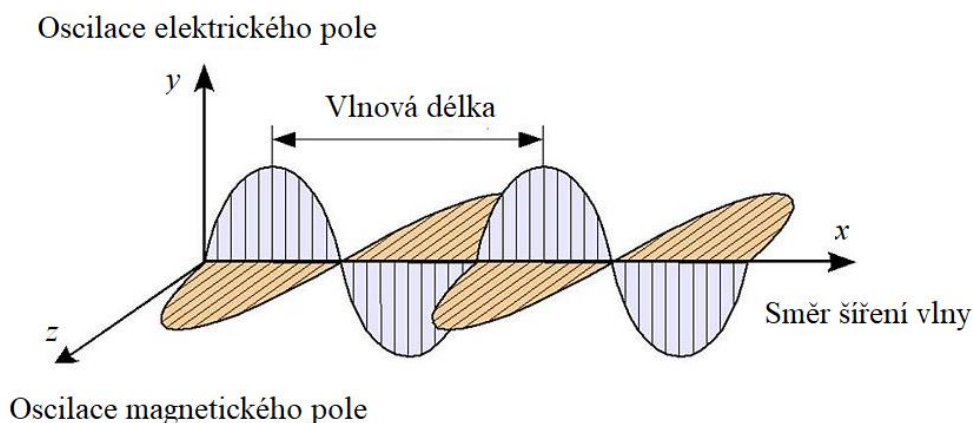
2.1 Elektromagnetické záření

Studium optických vlastností materiálů je založeno na interakci elektromagnetického záření s vhodným materiálem. Elektromagnetické záření je v klasické fyzice definováno jako příčné postupné vlnění dvou polí, pole elektrického a pole magnetického, které zahrnuje jak ty nejdelší vlny, tedy vlny rádiové, pohybující se ve vlnových délkách dosahujících několika kilometrů, tak vlnění nejkratších délek v rozsahu pikometrů, jakým může být například gama záření, případně tvrdé rentgenové záření [1]. Kromě vlnové délky λ se daná část elektromagnetického spektra charakterizuje energií fotonů E , případně frekvencí f (zastarale *kmitočtem*) vlnění. Všechny tři veličiny dává do souvislosti vztah

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda}, \quad (1)$$

kde $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ je Planckova konstanta a $c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ je rychlost světla ve vakuu [2].

Jak již bylo naznačeno výše, elektromagnetické vlnění je tvořeno kmitajícími navzájem na sebe kolmými vektory elektrické intenzity \mathbf{E} představující příspěvek elektrického pole a magnetické indukce \mathbf{B} , jež zastupuje složku magnetického pole [3]. Oba vektory kmitají se stejnou fází (viz *Obr. 1.*).



Obr. 1: Elektromagnetické vlnění. Převzato a upraveno z [4].

Oba kmitající vektory jsou dány do souvislosti vztahem

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}}{\omega}, \quad (2)$$

kde \mathbf{k} je vlnový vektor orientovaný na osu x určující směr vlnění a ω je úhlová frekvence definovaná vztahem

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f, \quad (3)$$

kde T je perioda pohybu a f je jeho frekvence.

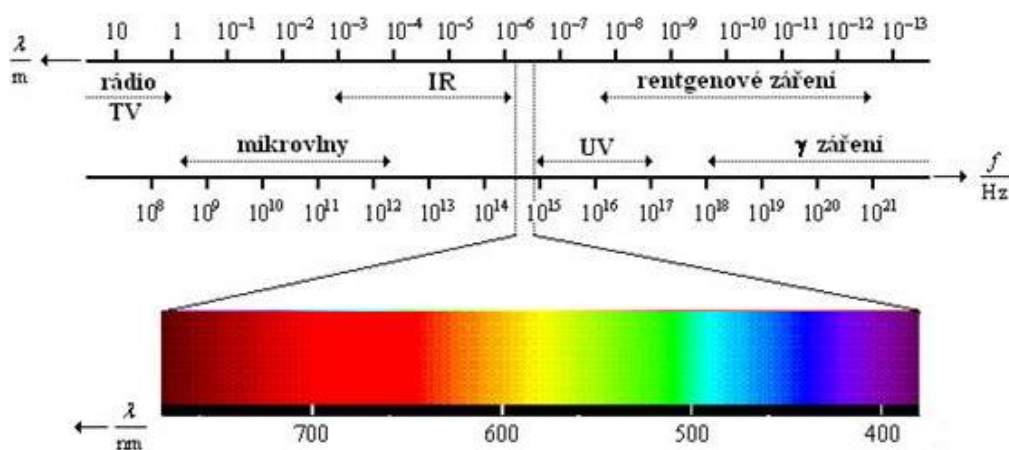
2.1.1 Elektromagnetické spektrum

Jednotlivé druhy vlnění celého elektromagnetického spektra a jejich orientační rozměry charakterizujících veličin jsou přehledně uvedeny v *Tab. 1* a znázorněny na *Obr. 2*.

Tab. 1: Elektromagnetické spektrum v závislosti na vlnové délce, energii fotonu a frekvenci vlnění [5].

| Elektromagnetické záření | Vlnová délka (m) | Energie fotonu (eV) | Frekvence vlnění (Hz) |
|--------------------------|---|--|---|
| Rádiové vlny | $10^4 - 1$ | $1,2 \cdot 10^{-10} - 1,2 \cdot 10^{-6}$ | $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^8$ |
| Mikrovlny | $1 - 10^{-3}$ | $1,2 \cdot 10^{-6} - 1,2 \cdot 10^{-3}$ | $3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^{11}$ |
| Infračervené záření | $10^{-3} - 7,8 \cdot 10^{-7}$ | $1,2 \cdot 10^{-3} - 1,6$ | $3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14}$ |
| Viditelné světlo | $7,8 \cdot 10^{-7} - 3,9 \cdot 10^{-7}$ | $1,6 - 3,2$ | $3,85 \cdot 10^{14} - 7,69 \cdot 10^{14}$ |
| Ultrafialové záření | $3,9 \cdot 10^{-7} - 10^{-8}$ | $3,2 - 1,2 \cdot 10^2$ | $7,69 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$ |
| Rentgenové záření | $10^{-8} - 10^{-12}$ | $1,2 \cdot 10^2 - 1,2 \cdot 10^6$ | $3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{20}$ |
| Záření gama | $< 10^{-12}$ | $> 1,2 \cdot 10^6$ | $> 3 \cdot 10^{20}$ |

Zatímco vlnové délky viditelné oblasti spektra, ultrafialového záření a ionizujícího záření, kam řadíme rentgenové a gama záření, byly stanoveny s velmi vysokou přesností, hodnoty infračerveného záření, mikrovln a rádiových vln jsou víceméně orientační pro jejich široký rozptyl [5].

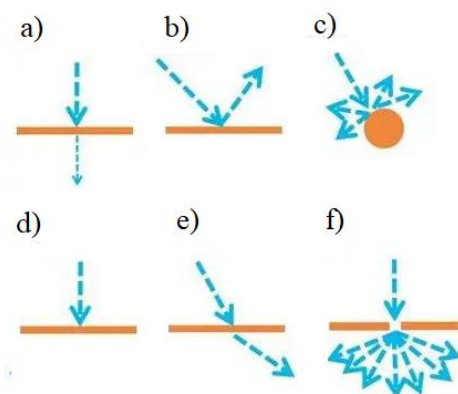


Obr. 2: Znázornění elektromagnetického spektra. Převzato z [6].

Pro studium optických vlastností má určitě největší význam viditelná část elektromagnetického spektra (VIS), blízké infračervené záření (NIR) a blízké (někdy též *dlohovlnné*) ultrafialové záření (UVA). Právě tyto části spektra jsou schopny vhodných interakcí. Záření o větších vlnových délkách, než jsou vlnové délky NIR nemají dostatečnou energii, aby dokázala detekovatelně interagovat s materiálem, naopak záření s kratšími vlnovými délkami než UVA mohou vyvolat změnu chemické struktury a působit na látky až rozkladně [7].

2.1.2 Interakce hmoty a elektromagnetického záření

Pro charakterizaci a studium materiálu z hlediska jeho optických vlastností je zapotřebí, aby daný materiál příslušně interagoval s elektromagnetickým zářením. Existuje celá řada takovýchto interakcí, z nichž každá závisí na fyzikálně chemických vlastnostech látky [8]. Jejich základní výčet je znázorněn a vypsán na Obr. 3.



Obr. 3: Možné interakce hmoty a záření. a) transmise, b) odraz, c) rozptyl, d) absorpce, e) lom, f) difrakce. Převzato a upraveno z [8].

Na každé z výše uvedených interakcí jsou pak založeny různé příslušné optické analytické metody. Z optického hlediska je nejméně zajímavá **prostupnost** (častěji *transmise*). Během tohoto jevu prochází vlnění skrze materiál ve stejném směru v nezměněném stavu. V určitých případech může dojít ke změně rychlosti pohybu vlny, k čemuž dochází v důsledku ostatních interakcí, se kterými se transmise navzájem doplňuje. Materiály, u kterých lze transmisi pozorovat, bývají transparentní.

Pokud záření materiálem prochází za současné změny směru vlnění, dochází k **lomu** (*refrakci*). Intenzita lomu vlny je dána úhlem, pod kterým záření na rozhraní dopadá a rozdílem rychlostí šíření vlny v obou médiích. Pro některé oblasti elektromagnetického spektra, např. část viditelného spektra, se lom řídí Snellovým zákonem

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (4)$$

který říká, že pro danou dvojici prostředí je poměr sinů úhlu dopadu Θ_1 a úhlu lomu Θ_2 roven poměru rychlostí v_1 a v_2 v daných prostředích nebo ekvivalentně k poměru indexů lomu n_1 a n_2 .

Index lomu daného prostředí je nazýván absolutním indexem lomu a je definován vztahem

$$n = \frac{c}{v}, \quad (5)$$

tedy jako poměr rychlosti světla c a rychlosti šíření vlny v .

V literatuře se nejčastěji uvádějí hodnoty indexů lomu pro viditelné spektrum, nicméně definice indexu lomu se všemi příslušnými zákony platí pro celé elektromagnetické spektrum od rádiových vln až po ionizující záření. Dokonce platí rovněž i pro jiné jevy na bázi vlnění jako je například šíření zvukových vln [9]. Pro vakuum je hodnota absolutního indexu lomu ve

viditelné oblasti spektra dle vztahu (5) $n = 1$. Další transparentní prostředí nabývá v tomto spektru nutně hodnot indexu lomu větších než 1, např. okenní sklo dosahuje hodnoty $n = 1,52$ [10]. Existují však i extrémní situace, ve kterých se hodnoty indexu lomu pohybují pod hodnotou $n = 1$, dokonce i v záporných číslech. Šíření elektromagnetických vln v látce popisují Maxwellovy zákony spolu s konstitutivními rovnicemi. Izotropní materiály, tzn. materiály, jejichž optické vlastnosti jsou ve všech směrech konstantní, lze pak popsat následovně. Pro elektrickou složku záření platí

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (6)$$

kde \mathbf{D} je vektor elektrické indukce, ε je konstanta materiálu zvaná permitivita a \mathbf{E} je vektor elektrické intenzity a obdobně pro složku magnetickou

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (7)$$

kde \mathbf{B} je vektor magnetické indukce, μ je materiálová konstanta permeability a \mathbf{H} je vektor intenzity magnetického pole [11], [12].

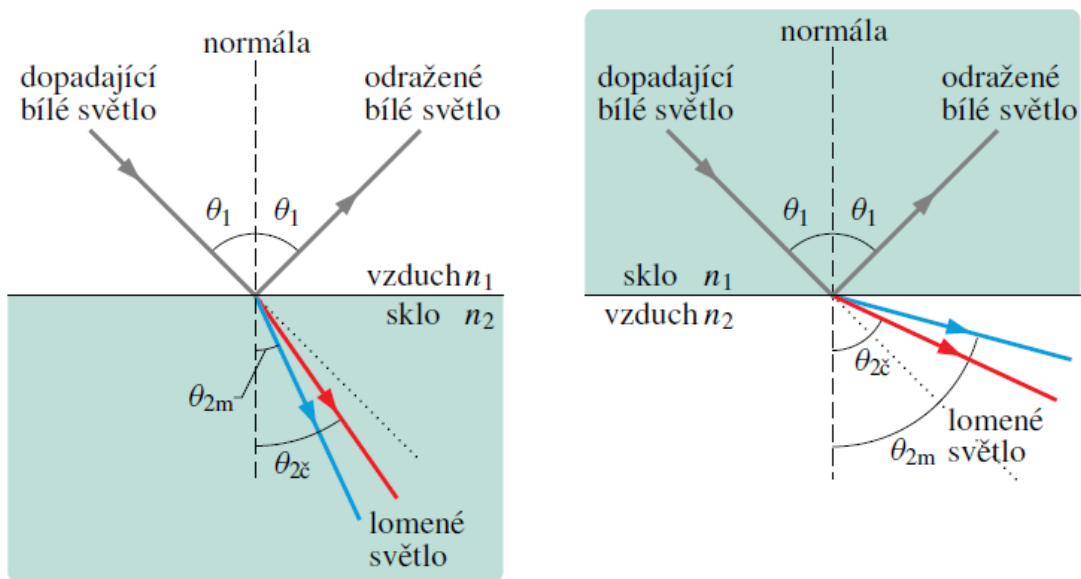
Permitivitu a permeabilitu pak dává do souvislosti vztah

$$n = \pm \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \quad (8)$$

kde n je index lomu, ε_r je relativní permitivita a μ_r relativní permeability daného materiálu [13].

Výzkumný tým Veselago prokázal teoretickou existenci materiálů s negativním indexem lomu. Pro vztahy (6) a (7) existují formálně totiž řešení se zápornými hodnotami permitivity a permeability. Tato řešení pak předpověděla existenci tzv. metamateriálů, u kterých platí převrácený Snellův zákon (4) 0, nicméně po tři desetiletí od vyřčení této teorie zůstala práce V. Veselago ignorována. V přírodě se tyto materiály nevyskytují a tehdejší technologie neumožňovaly jejich syntézu [15]. Tyto materiály se poprvé podařilo v extrémních podmínkách vytvořit až ve 21. století a do dneška jsou velice zajímavou oblastí optiky pro diskusi a výzkum. Jejich využití by znamenalo obrovský pokrok v optice a umožnily by vývoj nových technologií, jako jsou např. superčočky .

Pokud záření vstupuje z prostředí opticky řidšího do prostředí opticky hustšího, respektive z prostředí s nižším indexem lomu do prostředí s vyšším indexem lomu, láme se paprsek ke kolmici (k normále). V opačném případě se láme od kolmice. Oba případy jsou znázorněny na *Obr. 4* pro dvojici vzduch-sklo, respektive sklo-vzduch.



Obr. 4: Lom světla ke kolmici (vlevo) a od kolmice (vpravo). Převzato a upraveno z [3].

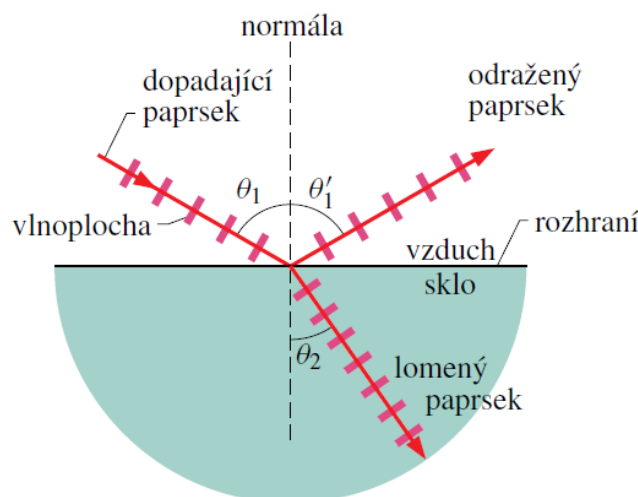
Index lomu je závislý na vlnové délce [3]. Z Obr. 4 je patrné, že s rostoucí vlnovou délkou se paprsek láme méně, tzn. červená složka světla v případě lomu ke kolmici svírá s normálou větší úhel než složka modrá. Můžeme tedy říct, že s rostoucí vlnovou délkou z pravidla index lomu klesá [16].

Právě popsaný jev často vyskytující se zároveň s lomem paprsku se nazývá **rozklad** (častěji *disperze*). Jde o rozklad elektromagnetického záření na jednotlivé složky. Na Obr. 4 je znázorněna disperze světla, nicméně disperze může být pozorována u celého spektra elektromagnetického záření a vztahovat na jakýkoliv druh vlnění, např. na zvukové vlny kde pozorujeme tzv. akustickou disperzi, nebo gravitační vlny, aj. [9]. Lom není jediným typem interakce, při kterém vlna mění svůj směr.

Vlnění může změnit směr šíření a zůstat, respektive vrátit se do prostředí, ze kterého pochází. Takovému jevu říkáme **odraz** (*reflexe*) [17]. Nejběžnějším typem odrazu je odraz zrcadlový (též *pravidelný*), pro který platí zákon odrazu

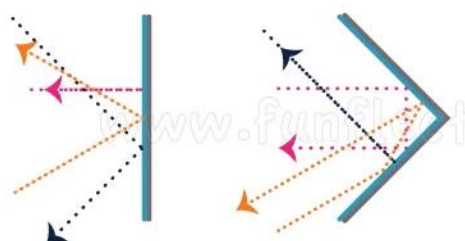
$$\theta_1 = \theta_1', \quad (9)$$

který říká, že odražený paprsek leží v rovině dopadu a úhel odrazu θ_1' se rovná úhlu dopadu θ_1 . Situace je znázorněna na Obr. 5, ze kterého je rovněž jasné vidět, že odraz a lom probíhá ve většině případů současně [3].



Obr. 5: Odraz a lom elektromagnetického záření. Převzato z [3].

Vedle zrcadlového odrazu se pak méně často vyskytují další speciální typy odrazu, jako např. odraz difuzní, při kterém se paprsek odráží do více směrů [18], vícenásobné odrazy, kde se využívá více odrazných ploch [19], [20], či odrazy zvané retroreflexe (viz Obr. 6) využívající tzv. odrazek, které většinu dopadajícího záření odráží ve směru původního zdroje. S posledními dvěma zmíněnými se můžeme běžně setkat např. u běžných digitálních fotoaparátů [21]. Rovněž se jim věnuje celá řada výzkumných skupin, např. pro vývoj reflexních materiálů či fotoelektrických senzorů [22].

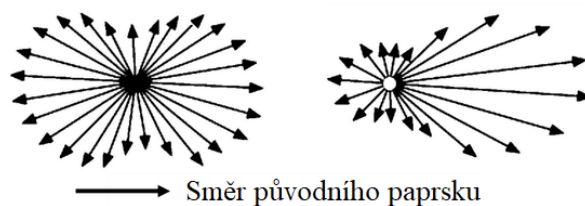


Obr. 6: Porovnání klasického odrazu (vlevo) a retroreflexe (vpravo).
Převzato a upraveno z [23].

Pokud záření nedopadá na fázové rozhraní dvou prostředí, ale na překážku, případně otvor nebo štěrbinu o velikosti srovnatelné s vlnovou délkou paprsku, dochází k jeho **ohybu** (častěji *difrakce*). Z přepážky, respektive z otvoru nebo štěrbinu se pak stává tzv. sekundární zdroj propagace vlnění, čímž se záření může dostat do oblasti geometrického stínu [3]. Na principu difrakce je založena v medicíně celá řada zobrazovacích metod. Jedná se např. o ozařování tkání rentgenovými lasery, čímž dochází k vykreslování biologických makromolekul [24].

Posledním typem interakce, při které dochází ke změně směru šíření záření je **rozptyl** (difuze záření). Jedná se o odchýlení záření do různých směrů vlivem interakcí s malými částicemi, konkrétněji s částicemi o velikosti pohybuujícími se kolem vlnové délky dopadajícího záření. Nejčastěji pozorujeme rozptyl viditelného světla na koloidních částicích. Pro koloidní částice o rozměrech menších, než je vlnová délka světla, se uplatňuje tzv. Rayleighův rozptyl (viz Obr.

7 vlevo), pro koloidy, jejichž rozměry odpovídají vlnové délce světla, je to pak rozptyl Mieho (viz Obr. 7 vpravo) [25], [26].



Obr. 7: Rayleighův rozptyl (vlevo), Mieho rozptyl (vpravo). Převzato a upraveno z [27].

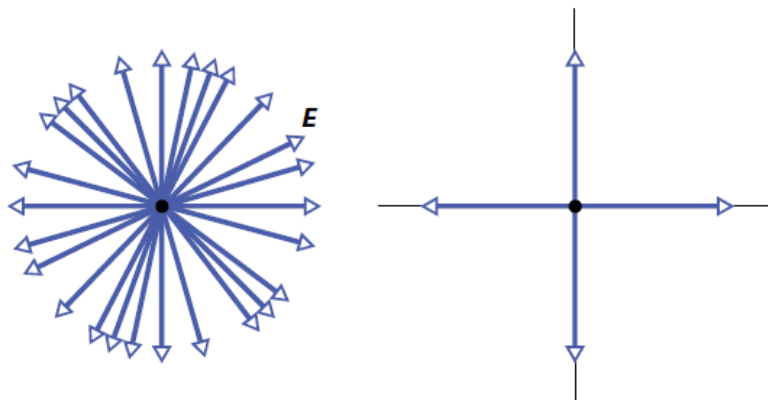
Oba výše zmíněné jsou příklady pružných (*elastických*) rozptylů. Pro pružné rozptyly platí, že dochází k zanedbatelné ztrátě energie a rozptýlené záření si tedy zachovává svou původní vlnovou délku. Mezi pružné rozptyly se dále řadí např. Thompsonův rozptyl. Opakem jsou pak rozptyly nepružné (*neelastické*), kam patří např. Comptonův rozptyl, Ramanův rozptyl, či rozptyl rentgenový, aj. U všech právě vyjmenovaných zástupců dochází při interakci ke ztrátě energie a vlnová délka rozptýlených paprsků se liší od té původní. Na rozptylu záření je založena hned celá řada optických analytických metod, jako např. turbidimetrie měřící úbytek vstupujícího záření v důsledku právě rozptylu, či nefelometrie, která snímá právě světlo rozptýlené do prostoru [28].

Posledním typem interakce hmoty a záření jsou situace, při kterých dojde k průchodu paprsku materiálem a zároveň k jeho úbytku. Za tento jev je zodpovědná **absorpce**. Během absorpce dochází k pohlcení a zeslabení původního záření elektrony v materiálu, čímž dojde k přeměně elektromagnetické energie na energii vnitřní. V závislosti na povaze vstupujícího elektromagnetického záření pak může být vnitřní energie zpracována molekulami materiálu různými způsoby. V případě infračerveného záření nemá vlnění dostatečnou energii na větší manipulaci s elektrony, dojde pouze k zesílení tepelného pohybu, případně se změní rotační a vibrační stavy molekul. Na tomto principu je založena infračervená spektroskopie s Fourierovou transformací (FTIR) [29]. Opačně pak působí ionizující záření, jehož energie je dostatečná pro porušení chemických vazeb, čímž může dojít až k rozkladu materiálu [30]. Pro studium optických vlastností má největší smysl viditelná a blízká ultrafialová část spektra. Energie tohoto záření má za následek excitaci elektronů do vyšších energetických hladin, ze kterých pak elektron může deexcitovat celou řadou mechanismů [31]. Podrobněji je absorpce, konkrétně absorpce světla, rozebrána v kapitole o UV-VIS spektrofotometrii, která je koneckonců na absorpci založena (viz 2.4).

2.1.3 Polarizace elektromagnetického záření

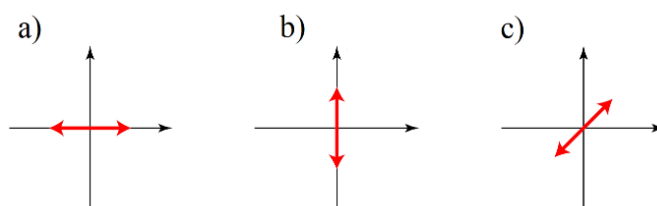
V kapitole 2.1 bylo definováno elektromagnetické záření jako kmitání na sebe kolmých oscilujících vektorů elektrické intenzity a magnetické indukce. Vlastnosti elektromagnetického záření závisí nejen na veličinách popsaných rovněž v kapitole 2.1, ale rovněž i na charakteru samotných vektorů. Světlo vycházející z běžně se vyskytujících zdrojů, jako např. Slunce, svíčka či klasická žárovka má charakter tzv. **nepolarizovaného** záření. Nepolarizované záření, je jakékoliv záření, jehož vektor elektrické intenzity mění nahodile směr. Pro pozorovatele sledujícího záření ve směru šíření vlny, tzn. ve směru vlnového vektoru, je situace znázorněna na Obr. 8 vlevo. Druhým způsobem, jak si představit a popsat nepolarizované světlo, je

superpozicí dvou **polarizovaných** záření, jejichž směry polarizace jsou na sebe navzájem kolmé (viz *Obr. 8* vpravo). V tomto případě se jedná o tzv. částečně polarizované záření [3]. Takováto záření nemají pro studium optických vlastností nikterak důležitý vliv, jelikož jejich chování je zcela nahodilé [32].



*Obr. 8: Nepolarizované (vlevo) a částečně polarizované (vpravo) světlo.
Převzato a upraveno z [3].*

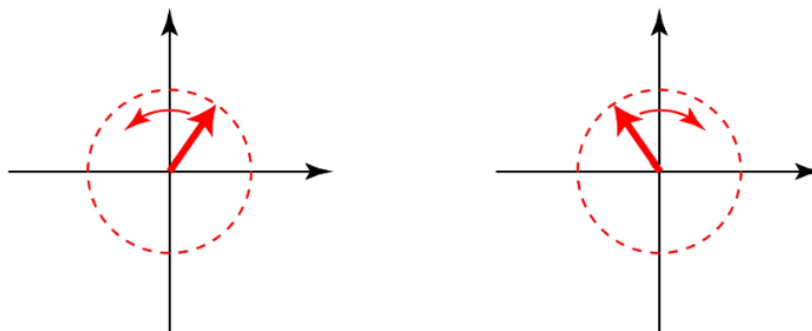
Mnohem zajímavější je z tohoto hlediska již jednou zmíněné záření polarizované. Pro toto záření platí, že směr kmitání nebo velikost vektoru elektrické intenzity je omezena, tzn. kmitá s jistou pravidelností. Světlo může být polarizované nejčastěji třemi základními způsoby. Nejjednodušším typem polarizace je polarizace **lineární**, při které je konstantní směr kmitání. Vektor elektrické intenzity takto polarizovaného záření kmitá stále po jedné přímce. Lineární polarizaci lze pak dále rozdělit podle úhlu, který svírá výsledný vektor elektrické intenzity s okolními osami. Existuje záření horizontálně polarizované, vertikálně polarizované, případně pokud oscilují dva navzájem kolmé paprsky, lze pozorovat polarizaci pod úhlem 45° [33]. Všechny vyjmenované typy lineárně polarizovaného záření jsou vyobrazeny na *Obr. 9*.



*Obr. 9: Lineárně polarizované záření (a) horizontálně, b) vertikálně, c) pod úhlem 45° .
Převzato a upraveno z [34].*

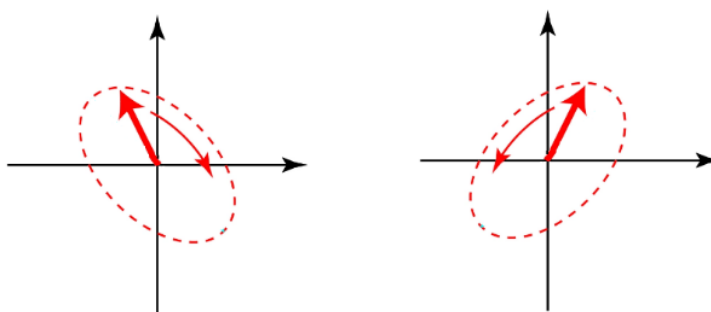
V případě, že si vektor elektrické intenzity udržuje konstantní velikost, ale mění svůj směr, se jedná o polarizaci **kruhovou**, jelikož se koncový bod výsledného vektoru pohybuje po šroubovici a při pozorování z osy x obepisuje kružnici. Takového chování lze dosáhnout opět superpozicí dvou lineárně polarizovaných vln, u kterých se vyskytuje fázový posun, a to konkrétně o čtvrtinu vlnové délky, tzn. $\frac{\pi}{2}$. Při tomto posunu pak platí, že maximální hodnota vertikální složky odpovídá nulové hodnotě složky horizontální, což má za následek šroubovicový

charakter vlny [33], [35]. V závislosti na fázovém posunu, respektive na směru otáčení vektoru elektrické intenzity pak lze rozlišit pravotočivou a levotočivou kruhovou polarizaci. (viz Obr. 10). Konkrétního typu polarizace lze pak dle standardu pomocí levé a pravé ruky. Palec míří od zdroje a zbylé prsty jsou orientovány podle časové rotace vektoru. Rotaci proti směru hodinových ručiček, tedy levotočivému pohybu odpovídá levá ruka, pro rotaci po směru hodinových ručiček je použita ruka pravá [36].



Obr. 10: Kruhově polarizované záření. Vlevo pravotočivá polarizace, vpravo levotočivá.
Převzato a upraveno z [34].

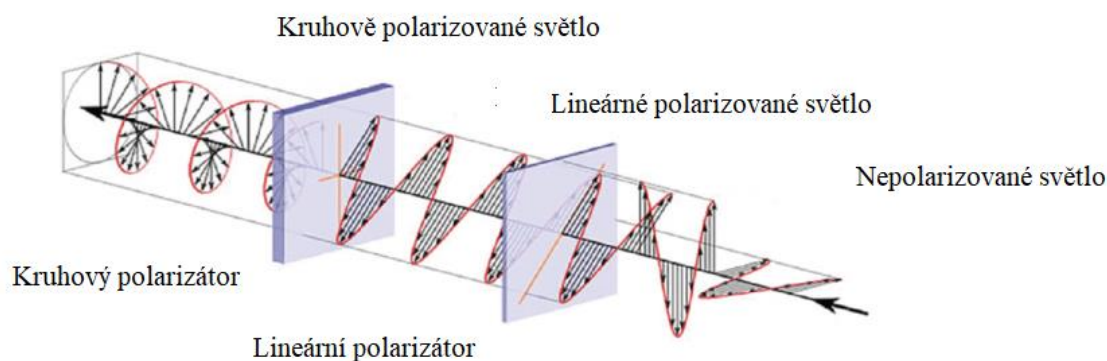
Z výše zmíněné trojice typů polarizace je z matematického hlediska nejnáročnějším polarizace **eliptická**, při které je proměnlivá jak velikost elektrické intenzity, tak její směr, čímž vizuálně obepisuje tvar elipsy. Pohyb po elipse je pak dán dvěma úhly. Úhlem ω , což je úhel, který vektor svírá s osou y a úhel φ (někdy též Δ), což je fázový posun obou složek. Z definice eliptické polarizace pak platí, že lineární a kruhovou polarizaci lze do jisté míry chápat jako speciální případ právě polarizace eliptické [37]. Na eliptické polarizaci je založena fyzikálně-chemická instrumentální metoda elipsometrie (viz 2.4). Eliptická polarizace se řídí stejnými standardy, jako polarizace kruhová, tzn. existuje opět ve dvou podobách a je nutno rozlišovat eliptickou polarizaci levotočivou od pravotočivé (viz Obr. 11) [36].



Obr. 11: Elipticky polarizované záření. Vlevo pravotočivá polarizace, vpravo levotočivá.
Převzato a upraveno z [34].

Za laboratorních podmínek se lze dosáhnout dalších typů polarizace, jako např. azimutální či radiální [38].

V přírodě se za běžných podmínek vyskytuje ve většině případů světlo nepolarizované, jelikož neexistují přírodní zdroje polarizovaného světla [39]. Pro práci s polarizovaným světlem je tedy potřeba nepolarizované záření polarizovat. K tomu slouží zejména **polarizátory**, komerčně nazývané polaroidy nebo též polarizační filtry. Typický polarizátor je tvořen z molekul, které tvoří tenké rovnoběžné řady, které při průchodu světelného záření odfiltrují všechny složky, jejichž vektor elektrické intenzity není rovnoběžný s řadami polarizátoru. Takovýmto způsobem lze docílit jak lineární polarizace, tak polarizace kruhové [3]. Obě možnosti jsou zobrazeny na *Obr. 12*.



Obr. 12: Princip polarizátorů. Převzato a upraveno z [40].

Prošlé záření se pak řídí zákonem jedné poloviny

$$I = \frac{1}{2} I_0, \quad (10)$$

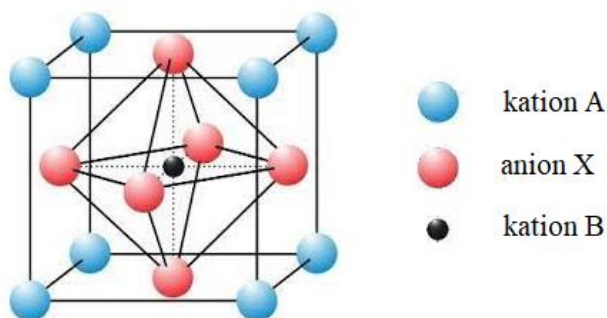
kde I je výsledná intenzita prošlého polarizovaného záření a I_0 je intenzita původního nepolarizovaného záření. V případě, že skrz polarizátor prochází již polarizované světlo, zákon jedné poloviny neplatí. Intenzita se pak mění dle pravidla kosinu na druhou

$$I = I_0 \cos^2 \theta, \quad (11)$$

kde I je intenzita vzniklého polarizovaného záření, I_0 je intenzita vstupujícího záření a θ je úhel, který svírají řady polarizátoru s vektorem elektrické intenzity záření. V přírodě polarizátory nenajdeme, ale přesto se můžeme v určitých případech setkat s polarizovaným zářením. K polarizaci totiž dochází rovněž i během interakcí záření s hmotou, konkrétně zejména během odrazu a lomu, ale v určité míře i během rozptylu či absorpci. Před sty lety objevil tým Alberta A. Michelsona přirozeně se vyskytující kruhově polarizované záření vzniklé odrazem od hmyzu, konkrétně zástupců vrubounů [41], což byl objev, který je i v moderní době prostudován a popisován moderními elipsometrickými metodami [42]. Další řada živočichů, mezi které patří např. hmyz, zejména včely a čmeláci, a hlavonožci, pak využívá polarizovaného záření k orientaci či komunikaci [42], [43].

2.2 Perovskity jako materiály pro studium optických vlastností

Perovskity bylo původně triviální označení pro minerály ze skupiny titaničitanu vápenatého (CaTiO_3). Minerály nesly název po ruském mineralogovi Lvu Alexejeviči Perovském, na jehož počest je pojmenoval jejich tehdejší objevitel geolog Gustav Rose [44]. Dnes se pod pojmem perovskity skrývá celá řada sloučenin s obecným stechiometrickým vzorcem ABX_3 , kde A a B hrají roli kationtů a X pak příslušného aniontu. Valenční čísla jednotlivých iontů se z pravidla liší a silně ovlivňují fyzikální a chemické vlastnosti materiálu [45]. Na straně kationtů se pro výborné optické vlastnosti nejčastěji setkáváme s kombinací organického a anorganického iontu, zatímco anion je povětšinou anorganického původu. Organického charakteru bývá kation A, velmi často se jedná o kation methylamoniový CH_3NH_3^+ (MA^+), nebo kation formamidiniový $\text{CH}(\text{NH}_2)_2^+$ (FA^+). Vedle něj pak stojí jako centrální atom anorganický kation B, na jehož místě se v dnešní době takřka vždy nachází olovnatý kation Pb^{2+} [46]. Jelikož je olovo těžký a toxický kov a organické ionty bývají rovněž škodlivé pro životní prostředí, existuje snaha o jejich nahrazení. [47] Olovo pro své elementární vlastnosti bývá nahrazováno kationtem cínatým Sn^{2+} , zatímco organická část pak kationtem cesným Cs^+ . V obou případech však náhražky ani zdaleka nedosahují stejných vlastností. Z hlediska aniontu je situace mnohem jednodušší, jelikož se zde objevují pouze někteří zástupci halogenů, konkrétně chloridové Cl^- , bromidové Br^- a jodidové I^- anionty a případně chalkogenů. Pokud perovskit obsahuje halogenidový anion, s velikou pravděpodobností vykazuje polovodičové vlastnosti, což je žádoucí právě pro studium vlastností optických [46]. Perovskity se běžně vyskytují v celé řadě různých konfigurací a struktur. Těmi nejběžnějšími a v literatuře nejčastěji popisovanými jsou struktury kubické, ortorombické a tetragonální. Vedle těchto tří se však perovskity mohou nacházet v třidvaceti různých konfiguracích [47]. Všechny typy mají stejnou společnou základní stavební jednotku. Ta je tvořena kationtem B jako centrálním atomem v šestinasobné koordinaci, tzn. je obklopen oktaedrem aniontů. Tato oktaedrická struktura je pak vložena do krychle tvořené kationty A.



Obr. 13: Elementární jednotka perovskitové struktury. Převzato a upraveno z [48].

Každou takovou strukturu, respektive její geometrii, lze popsat tzv. Goldschmidtovým tolerančním faktorem

$$\tau = \frac{r_A + r_X}{\sqrt{2}(r_X + r_B)}, \quad (12)$$

kde r_A , r_B a r_X jsou poloměry iontů vyskytující se v struktuře perovskitu (viz *Tab. 2*) a τ je toleranční faktor.

Tab. 2: Hodnoty efektivních poloměrů nejběžnějších iontů v perovskitové struktuře [49], [50], [51].

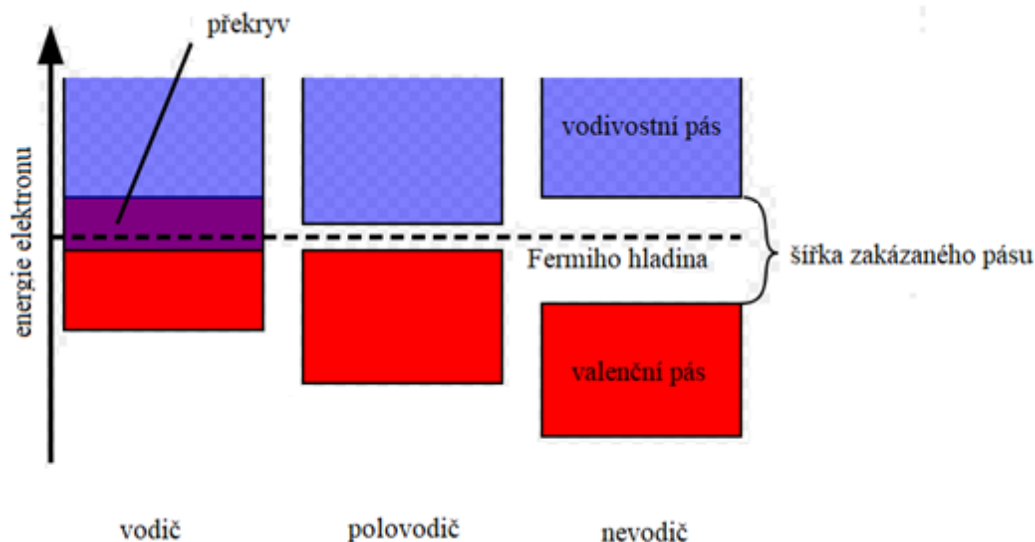
| Typ iontu | Poloměr iontu (pm) | Typ iontu | Poloměr iontu (pm) |
|------------------|-----------------------|------------------|-----------------------|
| MA ⁺ | 180 | Sn ²⁺ | 102 |
| FA ⁺ | 205 | Cl ⁻ | 181 |
| Cs ⁺ | 167 | Br ⁻ | 196 |
| Pb ²⁺ | 119 | I ⁻ | 220 |

Na základě hodnoty tolerančního faktoru lze pak orientačně odhadnout výslednou strukturu perovskitu [52]. V případě, kdy hodnota tolerančního faktoru spadá do intervalu od 0,9 do 1,0, lze předpokládat dokonalou kubickou strukturu [53], pro kterou lze relativně snadno stanovit délku hrany

$$a = (r_A + r_X) = 2(r_B + r_X), \quad (13)$$

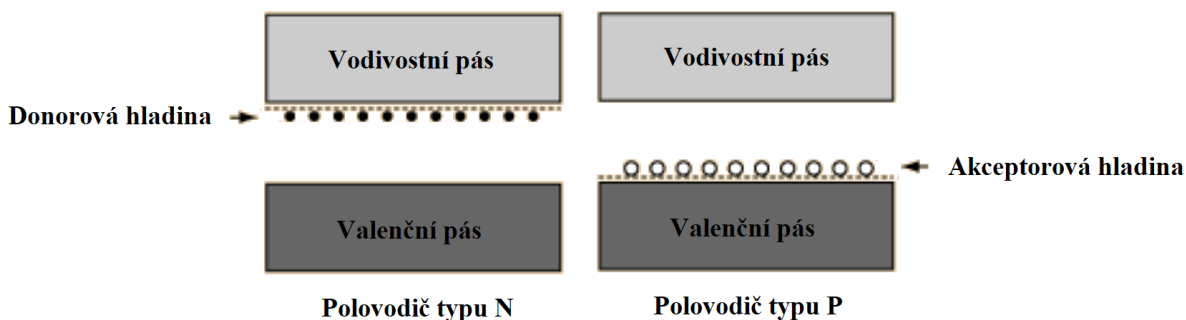
kde r_A , r_B a r_X jsou opět poloměry iontů a a je délka hrany elementární buňky struktury [54]. Při hodnotách tolerančního faktoru menších než 0,9, tzn. v situacích, kdy je velikost kationtů A příliš malá je pak struktura perovskitu deformovaná, tzn. např. ortorombická, romboedrická, aj. V opačném případě, kdy toleranční faktor přesahuje hodnotu 1, je možno pozorovat např. strukturu hexagonální, či tetragonální. Tyto struktury značí, že je kation B o mnoho objemnější, než kation A [55].

Jak již bylo zmíněno výše, vhodná kombinace iontů propůjčuje perovskitu polovodičové vlastnosti, které jsou žádoucí pro optické a elektrické aplikace. Vhodnou kombinací se rozumí v podstatě libovolná kombinace iontů zmíněných v *Tab. 2* [56]. Polovodiče, stejně jako ostatní pevné látky, je možno popsat tzv. pásovým modelem (viz), někdy též pásovou teorií. Takovýto model vychází z teorie molekulových orbitalů, která popisuje obsazování jednotlivých atomových orbitalů, které následně hybridizují a v mřížce krystalu se navzájem překrývají, což umožňuje strukturu za určitých podmínek, jako např. předpoklad homogenního systému, představa nekonečné velikosti systému, či absolutní neinteraktivita, rozdělit materiálu do tří pomyslných pásů.



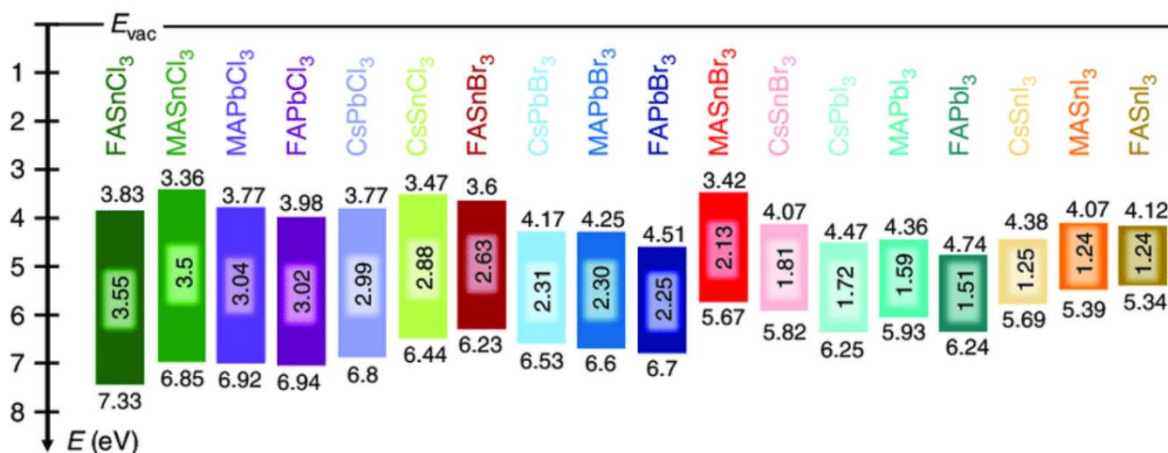
Obr. 14: Pásový model struktury materiálu. Převzato a upraveno z 0.

Nejnižše položeným pásem je coby do energie nejchudší pás valenční (*valence band*). Tento pás reprezentuje valenční orbitály zaplněné valenčními elektrony podílejícími se na jednotlivých vazbách. Nad tímto pásem se u polovodičů a nevodičů vyskytuje tzv. zakázaný pás (*band gap*), který odděluje pás valenční od pásu s nejvyšší energií, pásem vodivostním (*conduction band*) [58]. Ve vodivostním pásem se za běžných podmínek elektrony nevyskytují. Pokud elektrony absorbují dostatečné množství energie, např. ve formě tepla nebo záření, mohou se přemístit z valenčního pásu do pásu vodivostního. Ve valenčním pásem zůstane po příslušném elektronu díra a vzniká tzv. exciton, tedy pár elektron-díra.[59]. V tuto chvíli je polovodič schopen vést elektrický proud. Množství energie potřebné k vytvoření excitonu je ekvivalentní k šířce zakázaného pásu E_g , která se běžně udává v eV [58]. Podle šířky zakázaného pásu lze pak velice snadno rozpoznat, zda-li se materiál bude chovat jako vodič, polovodič, či izolant. Pomyslná hranice mezi polovodičem a izolantem jsou zhruba 3 eV. U vodičů dochází k překrytí vodivostního a valenčního pásu, a tudíž zakázaný pás zde vůbec neexistuje [60]. Polovodiče, které vykazují tyto vlastnosti ve své čisté formě, se nazývají polovodiče vlastní (*intrinsické*). Pokud je šířka zakázaného pásu pro danou aplikaci příliš velká, je možno užít tzv. dotování, tedy přidání atomů s jiným počtem valenčních elektronů, než je počet elektronů v ostatních atomech mřížky, což dává vzniknout polovodičům nevlastním (*exetrinsickým*) [61]. Pokud je struktura dopována atomy s menším počtem elektronů, jedná se o dotování typu P a hovoříme o polovodičích typu P. V těchto polovodičích se pak vyskytuje v pásové struktuře nová hladina obsazená kladně nabitými dírami, tzv. akceptorová hladina (viz Obr. 15 vpravo), která způsobuje snížení potřebné energie pro vybuzení elektronu. Opačným případem je dotování atomy s vyšším počtem valenčních elektronů, kde hovoříme o nově vzniklé hladině jako o hladině donorové (viz Obr. 15 vlevo). Na této donorové hladině se pohybují valenční elektrony dotovaných atomů, které opět potřebují nižší energii pro přechod do vodivostního pásu [62].



Obr. 15: Pásová struktura nevlastních polovodičů. Převzato a upraveno z [62].

U perovskitových materiálů závisí šířka zakázaného pásu zejména na kombinaci prvků, které tvoří jejich strukturu (viz Obr. 16). Obecně existuje řada trendů a souvislostí, podle kterých se materiály chovají. Největší vliv na polovodičové vlastnosti, jak již bylo zmíněno výše, mají prvky tvořící anionty. Zde platí pravidlo, že se zvyšující se velikostí atomu na místě aniontu klesá šířka zakázaného pásu. Pro trojici perovskitů studovanou v této práci tedy platí, že nejširší zakázaný pás najdeme u perovskitu MAPbCl_3 s energií zhruba 3,04 eV, nejnižší u MAPbI_3 s přibližně 1,59 eV a mezi nimi pak MAPbBr_3 s šířkou zakázaného pásu o hodnotě 2,30 eV. Významnou roli rovněž hraje i centrální atom, kde se doposud hojně využívá olovo, jelikož ve většině případů v šířce zakázaného pásu nemá konkurenci. Mezi kationty MA^+ a FA^+ už pak bývá rozdíl spíše minimální [63].



Obr. 16: Hodnoty zakázaného pásu pro nejběžnější perovskitové materiály. Převzato z [63].

Pro studium optických vlastností perovskitů se velmi často zejména při elipsometrii a UV-VIS spektrofotometrii pracuje s materiály ve formě tenké vrstvy, která vykazuje jiné vlastnosti než objemová forma stejného materiálu, např. ve formě krystalu, což je způsobeno zejména šířkou vrstvy, která je tvořena z jednou řadou atomů či molekul a pohybuje se tedy v řádech nanometrů až mikrometrů [64].

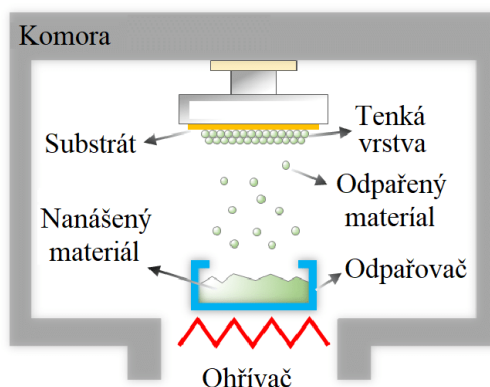
Pro své polovodičové a optické vlastnosti zaznamenávají perovskity ve všemožných vědeckých oblastech značný nárůst na popularitě. Jedná se např. o fotovoltaické obory, kde se využívá perovskitových materiálů pro přípravu solárních článků [65]. Materiály na bázi perovskitů jsou schopny záření absorbovat, ale v některých případech i emitovat, což vede vědecké týmy

k přípravě světelných zdrojů na bázi perovskitů, např. lasery založené na perovskitových nanodrátech [66] nebo světlo emitující nanoantény [67]. V neposlední řadě jsou to potom polovodičové fotodetektory převádějící optický signál dopadajícího záření na signál elektrický ve formě proudu nebo napětí. Mezi takovéto detektory se řadí např. fotodiody nebo fototranzistory [68].

2.3 Příprava tenkých vrstev

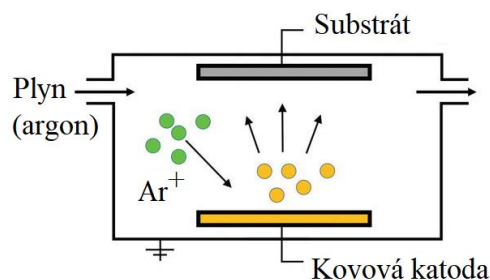
2.3.1 Fyzikální depozice z plynné fáze

Tenké vrstvy je možno obecně připravit dvěma, respektive třemi způsoby, a to sice fyzikální a chemickou depozicí, kam spadají i elektrochemické procesy. Mezi fyzikální depozice se řadí všechny způsoby napařovací a napařovací přípravy tenkých vrstev, které se souhrnně nazývají **fyzikální depozice z plynné fáze (PVD)**. Napařovací depozice, jejíž princip je znázorněn na *Obr. 17*, probíhá zpravidla za vysokých teplot, aby nanášená látka setrvala ve své plynné fázi, a velmi nízkých tlaků (okolo 10^{-1} Pa), což usnadňuje transport částic páry k substrátu. Vakuové napařování se nejběžněji užívá k přípravě kovových tenkých filmů, průmyslově např. k přípravě hliníkové fólie. [69]



Obr. 17: Princip vakuového napařování tenkých vrstev. Převzato a upraveno z [70].

Druhou nejčastější metodou fyzikální depozice je napařování, jehož schéma je znázorněno na *Obr. 18*. Zde dochází ve zkratce k plazmovému leptání kovové katody ionizovaným plynem (nejčastěji argonem). Ionizované částice dopadají s velmi vysokou energií na kovový materiál, čímž z něj uvolňují atomy nebo molekuly, které opět vysokou rychlostí míří směrem k substrátu, na kterém pak utvoří tenkou vrstvu. Z principu této metody je zřejmé, že je vhodná především pro tvorbu kovových tenkých vrstev, které nesnesou příliš vysoké teploty [69].



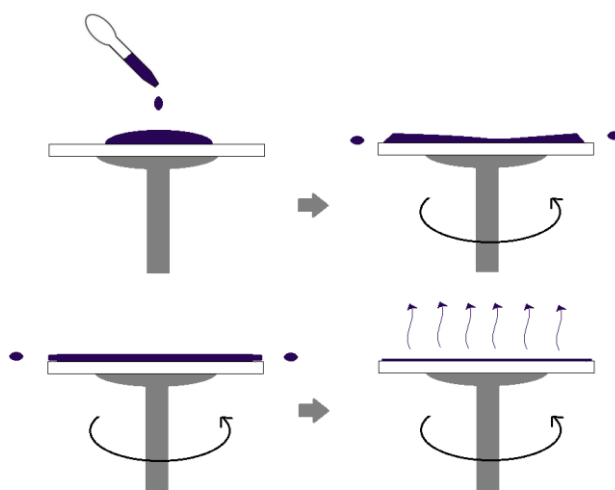
Obr. 18: Princip napařování tenkých vrstev. Převzato a upraveno z [71].

2.3.2 Chemická depozice z plynné fáze

Chemické způsoby depozice tenkých vrstev jsou pak označovány termínem **chemická depozice z plynné fáze** (CVD). CVD v sobě skrývá celou řadu metod, které lze rozdělit na základě mnoha přístupů, jako např. dle fyzikálních podmínek, zejména teploty a tlaku, typu reaktoru, vlastností přiváděných reaktantů, aj. Obecně lze však princip metod CVD chápat jako chemickou reakci přiváděných plynných, případně vysoce těkavých kapalných reaktantů, které následně navzájem reagují. Produkty takovýchto reakcí pak tvoří na substrátu tenký film. Velice často zároveň s žádoucí tenkou vrstvou vzniká celá řada vedlejších produktů. Proto je zároveň s reaktanty přiváděn inertní plyn (nejčastěji argon), který slouží jednak jako nosný plyn, ale jehož úkolem je zároveň tyto nežádoucí produkty z místa tvorby tenké vrstvy odstranit [72]. CVD bývá hojně využívána pro přípravu integrovaných obvodů a fotovoltaických zařízení [73].

2.3.3 Příprava tenkých vrstev z roztoku

Mezi těmito výše popsanými skupinami metod depozice tenkých vrstev se vyskytuje na pomezí **příprava tenkých vrstev z roztoku**, která bývá v literatuře často zařazována k metodám CVD, kde však nesplňuje jednak podmínku plynných prekurzorů a ve většině případů ani podmínku probíhající chemické reakce. Základním zástupcem této skupiny je jednoznačně metoda rotačního nanášení vrstev, častěji **spin-coating**. Hojně využívání spin-coatingu spočívá ve velice jednoduchém principu znázorněném na *Obr. 19*.



Obr. 19: Princip rotačního nanášení vrstev. Převzato z [75].

Jedná se o metodu rotačního lití, tzn. hlavní roli zde hraje odstředivá síla spolu se slabými ne vazebnými interakcemi. Roztok materiálu je ve známém množství nanášen na substrát rotující vysokými rychlostmi v řádech tisíců otáček za minutu. Prvním krokem spin-coatingu je depozice roztoku materiálu na substrát. Následně je substrát uveden do rotačního pohybu a odstředivá síla způsobí rovnoměrné rozprostření materiálu po celém povrchu substrátu a společně s odpařením pak odstranění přebytečného roztoku ze substrátu. Takovýmto způsobem lze velice přesně připravit za laboratorních podmínek reprodukovatelné tenké vrstvy o tloušťce v řádech nanometrů až mikrometrů. Konkrétní tloušťka vrstvy však závisí hned na

několika faktorech, konkrétně např. na rychlosti otáček, době trvání odstředování, objemu nanášeného roztoku, ne vazebných interakcích mezi substrátem a materiálem, aj. [74]. Spin-coating je hojně využíván ve fotovoltaice pro laboratorní přípravu solárních článků [76] nebo ve fotolitografii pro přípravu tenkých vrstev fotorezistu [77].

Vedle rotačního nanášení vrstev má smysl zmínit metodu **dip-coating**, kde dochází k ponoření substrátu do roztoku a následnému vynoření, přičemž se na substrátu utvoří tenká vrstva daného materiálu, zatímco přebytečná kapalina vlivem gravitační síly ze substrátu odtéká [78], a moderní **materiálový tisk**, kde je technologická a finanční náročnost vyvážena kvalitními, přesnými a replikovatelnými připravenými tenkými vrstvami [79].

Výslednou kvalitu, tzn. homogenitu a tloušťku připravené tenké vrstvy lze stanovit dvěma základními způsoby. Přímým měřením metodou zvanou **profilometrie**, která pracuje na obdobném způsobu, jako mikroskopie atomárních sil (AFM), tzn. využívá buďto mechanické (kontaktní) nebo optické (bezkontaktní) sondy, která snímá povrch tenké vrstvy a vytváří 2D schéma ne nepodobné geografické mapě. V případě kontaktního režimu je ve srovnání s AFM profilometrie méně šetrná ke zkoumanému materiálu, aplikovaná síla hrotu je až o řád vyšší [80]. **Elipsometrie** je pak dalším konkurentem profilometrie a AFM, jelikož dokáže bezkontaktně stanovit tloušťku tenké vrstvy na základě modelového zpracování naměřeného elipsometrického spektra [81], viz kapitola 2.4.

2.4 Metody studia optických parametrů

Tenké vrstvy a nanomateriály zažívají na obrovský úspěch ve všech vědeckých odvětvích, včetně fotovoltaiky, elektronice, senzorech, medicínských aplikacích, aj. Vlastnosti těchto materiálů se odvíjí od jejich fyzikálně-chemických vlastností, jako např. indexu lomu, absorpčního koeficientu, šířky zakázaného pásu, optické konstantě, v případě tenkých vrstev rovněž tloušťky, aj., a proto existuje celé spektrum instrumentálních metod sloužících k stanovení těchto veličin. Z těch obecně nejvyužívanějších stojí za zmínku UV-VIS spektrofotometrie, skenovací elektronová mikroskopie (SEM), rentgenová difrakce (XRD), Ramanova spektroskopie a další. V posledních letech je často zmiňována zvaná elipsometrie, která všem zmíněným metodám v určitých ohledech úspěšně konkuruje [82].

2.4.1 Elipsometrie

Elipsometrie je jedním z hlavních zástupců instrumentálních metod schopných stanovovat optické vlastnosti materiálu. Vedle optických vlastností jsou to pak vlastnosti elektrické, jako např. elektrická vodivost či typ vodivosti u polovodičů, nebo dielektrické, kam spadá zejména dielektrická konstanta a komplexní index lomu, ale i mechanické a chemické, pro příklad složení, drsnost nebo tloušťka vzorku.

Jedná se o optickou metodu, tzn. principiálně je založena na interakcích elektromagnetického záření s hmotou, tedy vzorkem, konkrétně se jedná o interakce ovlivňující polarizaci užívaného záření, mezi které patří zejména odraz záření, absorpce, lom, aj.. Během polarizace záření se mění dva základní tzv. elipsometrické parametry Δ a ψ , které souvisí se změnou indexu lomu n a optického extinkčního koeficientu k . Po interakci záření se vzorkem se záření elipticky polarizuje. Parametr Δ je možno si představit jako rozdíl fáze mezi oběma složkami záření výsledného elipticky polarizovaného záření, zatímco ψ je úhel založený na amplitudě obou složek [83].

Elipsometr UVISEL 2 společnosti Horiba ve skutečnosti měří veličinu reflektanci ρ , která je dána vztahem

$$\rho = \frac{r_p}{r_s}, \quad (14)$$

tedy jako poměr tzv. Fresnelových koeficientů r_p a r_s . Poměr těchto koeficientů je pak dán do souvislosti s elipsometrickými parametry Δ a ψ vztahem

$$\rho = \tan \Psi e^{i\Delta}. \quad (15)$$

Fresnelovy koeficienty jsou odvozeny od Snellova zákona (4) a jsou definovány vztahy

$$r_p = \frac{n_1 \cos \Theta_0 - n_0 \cos \Theta_1}{n_0 \cos \Theta_0 + n_1 \cos \Theta_1}, \quad r_s = \frac{n_0 \cos \Theta_0 - n_1 \cos \Theta_1}{n_0 \cos \Theta_0 + n_1 \cos \Theta_1}, \quad (16)$$

$$t_s = \frac{2n_0 \cos \Theta_0}{n_0 \cos \Theta_0 + n_1 \cos \Theta_1}, \quad t_p = \frac{2n_0 \cos \Theta_0}{n_1 \cos \Theta_0 + n_0 \cos \Theta_1}, \quad (17)$$

kde Θ_1 a Θ_2 jsou úhly dopadu a odrazu a n_1 je n_2 jsou indexy lomu, respektive komplexní indexy lomu prostředí a měřeného vzorku. Důležitým parametrem je komplexní index lomu vzorku, jehož reálnou složku tvoří skutečný index lomu vzorku a komplexní složku extinkční koeficient

$$\tilde{n} = n_1 - ik, \quad (18)$$

kde \tilde{n} je zmíněný komplexní index lomu, n_1 index lomu vzorku a k extinkční koeficient, z něhož vychází absorpční koeficient dle vztahu

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (19)$$

kde α je absorpční koeficient, k je extinkční koeficient a λ vlnová délka elektromagnetického záření.

2.4.2 UV-VIS spektrofotometrie

Jako hlavní konkurent elipsometrie bývá v literatuře často označována UV-VIS spektrofotometrie, zejména pro svou rozšířenost, snadnější princip a interpretaci výsledných dat. UV-VIS spektrofotometrie je rovněž optickou metodou, tzn. je stejně jako elipsometrie založena na interakci ultrafialové a viditelné oblasti elektromagnetického záření se studovaným vzorkem. Principiálně je zde zajímavá pouze absorpce, jelikož detektory spektrofotometrů zpracovávají signál prošlého záření a měří tzv. transmitanci T definovanou vztahem

$$T = \frac{I}{I_0}, \quad (20)$$

kde T je transmitance, I je intenzita prošlé části záření a I_0 je intenzita dopadajícího záření.

Ze vztahu (20) je odvozen Lambert-Beerův zákon ve své základní formě

$$T = 10^{-A} = 10^{-\varepsilon lc}, \quad (21)$$

kde $A = \varepsilon lc$ je absorbance, ε je molární absorpční koeficient, l je tloušťka vzorku a c je molární koncentrace. Podle Lambert-Beerova zákona pak pro nižší koncentrace platí, že absorbance je přímo úměrná koncentraci a tloušťce vzorku. Koeficientem úměrnosti je molární absorpční koeficient, který je závislý na vlnové délce [31].

Hlavním omezením oproti elipsometrii je stanovování optických konstant výhradně u látek obsahujících tzv. chromofory, tedy látek schopných absorbovat elektromagnetické záření a vyexcitovat tak elektrony do vyšších energetických hladin [84]. Odtud pak pramení i využití UV-VIS spektrofotometrie, které je omezeno na organické látky s konjugovaným systémem elektronů v neabsorbujících rozpouštědlech, jako je voda případně etanol. Vedle stanovování optických parametrů je však UV-VIS spektrofotometrie vhodná např. jako detektor u vysokoúčinné chromatografie (HPLC) [85], případně k měření tloušťky v polovodičových systémech, nebo za pomoci Forouhi-Bloemberova modelu stanovit obdobně jako elipsometrie index lomu n a extinkční koeficient k [86].

3 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Hlavní náplní a cílem experimentální části této práce byla optimalizace přípravy roztoků a následných tenkých vrstev celkem pěti zástupců perovskitových materiálů a jejich prekurzorů a jejich následná charakterizace z hlediska optických materiálových vlastností moderní instrumentální metodou – eliposmetrií.

3.1 Chemické látky použité pro přípravu tenkých vrstev perovskitů

Pro přípravu skleněných substrátů, respektive pro zvýšení jejich hydrofilních vlastností byl použit přípravek **Neodisher** společnosti Dr. Weigert.

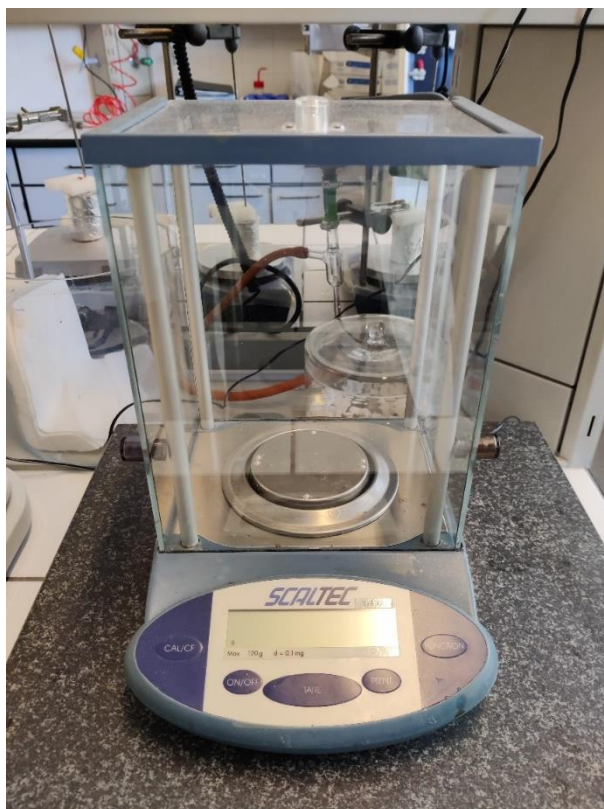
Finální roztoky perovskitů byly připraveny z příslušných prekurzorů. Mezi tyto prekurzory patří organické halogenidy **MACl**, **MABr**, **MAI**, **FABr** a **FAI** od dodavatelů Merck spol s. r. o., Greatcellsolarmaterials a Aldrich a olovnaté halogenidy **PbCl₂**, **PbBr₂** a **PbI₂** od společnosti Aldrich.

Během optimalizace přípravy perovskitových roztoků byly použita organická rozpouštědla **dimethylsulfoxid**, **dimethylformamid**, **isopropylalkohol** a **γ -butyrolakton** dodávané společností Penta.

3.2 Příprava roztoků perovskitů a jejich prekurzorů

Nejprve bylo nutno připravit roztoky pěti organických a tří anorganických prekurzorů perovskitů o vhodné koncentraci. Prekurzory jsou více či méně polární látky, proto byla pro přípravu uvažována pouze polární organická rozpouštědla. Mezi typické zástupce těchto rozpouštědel patří dimethylsulfoxid (DMSO), dimethylformamid (DMF), izopropylalkohol (IPA), případně γ -butyrolakton (GBL). Kombinace rozpouštědla a příslušného perovskitu byla zvolena v souladu s literaturou, přestože pro přípravu tenkých vrstev, stejně tak ani na následné optické vlastnosti, nemá výsledná volba rozpouštědla vliv, jelikož během následné manipulace s těmito roztoky dochází k téměř úplnému odpaření rozpouštědla. Rozdíl by se projevoval až při tvorbě krystalů větších rozměrů užívaných např. ve fotovoltaice, kde hrají roli zejména interakce mezi atomy olova a molekulami rozpouštědla [87].

Na analytické váze Scaltec viz *Obr. 20* byly na navažovacích lodičkách naváženy navážky odpovídající příslušným koncentracím, které byly následně kvantitativně převedeny do odměrného nádobí. Odměrné sklo bylo doplněno zvoleným rozpouštědlem po rysku a důkladně protřepáno.



Obr. 20: Analytická váha Scaltec.

Pokud je rozpustnost prekursoru v daném rozpouštědle při laboratorní teplotě omezená, je třeba upravit koncentraci nebo teplotu. Některé perovskity vykazují tzv. inverzní rozpustnost, tzn. že se zvyšující se teplotou jejich rozpustnost klesá, a tím pádem lze takové chování předpokládat i u některých perovskitových prekursorů [88].

Jakmile byly všechny roztoky prekursorů připraveny, případně jakmile vychladly zpátky na laboratorní teplotu, byly z roztoků odebrány objemy pro přípravu jednotlivých roztoků perovskitů o zvolené koncentraci.

Výsledný perovskit je typicky připravován dle stechiometrické rovnice



kde X značí halogenidový anion, A organický kation, tzn. methylamoniový, případně formamidiniový a B anorganický kation, v tomto případě kation olovnatý, tzn. smícháním roztoků příslušných perovskitových prekursorů o daných koncentracích. Takto vzniklé perovskitové roztoky byly před další manipulací několik minut důkladně promíchávány.

3.3 Příprava tenkých vrstev

Před samotnou depozicí tenkých vrstev připravených roztoků bylo třeba připravit substráty. Na přípravu substrátů byla použita krycí sklíčka pro mikroskopy. Tato sklíčka byla nařezána diamantovým hrotem na řezačce na sklo Kaivo (viz Obr. 21) na čtvercové substráty o rozměrech 16×16 mm. Ostré a nedokonalé hrany byly zabroušeny brusným papírem.



Obr. 21: Řezačka na sklo Kaivo.

Jelikož jsou připravené roztoky z pravidla polární, byla potřeba zajistit dostatečná smáčivost skleněných substrátů. Ty byly v stojanu naloženy do vodného roztoku přípravku Neodisher, který je tvořen povrchově aktivními látkami. Takováto lázeň byla poté vložena do ultrazvukové čističky Kraitex (viz Obr. 22), která za zvýšené teploty přibližně 70 °C po dobu 15 minut odstraňovala ze substrátů nečistoty a zvyšovala jejich hydrofilní vlastnosti.



Obr. 22: Ultrazvuková čistička Kraitex.

Po ultrazvukovém čištění byly substráty z lázně čistou pinzetou vyjmuty a byla otestována jejich smáčivost pod proudem tekoucí vody. Pokud byl substrát dostatečně smáčivý, tzn. voda se držela rovnoměrně po celém skleněném povrchu, byl osušen stlačeným vzduchem a připraven pro nanášení tenké vrstvy. V opačném případě se cyklus s ultrazvukovým čištěním opakoval.



Obr. 23: Spin-coater Laurell.

K přípravě tenkých vrstev byla použita metoda rotačního nanášení tenkých vrstev, častěji zvaná spin-coating, popsaná v kapitole 2.3.3. Pro metodu spin-coating byl použit spin-coater Laurell (viz *Obr. 23*). Vnitřek přístroje byl vystlán papírovými ubrousky a buničinou, aby nedošlo k poškození a znečištění zařízení. Vzorek byl následně umístěn na podložku a spin-coater byl uzavřen. Přístroj je připojen k vývěvě a stlačenému vzduchu. Ty mají za úkol způsobit pod podložkou se vzorkem podtlak, díky čemuž je vzorek napevno uchycen, aby snesl vysokou rychlost otáčení.

Jakmile byly vzorek i přístroj připraveny, byl spuštěn program spin-coateru s předem určenou rychlostí a zrychlením. Substrát byl uveden do pohybu a za pomoci mikropipety na něj bylo nanášeno určité množství roztoku. Po odpipetování veškerého vzorku bylo třeba zvýšit rychlost otáčení substrátu, aby byl přebytečný roztok dostatečně rychle odstraněn z jeho povrchu. Po zastavení programu byl substrát s nanášenou vrstvou okamžitě přenesen na varnou desku, kde došlo k odpaření zbytku rozpouštědla a v některých případech ke krystalizaci vzorku.

3.4 Měření elipsometrických spekter

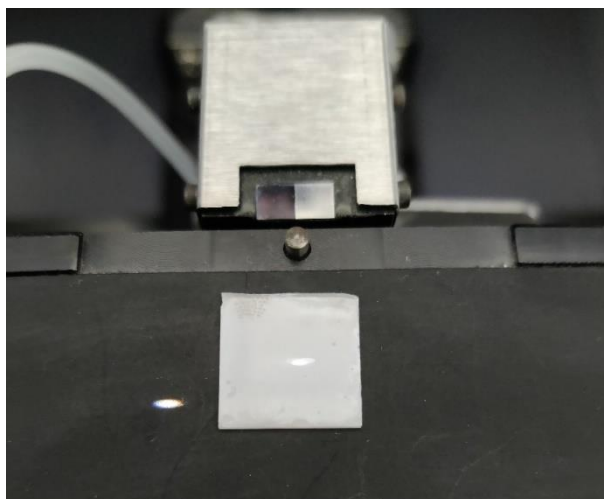
Ke studiu optických vlastností připravených tenkých vrstev byl využit přístroj Uvisel 2 francouzské společnosti Horiba Jobin Yvon (viz *Obr. 24*). V pravém rameni elipsometru se nachází **zdroj elektromagnetického záření**, kterým je pro své široké rozsahu spektra ve většině případů xenonová výbojka. Xenonová výbojka je propojena **optickými vlákny** s **polarizátorem**. Optická vlákna existují dvojího typu, a to sice tzv. UV vlákna pokrývající část spektra od 190 nm do 880 nm a NIR vlákna operující s vlnovými délkami od 160 nm do 2100 nm. Polarizátor slouží k definování aktuálního stavu polarizace záření produkovaného

zdrojem. Po průchodu záření polarizátorem interaguje se vzorkem, kde dochází k různým interakcím popsaným v kapitole 0. Odražená část záření následně putuje do levého ramena elipsometru, které se skládá z **modulátoru** a **analyzátoru**. Modulátor je fotoelastický materiál, nejčastěji křemíková tyčinka, která ve svém rovnovážném stavu vykazuje opticky izotropní vlastnosti (viz kapitola 0). Dopadající elektromagnetické záření pak vyvolává v materiálu napětí lišící se pro různé vlnové délky, čímž převádí nepolarizované záření a záření polarizované jinak než elipticky odražené od vzorku na elipticky polarizované záření. Takto polarizované záření vstupuje do analyzátoru, který funguje na stejném principu jako polarizátor, tzn. definuje nový stav polarizace odraženého záření. Analyzátor je napojen opět optickými vlákny s dalšími součástmi elipsometru, konkrétně s **monochromátorem** a **detektorem**. Monochromátor odseparuje jednotlivé komponenty záření, tzn. rozloží je na jednotlivé vlnové délky, které je pak detektor schopen detekovat. V elipsometru se nacházejí detektory dva, fotonásobič pro detekci UV a viditelné oblasti spektra, pro infračervenou oblast je to detektor na bázi InGaAs. Elipsometrická data jsou pak vyhodnocována počítačovým softwarem intuitivně pojmenovaným **DeltaPsi2**, který slouží operátorovi k nastavování parametrů měření, umožňuje živé snímání měřených dat a poskytuje nástroje pro jejich vyhodnocování a modelování.



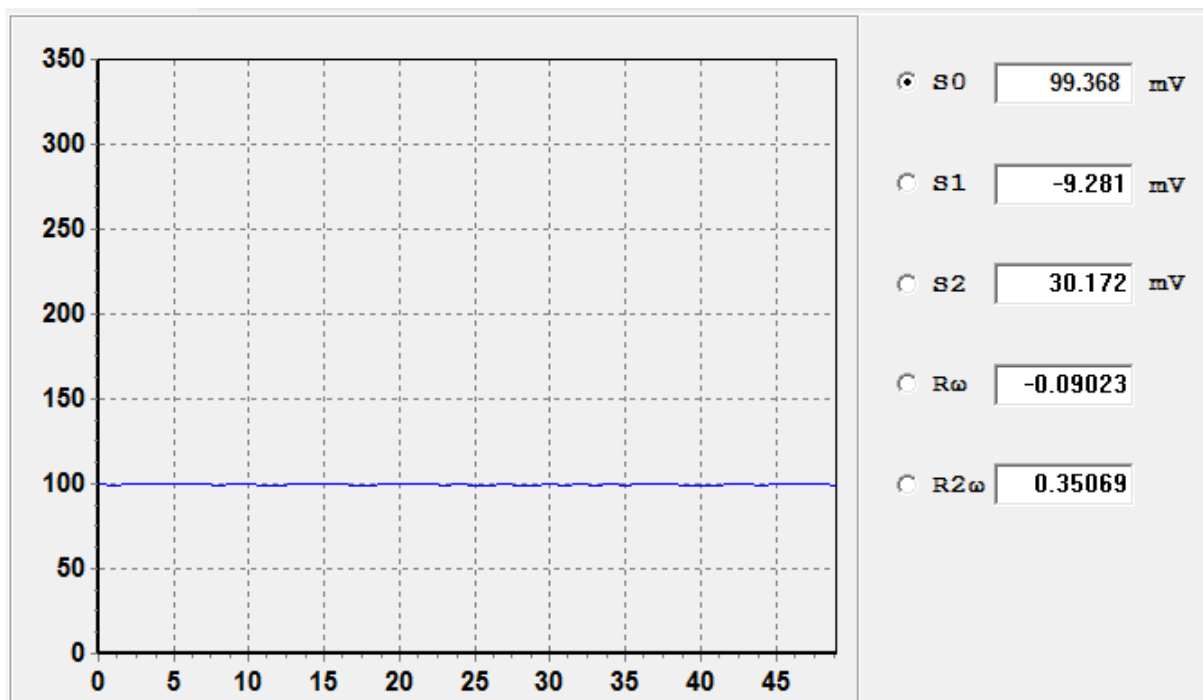
Obr. 24: Elipsometr Uvisel 2.

Po zapnutí elipsometru, zdroje napětí a programu DeltaPsi2 je třeba umožnit přístup plynnému dusíku ke xenonové výbojce. Jakmile je komora zdroje v kontaktu s dusíkem, je možno rozsvítit výbojku skrze DeltaPsi2, což se projeví dvěma osvětlenými oblastmi v místě pro umístění vzorku (viz *Obr. 25*). V tuto chvíli je za předpokladu, že proběhla kalibrace elipsometru na známý materiál, nejčastěji křemenné sklo nebo hliník, možno umístit vzorek na stojan pro vzorek takovým způsobem, aby došlo ke styku alespoň jedné zmíněné osvětlené oblasti se zkoumaným povrchem.



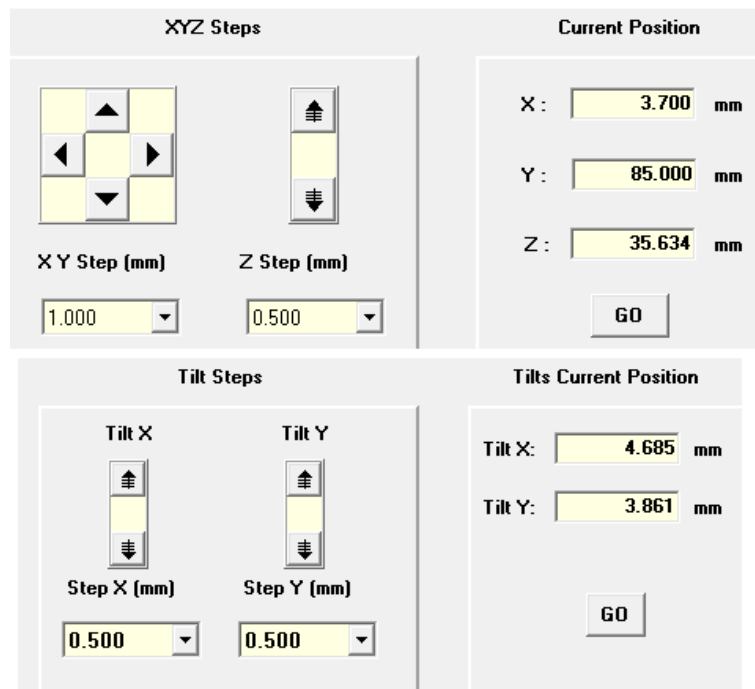
Obr. 25: Interakce elektromagnetického záření se vzorkem.

V tuto chvíli by měl být v rozhraní DeltaPsi2 poprvé detekován signál (viz Obr. 26). Pokud tomu tak není, nedopadá odražený paprsek záření do modulátoru a analyzátoru a je třeba najít vhodnější polohu vzorku.



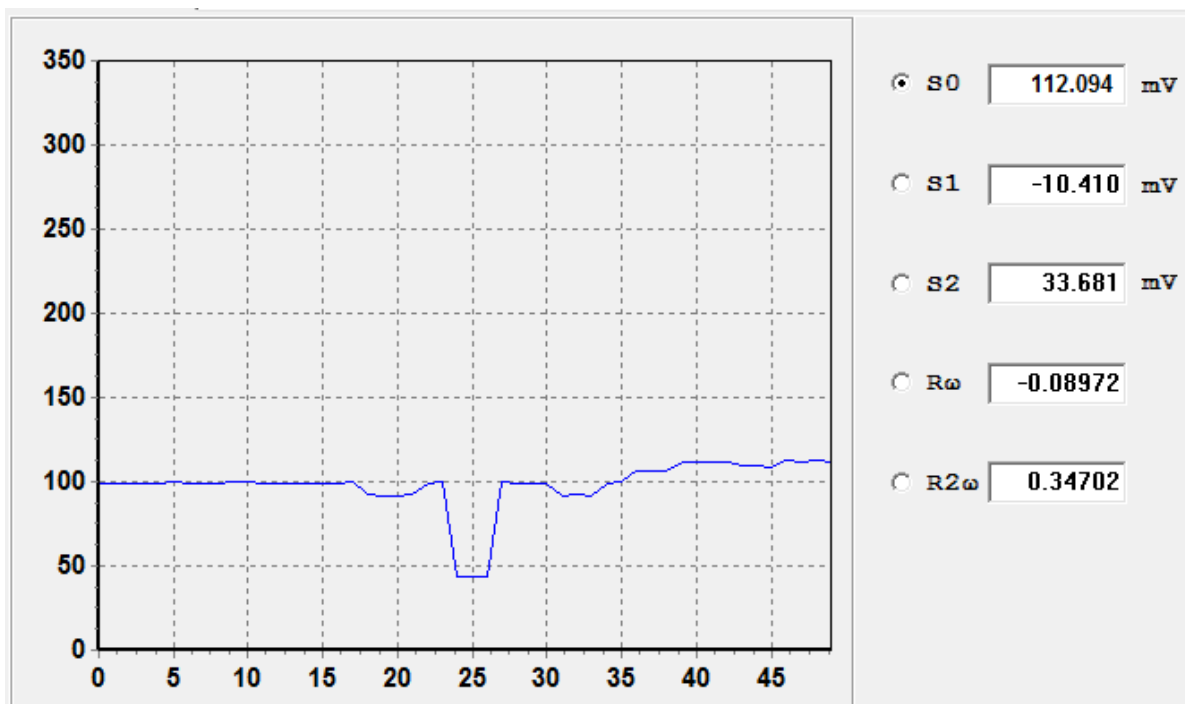
Obr. 26: Signál detektoru.

K tomu slouží opět program DeltaPsi2, který umožňuje pohyb stojanu se vzorkem ve všech třech rozměrech s přesností na tisícinu milimetru (viz Obr. 27). Pohyb v rovině xy nemá na směr odrazu paprsku nikterak důležitý vliv, jelikož je uvažován dokonale homogenní povrch měřeného vzorku. Důležitými parametry jsou poloha z a náklon (*tilt*) stojanu, jejichž změnou je třeba docílit takové pozice vzorku, aby byl detekován signál. Signál v tuto chvíli zůstává konstantní, nejlépe při hodnotě S0 okolo 100 mV. Pokud se tato hodnota výrazně liší, je třeba upravit hodnotu přiváděného napětí.



Obr. 27: Manuální ovládání pozice vzorku.

Skutečnost, že DeltaPsi2 vykazuje známky signálu, ještě nemusí nutně znamenat nejvhodnější pozici vzorku, ale pouze zachycení určité části odraženého paprsku. V tuto chvíli je třeba s co nejmenším krokem opět manipulovat s jednotlivými parametry, opět jsou zde nejdůležitější poloha v rámci osy z a náklon stojanu, a hledat nárůst signálu. Toto hledání je znázorněno na *Obr. 28*. Pokud dojde změnou pozice k úbytku signálu, jako např. při prvních třech změnách na *Obr. 28*, je nutno vrátit se do původní polohy. Pokud signál klesá ve všech směrech, což bývá velmi vzácné, znamená to, že původní poloha byla ta správná. Po nalezení maximálního signálu je třeba, pokud se signál více odchytil, znovu dostat hodnotu S_0 ke 100 mV.



Obr. 28: Změna signálu detektoru.

Jakmile se signál ustálí, je třeba se zaměřit na paprsek záření vyobrazený na *Obr. 25*, tentokrát v přiblíženém režimu. Na *Obr. 29* je znovu tentýž paprsek zobrazený skrze DeltaPsi2. Intenzivnější elipsa je projevem dopadajícího záření, méně intenzivní je prošlá část pod skleněným substrátem. Znovu je potřeba manipulovat se stojanem a vzorkem, tentokrát se jedná opět o pohyb po ose z s cílem dostat obě elipsy do prostředního rámečku zobrazení.



Obr. 29: Poloha paprsku elektromagnetického záření před (vlevo) a po korekci (vpravo).

V tuto chvíli končí manuální manipulace se vzorkem, poslední krok přípravy měření zprostředkuje sám software. Následuje finální autokorekce sklonu stojanu do polohy s maximální intenzitou odraženého záření. Na *Obr. 30* je tato autokorekce zobrazena prostřednictvím DeltaPsi2.



Obr. 30: Autokorekce paprsku a signálu.

Autokorekcí signálu je vzorek připraven k měření a je možno nastavit vstupní parametry (viz Obr. 31). Hlavním parametrem je rozsah a krok vlnových délek, respektive rozsah a krok energie uváděný v eV, úhel odrazu, úhel modulátoru a analyzátoru, velikost snímaného obrazu, aj.

| Measurement Parameters | Standard Mode Parameters |
|--|---|
| Acquisition Mode : <input type="text" value="Standard"/> | Configuration Choice : <input type="text" value="Standard"/> |
| Spot Size : <input type="text" value="2030x705 μm (70°)"/> | II: M=0° A=+45° |
| <input type="checkbox"/> Autofocus | Incidence Angle : <input type="text" value="70.00"/> ° |
| Monochromator Acquisition Parameters | Spectral Range |
| Integration Time Mode : <input type="text" value="Fixed"/> | Spectral Range Mode : <input type="text" value="Manual"/> |
| Integration Time : <input type="text" value="200"/> ms | Experimental File : <input type="text"/> |
| Adjustment Mode : <input type="text" value="Automatic"/> | Spectral Unit : <input type="text" value="eV"/> |
| | Start : <input type="text" value="1.5000"/> |
| | End : <input type="text" value="6.0000"/> |
| | Step : <input type="text" value="0.0500"/> |

Obr. 31: Nastavení vstupních parametrů měření.

3.5 Modelování elipsometrických spekter

Pro úplné využití elipsometrie hraje klíčovou roli modelování materiálů a fitování experimentálních dat do připravených modelů. Bez těchto procesů poskytne elipsometrie o vzorku pouze základní informace, jako např. index lomu, extinkční koeficient, případně šířku zakázaného pásu, nicméně plný potenciál nabízí i např. nedestruktivní stanovení tloušťky vrstvy.

Pro přípravu elipsometrických modelů i pro následné fitování experimentálních dat lze využít stejného softwaru, jako při měření elipsometrických spekter, tedy program DeltaPsi2. Během modelování se dává dohromady předpokládaná struktura vzorku, nejčastěji způsobem zobrazeným na *Obr. 32*. Modelová struktura pro připravené tenké vrstvy je tvořena skleněným substrátem o známé tloušťce a nadeponovanou tenkou vrstvou. Pod skleněný substrát se vkládá vrstva zvaná *void* symbolizující vzduch charakterizující nehomogenity povrchu, tzn. možné rýhy na skle, nečistoty apod. Void je ze stejných důvodů možno přidat rovněž i na tenkou vrstvu materiálu, nicméně pro zjednodušení se předpokládá dokonale homogenní tenká vrstva.



Obr. 32: Modelová struktura vzorku (shora: tenká vrstva, substrát, void).

Vrstvy skleněného substrátu i voidu mají definované parametry od vydavatele modelovacího programu, složitější materiály, jako např. perovskity, je třeba vytvořit manuálně. K tomu se užívá modelů skládajících se z různých typů oscilátorů. Běžně vyskytujícím se modelem je model *New Amorphous*, jehož oscilátory jsou definovány vztahy

$$k(\omega) = \begin{cases} \sum_{j=1}^N \frac{f_j \cdot (\omega - \omega_g)^2}{(\omega - \omega_j)^2 + \Gamma_j^2} & ; \text{pro } \omega > \omega_g \\ 0 & ; \text{pro } \omega \leq \omega_g \end{cases}, \quad (23)$$

$$n(\omega) = n_\infty + \sum_{j=1}^N \frac{B_j \cdot (\omega - \omega_j) + C_j}{(\omega - \omega_j)^2 + \Gamma_j^2}, \quad (24)$$

kde k je extinkční koeficient, n index lomu, f_j , Γ_j , ω_j a ω_g jsou měněné parametry udávající vlastnosti píků oscilátorů a B_j a C_j jsou parametry zahrnující vztahy

$$B_j = \frac{f_j}{\Gamma_j} \cdot \left[\Gamma_j^2 (\omega_j - \omega_g)^2 \right], \quad (25)$$

$$C_j = 2 \cdot f_j \cdot \Gamma_j \cdot (\omega_j - \omega_g). \quad (26)$$

V praxi pak tvorba nového materiálů probíhá hledáním optimálních hodnot parametrů f_j , Γ_j , ω_j a ω_g , což je časově velice náročný proces. Parametr f_j je spjatý s amplitudou píku, jeho zvýšení vede rovněž ke zvýšení indexu lomu a extinkčního koeficientu. Typicky nabývá hodnot mezi 0

a 1. Γ_j pak ovlivňuje šířku daného píku. Se zvyšujícím se parametrem Γ_j roste šířka píku, ale zároveň klesá jeho amplituda. Hodnota Γ_j se pohybuje v rozmezí 0,2 až 8. Parametr ω_j je přibližná hodnota energie, které přísluší maximální hodnota píku. Rostoucí parametr ω_j posouvá pík směrem k UV oblasti. Parametr ω_j může nabývat hodnot po celé délce spektra, nejčastěji od 1,5 do 10 eV. Posledním parametrem je ω_g , jehož hodnota je vždy rovna šířce zakázaného pásu. Pokud se u daného materiálu vyskytuje píků více, násobí se rovněž i počet dosazovaných oscilátorů. Na jeden pík připadá typicky jeden oscilátor. Zvyšující počet oscilátorů vede nevyhnutelně k delšímu fitování experimentálních dat a zároveň k obtížnějšímu manuálnímu hledání ideálních hodnot všech parametrů.

Jakmile je model materiálu připraven, je možno spustit fitování zvolených experimentálně naměřených elipsometrických spekter. Z časového hlediska se jedná opět o poměrně náročnou fázi vyhodnocení. Software DeltaPsi2 na základě zadaných parametrů f_j , Γ_j , ω_j a ω_g pasuje naměřená spektra na připravený model a sám automaticky vybere nejlepší výsledek. Doba fitování je dosti proměnlivá v závislosti na počtu oscilátorů, požadovaném výstupu, zvolené preciznosti apod.

4 VÝSLEDKY A DISKUZE

4.1 Příprava roztoků perovskitů a jejich prekurzorů

Při přípravě jednotlivých roztoků bylo postupováno dle literatury, tzn. byly testovány a replikovány publikované postupy, nicméně v některých případech se rozpustnost materiálů lišila natolik, že byla potřeba hledat vhodnější alternativy.

Perovskit MAPbCl_3 byl připraven v souladu s literaturou [89], tzn. prekurzory MACl a PbCl_2 byly rozpuštěny ve směsi DMF a DMSO v poměru 1:1 bez sebemenších problémů. MACl se rozpustil už při laboratorní teplotě, PbCl_2 bylo třeba zahřát na varné desce (viz *Obr. 33*), nicméně už při 35 °C došlo k úplnému rozpuštění.

Obdobná situace nastala u prekurzorů MAPbBr_3 . Ty byly bez problému dle literatury rozpuštěny v DMF [90]. MABr byl rozpuštěn téměř okamžitě, PbBr_2 se rozpustil opět zhruba při teplotě 35 °C.

S prekurzory MAPbI_3 přišly první odchylky od publikovaných údajů. Dle literatury lze prekurzory MAPbI_3 rozpustit v GBL. MAI se opravdu rozpustil při teplotě 37 °C, nicméně PbI_2 při 60 °C nevykazoval sebemenší známky rozpustnosti [91]. Byla tedy otestována další rozpouštědla, ve kterých by se při dosažitelné a zároveň ne extrémní teplotě PbI_2 rozpustil. Byla otestována rozpouštědla DMF, DMSO, IPA a GBL, respektive jejich kombinace. Vhodným rozpouštědlem se jevílo DMF, jelikož jako jediné bylo schopno kompletně rozpustit PbI_2 , a to při teplotě 69 °C.

Pro přípravu perovskitů s formamidiniovým kationtem byl potřeba připravit vždy pouze organický prekurzor. Prekurzor FABr pro přípravu FAPbBr_3 je rozpustný jak v DMF, tak rovněž i v DMSO [92], [93]. Jelikož byl prekurzor PbBr_2 , který FAPbBr_3 a MAPbBr_3 sdílí, rozpuštěn v DMF, byl pro rozpuštění FABr zvolen právě DMF.

Pro nesnadnou rozpustnost PbI_2 byl prekurzor FAI rozpuštěn rovněž v DMF [94]. Oba prekurzory s formamidiniovými kationty byly bez problému rozpuštěny už při laboratorní teplotě. Všechny podmínky jsou přehledně seřazeny v *Tab. 3*.



Obr. 33: Varná deska.

Všechny připravené roztoky perovskitových prekurzorů a perovskitů byly připraveny o jednotné koncentraci 0,5 M. U všech roztoků byla dodržena stejná koncentrace pro věrohodné porovnání dále stanovených optických vlastností jednotlivých látek. Koncentrace 0,5 M byla zvolena jako nejvhodnější pro omezenou rozpustnost některých prekurzorů v dané kombinaci dostupných organických rozpouštědel.

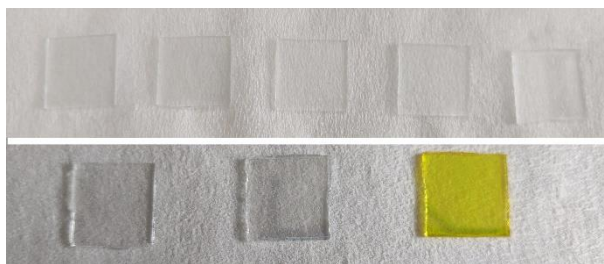
Tab. 3: Souhrn rozpouštědel a dalších podmínek rozpuštění jednotlivých perovskitových prekurzorů.

| Prekurzor | Použité rozpouštědlo | Teplota (°C) | Prekurzor | Použité rozpouštědlo | Teplota (°C) |
|-----------|----------------------|--------------|-------------------|----------------------|--------------|
| MACl | DMF a DMSO (1:1) | 25 | FAI | DMF | 25 |
| MABr | DMF | 25 | PbCl ₂ | DMF a DMSO (1:1) | 35 |
| MAI | DMF | 25 | PbBr ₂ | DMF | 35 |
| FABr | DMF | 25 | PbI ₂ | DMF | 69 |

4.2 Příprava tenkých vrstev

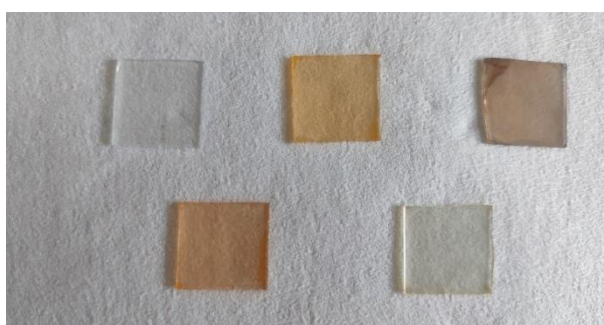
Výsledná kvalita tenké vrstvy závisí na několika proměnných, konkrétně na množství nadeponovaného roztoku, rychlosti otáček během deponace i během odpařování, zrychlení a teplotě varné desky. Byly testovány různé kombinace těchto parametrů za účelem přípravy nejkvalitnějších tenkých vrstev. Na první pohled nejkvalitnější vzorky byly připraveny pro 140 μ l nanášeného roztoku, rychlost 2000 otáček za minutu (rpm) během deponace a 4000 rpm během dodatečného odstředování a teplotu varné desky 50 °C.

Takovýmto způsobem byly připraveny tenké vrstvy všech připravených roztoků perovskitů (viz Obr. 35), tenké vrstvy olovnatých prekurzorů i tenké vrstvy organických prekurzorů (viz Obr. 34)



Obr. 34: Tenké vrstvy organických (nahore, zleva: MACl , MABr , MAI , FABr , FAI) a olovnatých anorganických prekurzorů (dole, zleva:) PbCl_2 , PbBr_2 a PbI_2).

Z Obr. 34 je patrné, že vzniklé tenké vrstvy organických perovskitů jsou transparentní, tzn. bude u nich zřejmě převládat lom záření nad jeho absorpcí, a tudíž by byly nevhodné pro spektrofotometrické instrumentální metody.

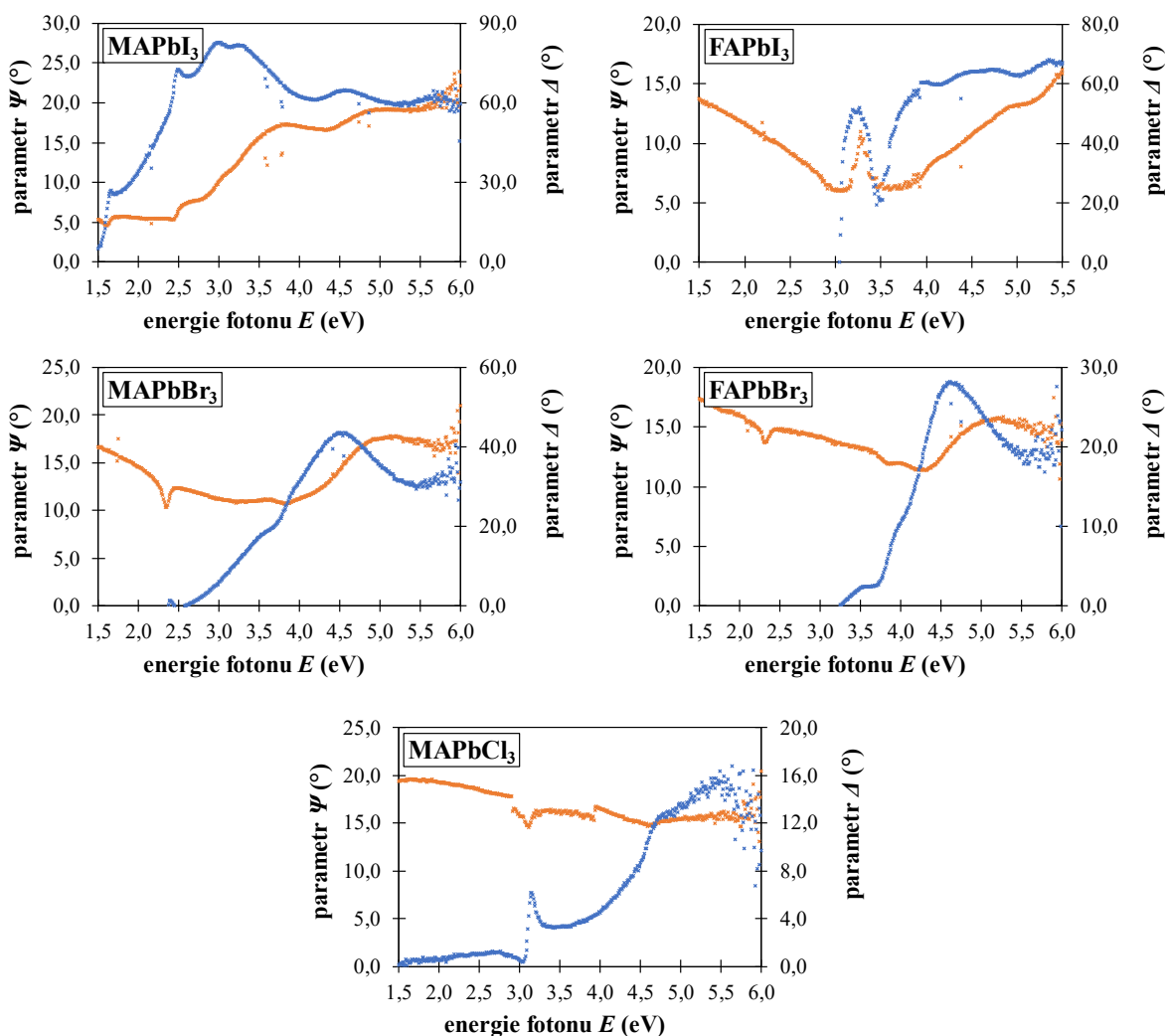


Obr. 35: Tenké vrstvy perovskitových materiálů. Horní řada zleva: MAPbCl_3 , MAPbBr_3 , MAPbI_3 , spodní řada zleva: FAPbBr_3 a FAPbI_3 .

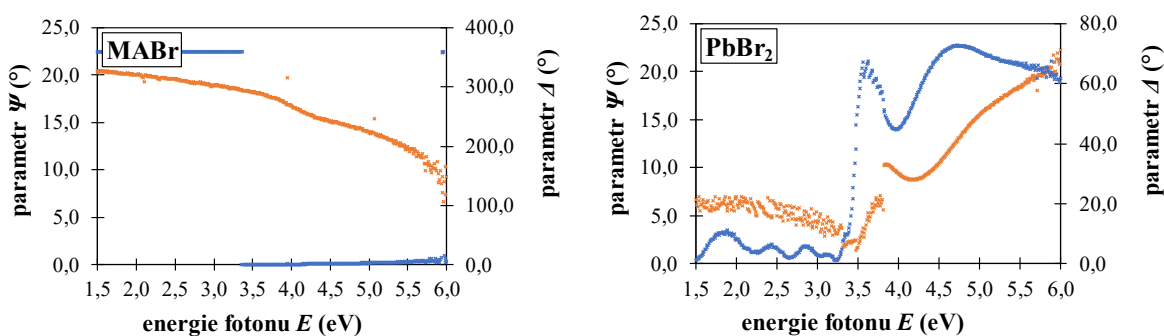
Vyšší rychlosti a zrychlení otáčení vedly k přípravě příliš tenkých vrstev, které následně nebyly vhodné pro elipsometrická měření, jelikož u takovýchto vrstev je vysoká pravděpodobnost výskytu interference záření, která znehodnocuje výsledné elipsometrické spektrum.

4.3 Vyhodnocení elipsometrických spekter

Pro tuto práci byly vzhledem k polovodičové struktuře materiálů optické vlastnosti stanovovány v závislosti na energii až na výjimky v rozsahu (1,5–6) eV. Úhel modulátoru bývá zpravidla nastavován na hodnotu 0° , zatímco úhel analyzátoru na $\pm 45^\circ$. Pro plochu snímaného obrazu byla zvolena maximální hodnota, tzn. $(2030 \times 705) \mu\text{m}$. Takovýmto způsobem byla naměřena elipsometrická spektra všech zástupců perovskitů a bromidových prekurzorů. V surovém stavu, tzn. jako závislosti elipsometrických parametrů ψ a Δ na energii fotonu, jsou tato spektra znázorněna na Obr. 36 a Obr. 37.



Obr. 36 Naměřená elipsometrická spektra perovskitů jako závislost elipsometrických parametrů Δ (modrá) a Ψ (oranžová) na energii fotonu.

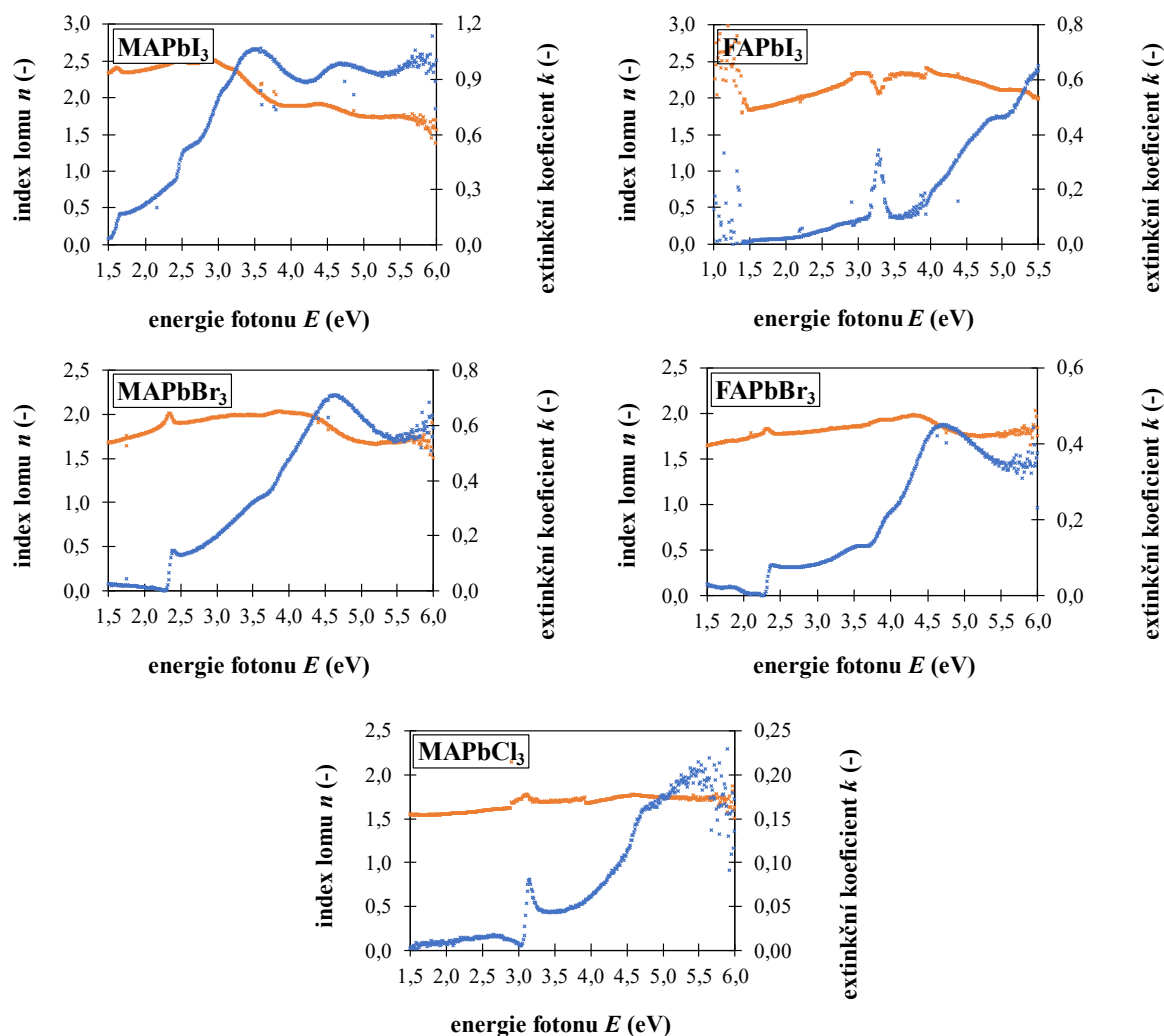


Obr. 37: Naměřená elipsometrická spektra bromidových prekurzorů jako závislost elipsometrických parametrů Δ (modrá) a Ψ (oranžová) na energii fotonu.

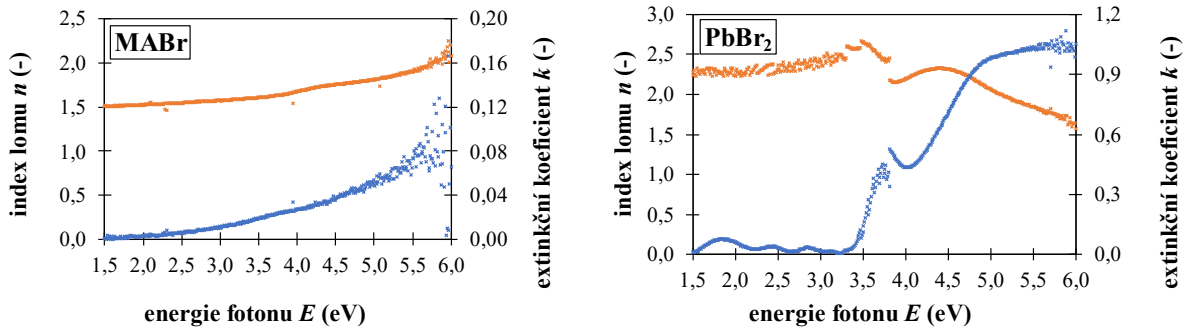
Na obrázcích Obr. 38 a Obr. 39 je možno si všimnout spekter, v nichž křivky v některých úsecích vykazují periodický charakter. Toto chování je způsobeno výskytem interference záření popsané v kapitole 0. Tato interakce je oproti odrazu a absorpci záření nežádoucí, jelikož dochází k překrytí zmíněných dvou užitečných jevů a spektra se tak stávají pro dané energie

nečitelnými. Interference je úzce spojená s tloušťkou vrstvy, barvou, a tedy i transparentností vzorku.

Jak je zřejmé z obou obrázků, elipsometrické parametry jako takové neposkytují nikterak užitečné informace, a proto bývají převáděny dle vztahů uvedených v kapitole 2.4.1 na hodnoty indexu lomu a extinkčního koeficientu, případně z praktického hlediska častěji absorpčního koeficientu. Naměřená elipsometrická spektra v tomto tvaru pak zřetelně vykreslují závislost indexu lomu a extinkčního koeficientu, respektive absorpčního koeficientu na energii fotonu (viz *Obr. 38* a *Obr. 39*).

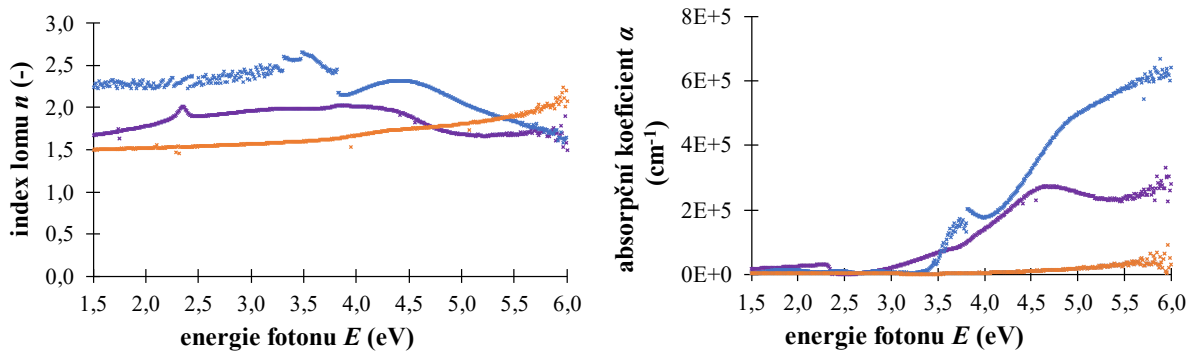


Obr. 38: Naměřená elipsometrická spektra perovskitů převedena na závislosti indexu lomu (oranžová) a absorpčního koeficientu (modrá) na energii fotonu.



Obr. 39: Naměřená elipsometrická spektra bromidových prekurzorů převedena na závislosti indexu lomu (oranžová) a absorpčního koeficientu (modrá) na energii fotonu.

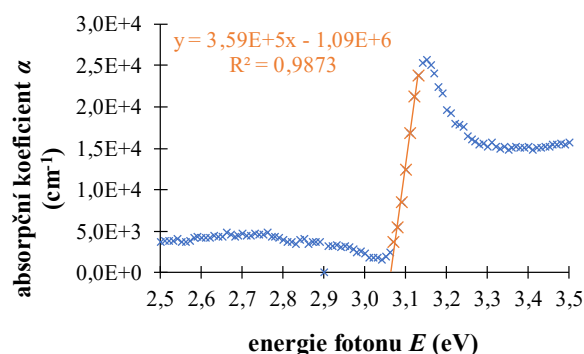
Vedle perovskitových materiálů byly proměřeny i dva prekursory, konkrétně MABr a PbBr_2 , tedy prekursory MAPbBr_3 . Jejich spektra byla důležitá pro ověření výskytu superpozičního charakteru, tedy skutečnosti, že výsledné optické vlastnosti připraveného perovskitu jsou sumou vlastností příslušných prekurzorů. Z Obr. 40 je patrné, že hodnoty absorpčního koeficientu skutečně známky superpozičního chování vykazují. Stejná situace nastává i u indexu lomu, nicméně jen pro nižší hodnoty energií, konkrétně od 1,5 do 4 eV.



Obr. 40: Závislost absorpčního koeficientu (vlevo) a indexu lomu (vpravo) MABr (oranžová), PbBr_2 (modrá) a MAPbBr_3 (fialová) na energii fotonu

Kromě píků spojených s interferencí lze až na výjimky v každém spektru spatřit důležitý charakteristický pík související s šířkou zakázaného pásu. Pro vyhodnocení tohoto píku se užívá tzv. Taucova grafu (*Tauc plot*). Ve stručnosti jde o vynesení odmocniny součinu absorpčního koeficientu, Planckovy konstanty a kmitočtu vlnění $ah\nu$ v závislosti na energii fotonu a následném proložení lineární oblasti zmíněného píku přímkou. V místě průtnutí této přímky a x -ové osy se nachází hodnota šířky zakázaného pásu daného materiálu [95]. Obdobně lze tuto extrapolaci lineární oblasti provést i pro závislost absorpčního koeficientu na energii fotonu, nicméně součin $ah\nu$ poskytuje z výrazu $\alpha^{1/r}$ dodatečnou informaci o typu přechodu 0.

Praktický příklad tohoto vyhodnocení pro perovskit MAPbCl_3 je zobrazen na Obr. 41, všechny takto získané hodnoty šířek zakázaného pásu jednotlivých perovskitů jsou přehledně uvedeny v Tab. 4.



Obr. 41: Příklad vyhodnocení spektra perovskitu MAPbCl_3 metodou Tauc plot.

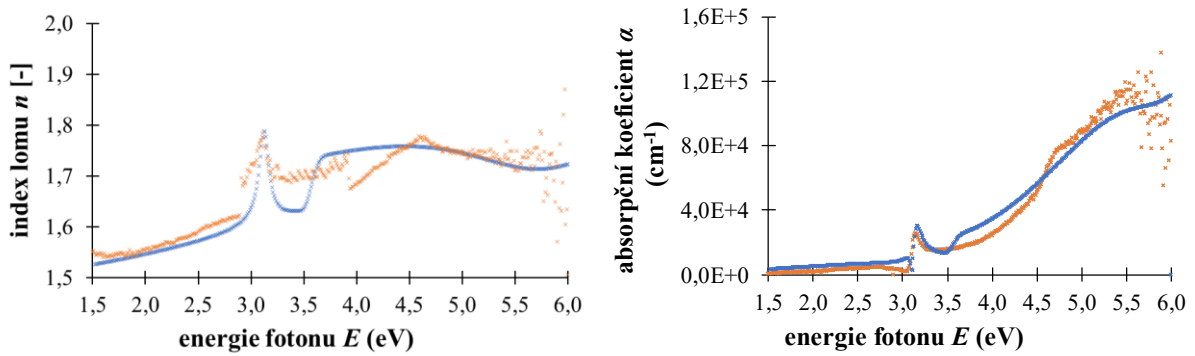
Způsobem znázorněným na Obr. 41 byly stanoveny šířky zakázaného pásu pro všechny perovskitové materiály, vyjma FAPbI_3 . Tento perovskit má dle literatury hodnotu šířky zakázaného pásu 1,51 eV, což odpovídá zhruba 821 nm, tzn. zakázaný pás FAPbI_3 se nachází již v infračervené oblasti spektra, proto byl pro měření elipsometrického spektra tohoto materiálu zvolen jiný rozsah energie, a to sice od 1 do 5,5 eV. Pro takto nízké energie, respektive vyšší vlnové délky elipsometr nepracoval správně, což se projevovalo výraznými nespojitostmi spektra, které se u jiných materiálů neprojevovaly, a vysokým výskytem interference, která zabránila k experimentálnímu stanovení šířky zakázaného pásu, jelikož pík charakteristický pro toto vyhodnocení ve spektru vůbec neexistoval.

Tab. 4: Experimentálně získané hodnoty šířek zakázaného pásu jednotlivých perovskitů v porovnání s literaturou [63].

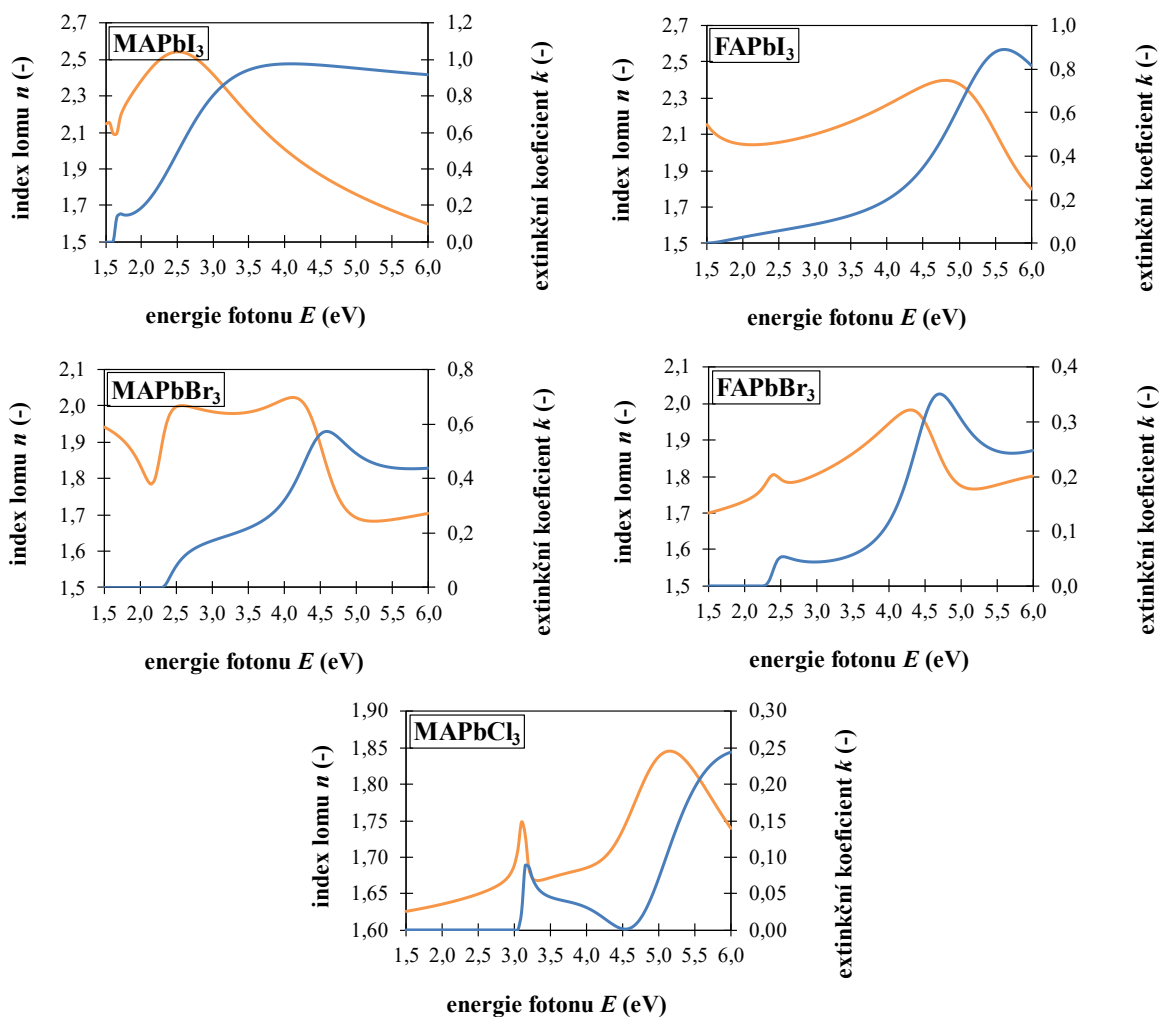
| Materiál | Experimentální šířka zakázaného pásu (eV) | Tabelovaná šířka zakázaného pásu (eV) |
|-------------------|---|---------------------------------------|
| MAPbI_3 | 1,52 | 1,59 |
| FAPbI_3 | nelze stanovit | 1,51 |
| MAPbBr_3 | 2,36 | 2,30 |
| FAPbBr_3 | 2,36 | 2,25 |
| MAPbCl_3 | 3,07 | 3,04 |

Posledním krokem vyhodnocení elipsometrických spekter byla tvorba modelů materiálů a následné fitování experimentálně získaných dat. Pro praktickou ukázkou fitování bylo ze sady naměřených spekter vybráno spektrum, které bylo na první pohled tvořeno nejmenším počtem píků, což, jak je patrné z Obr. 38, je spektrum MAPbCl_3 tvořené dvěma píky, tzn. model tohoto materiálu se sestává v ideálním případě ze dvou oscilátorů.

Na základě parametrů oscilátorů byla pak experimentální data fitována do připraveného modelu (viz Obr. 42). Fitovaná a modelová data pak dokáže software DeltaPsi2 dále vyhodnotit a stanovit dodatečné parametry, jako např. tloušťku vrstvy, index lomu pro ω blíží se k nekonečnu, aj.

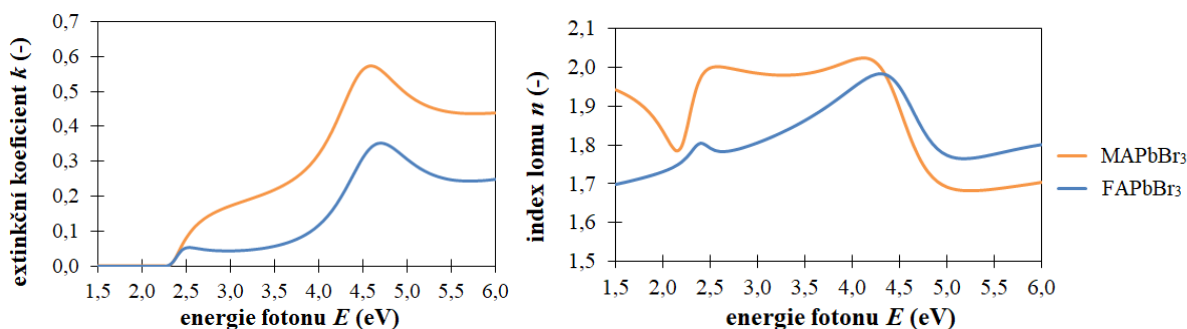


Obr. 42: Elipsometrické spektrum MAPbBr_3 (oranžová) fitované do vytvořeného modelu (modrá).

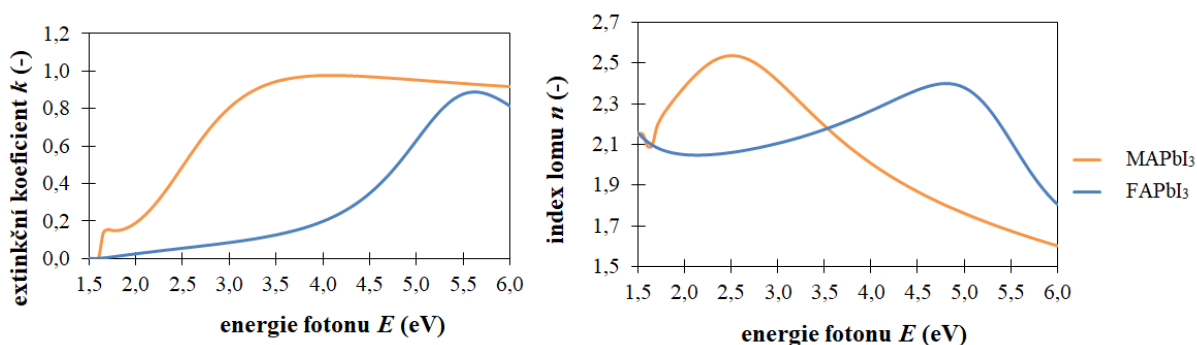


Obr. 43: Materiálová modelová spektra čistých perovskitů.

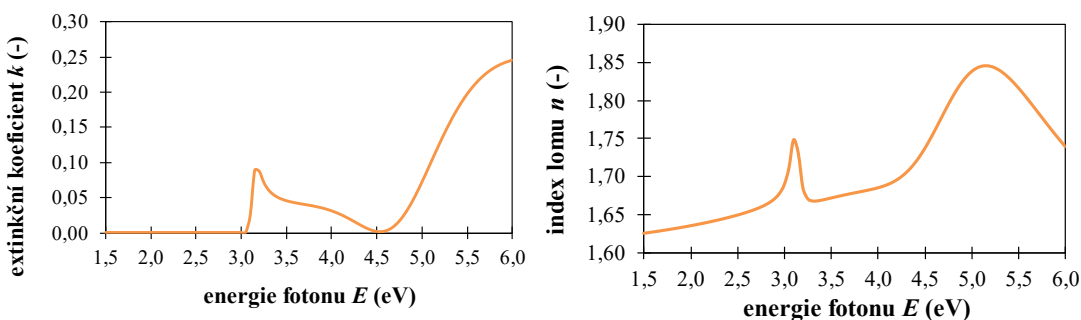
Na základě řádného fitování lze z hodnot parametrů oscilátorů vygenerovat spektra studovaných materiálů. Doposud totiž byla diskutována spektra vzorků jako celku, tzn. jednak studovaného materiálu, ale i skleněného substrátu a nehomogenit povrchu, jejichž příspěvky je nutno z těchto spekter vyfiltrout. Takto upravená spektra jsou zobrazena na Obr. 43 a pak souhrnně pro porovnání na Obr. 44, Obr. 45 a Obr. 46.



Obr. 44: Porovnání materiálových spekter bromidových perovskitů.



Obr. 45: Porovnání materiálových spekter jodidových perovskitů.



Obr. 46: Materiálová spektra chloridového perovskitu MAPbCl_3 .

Z obrázků výše je patrné, že bromidové a chloridové perovskity mají obecně složitější spektrum než perovskity jodidové. V měřené oblasti se nacházejí až na výjimky dva význačné píky, při čemž první pík souvisí se zakázaným pásem materiálu, druhý s absorpčním maximem.

Spektra obou bromidových perovskitů jsou si vzájemně dosti podobná a lze si u nich všimnout velmi podobných hodnot energií pro zmíněná maxima. Maximum extinkčního koeficientu MAPbBr_3 odpovídá energii 4,65 eV a nabývá hodnoty 0,57, pro FAPbBr_3 je tato energie pak 4,75 eV s hodnotou 0,35. Pro index lomu lze pozorovat podobný trend, maximální hodnota indexu lomu MAPbBr_3 dosahuje hodnoty 2,02 při energii 4,2 eV, FAPbBr_3 vykazuje maximální index lomu 1,98 při energii 4,35 eV.

Spektra jodidových perovskitů se naopak výrazně liší, změna methylamoniového kationtu za kation formamidiniový způsobila posunutí maxima jak indexu lomu z původní hodnoty 2,54 odpovídající energii 2,55 eV, tak extinkčního koeficientu z hodnoty 0,98 při energii 4,1 eV

k vyšším energiím, respektive k nižším vlnovým délkám. Hodnota maximálního indexu FAPbI_3 klesla na 1,98, což odpovídá energii 4,3 eV, maximum hodnoty extinkčního koeficientu náleží energii 4,75 eV a odpovídá hodnotě 0,35.

Maximum indexu lomu chloridového perovskitu odpovídá hodnotě 1,85 při energii 5,15 eV, maximální hodnota extinkčního koeficientu se pak pravděpodobně vyskytuje mimo měřenou oblast, tzn. pro energie vyšších 6 eV, jelikož křivka vykazuje stále rostoucí charakter. Souhrnně jsou tyto výsledky přehledně uvedeny v *Tab. 5*.

Tab. 5: Souhrnné porovnání maxim indexů lomů a absorpčních piků.

| Materiál | Maximum n (-) | Energie (eV) | Maximum k (-) | Energie (eV) |
|-------------------|---------------------------------------|-------------------------|---------------------------------------|-------------------------|
| MAPbI_3 | 2,54 | 2,55 | 0,98 | 4,10 |
| FAPbI_3 | 1,98 | 4,30 | 0,35 | 4,75 |
| MAPbBr_3 | 2,02 | 4,20 | 0,57 | 4,65 |
| FAPbBr_3 | 1,98 | 4,35 | 0,35 | 4,75 |
| MAPbCl_3 | 1,85 | 5,15 | mimo rozsah měření | |

5 ZÁVĚR

Diplomová práce se zabývá přípravou tenkých vrstev perovskitových materiálů včetně příslušných prekurzorů a jejich následnou optickou charakterizací instrumentální metodou - elipsometrií.

Pro řádné pochopení principu elipsometrických měření bylo potřeba důkladně se seznámit se základy elektromagnetického záření a jeho interakcemi s hmotou, na kterých je elipsometrie založena, a proto byla na toto téma vypracována podrobná literární rešerše a je mu věnováno velké množství prostoru v teoretické části diplomové práce. Teoretická část dále zahrnuje základní seznámení s perovskitovými materiály, zejména s jejich polovodičovými vlastnostmi, a vzhledem k obrovskému nárůstu jejich popularity, i s jejich praktickými aplikacemi. Dále pak následují kapitoly orientované více na praktickou část diplomové práce, jedná se o kapitoly zaměřené na výčet základních metod přípravy tenkých vrstev a instrumentálních metod pro stanovení optických charakteristik a seznámení se s principem těchto metod.

Během experimentální části diplomové práce bylo věnováno úsilí pro optimalizaci přípravy prekurzorových roztoků perovskitů, jelikož některé postupy publikované v literatuře nebyly zcela přesné. Ve finále se podařilo připravit roztoky všech prekurzorů za přítomnosti zejména dvou rozpouštědel, a to sice DMF a DMSO, respektive jejich kombinací, v některých případech za pomoci zvýšené teploty o jednotné koncentraci 0,5 M, ze kterých pak byly připraveny příslušné roztoky finálních perovskitových materiálů.

Tyto roztoky byly následně použity pro přípravu tenkých vrstev. Pro tuto přípravu byla vzhledem k vyššímu množství potřebných vzorků a časové nenáročnosti zvolena metoda spin-coating otestovaná již během bakalářské práce. V této fázi experimentální části diplomové práce byl kladen důraz především na optimalizaci parametrů během rotačního nanášení vrstev, tzn. zejména rychlosti otáčení, množství nanášeného roztoku a teploty během finální krystalizace.

Připravené tenké vrstvy perovskitů a bromidových prekurzorů byly dále elipsometricky testovány pro jejich optické charakteristiky. Výstupem těchto měření byla elipsometrická spektra poskytující informace o závislostech indexu lomu a extinkčního, respektive absorpčního koeficientu na vlnové délce záření, respektive na energii fotonu. Spektra byla dále podrobena dodatečnému vyhodnocení. Jednalo se zejména o metodu Tauc plot, pomocí níž byly stanoveny šířky zakázaného pásu jednotlivých perovskitových materiálů lišící se od literatury v setinách eV, a tvorbu modelů perovskitů a fitování experimentálních dat do připravených modelů pro stanovení spekter čistých perovskitových materiálů. Z elipsometrických spekter MAPbBr₃ a bromidových prekurzorů bylo v určitých oblastech spektra vyzorováno chování s náznaky superpozičního charakteru.

Tato práce potvrzuje vysokou praktickou užitečnost elipsometrie, která je bohužel kompenzována rovněž vysokou náročností z hlediska investovaného času operátora, který má zájem naplno využít potenciál, který elipsometrie nabízí.

6 SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] PHILLIPS, Melba a Hellmut FRITZSCHE, 1998. Electromagnetic radiation. In: Encyclopedia Britannica [online]. [cit. 2023-01-17]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/electromagnetic-radiation/>
- [2] CURLEY, Robert, 2009. Electromagnetic spectrum. In: Encyclopedia Britannica [online]. [cit. 2023-01-17]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/electromagnetic-spectrum>
- [3] WALKER, Jearl, David HALLIDAY a Robert RESNICK, c2014. Fundamentals of physics: [extended]. 10th ed. Hoboken: Wiley. ISBN 978-1-118-23072-5.
- [4] TAYLOR, Shaun, 2009. Electromagnetic Radiation. In: Cleanenergywiki [online]. [cit. 2023-01-18]. Dostupné z: <http://cleanenergywiki.org/index.php?title=File:Emwavepropagation.jpg>
- [5] ELERT, Glenn, 1988. Electromagnetic Spectrum. The physics hypertextbook [online]. 1988 [cit. 2023-01-18]. Dostupné z: <https://physics.info/em-spectrum/>
- [6] REICHL, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. Spektrum elektromagnetického záření. In: Encyklopedie fyziky [online]. [cit. 2023-01-17]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/print/719-zareni-absolutne-cerneho-telesa>
- [7] HARGIS, Larry G., c1988. Analytical chemistry: principles and techniques. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice Hall. ISBN 978-0130335074.
- [8] STEWART, Jim, 2018. Wave Mechanics. In: EEWeb [online]. [cit. 2023-01-17]. Dostupné z: <https://www.eeweb.com/wtf-wireless-technology-fundamentals-wave-mechanics-ii/>
- [9] KINSLER, Lawrence E., 2000. Fundamentals of acoustics. 4th ed. New York: Wiley. ISBN 978-0-471-84789-2.
- [10] FAICK, C. A., A. N. FINN a J.C. DAVIS, 1931. THE INDEX OF REFRACTION OF SOME SODA-LIME-SILICA GLASSES AS A FUNCTION OF THE COMPOSITION I: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. Journal of the American Ceramic Society. 14(7), 518-528. ISSN 0002-7820. Dostupné z: doi:10.1111/j.1151-2916.1931.tb16649.x
- [11] HAMPSHIRE, Damian P., 2018. A derivation of Maxwell's equations using the Heaviside notation. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 376(2134). ISSN 1364-503X. Dostupné z: doi:10.1098/rsta.2017.0447
- [12] BECKERS, M., B. WEISE, S. KALAPIS, T. GRIES, G. SEIDE a C.-A. BUNGE, 2017. Polymer Optical Fibres. Elsevier, 2017, 9-46. ISBN 9780081000397. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-08-100039-7.00002-6
- [13] ULABY, Fawwaz a Umberto RAVAIOLI, 2014. Fundamentals of Applied Electromagnetics. 7th. Pearson, 528 s. ISBN 978-0133356816.

- [14] VESELAGO, Viktor G, A. N. FINN a J.C. DAVIS, 2003. Electrodynamics of materials with negative index of refraction: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. *Physics-Usppekhi*. 46(7), 764-768. ISSN 1063-7869. Dostupné z: doi:10.1070/PU2003v046n07ABEH001614
- [15] LIU, H., Y. M. LIU, T. LI, S. M. WANG, S. N. ZHU a X. ZHANG, 2009. Coupled magnetic plasmons in metamaterials. *Physica status solidi (b)*. 246(7), 1397-1406. ISSN 03701972. Dostupné z: doi:10.1002/pssb.200844414
- [16] Kogelnik, H., 2019. Reflection of electromagnetic radiation. *AccessScience*. [cit. 2023-01-17], Dostupné z <https://doi.org/10.1036/1097-8542.577100>. <https://www.accessscience.com/content/article/a577100>
- [17] LEKNER, John, 1987. Theory of reflection: of electromagnetic and particle waves. Hingham, MA, USA: Distributors for the U.S. and Canada, Kluwer Academic Publishers. ISBN 978-902-4734-184.
- [18] CARLOTTI, Giovanni, 2018. Elastic Characterization of Transparent and Opaque Films, Multilayers and Acoustic Resonators by Surface Brillouin Scattering: A Review. *Applied Sciences*. 8(1). ISSN 2076-3417. Dostupné z: doi:10.3390/app8010124
- [19] GREENSLADE, Thomas B., 1982. Virtual mirrors. *The Physics Teacher*. 20(5), 278-278. ISSN 0031-921X. Dostupné z: doi:10.1119/1.2341067
- [20] MORENO, Ivan, 2010. Output irradiance of tapered lightpipes. *Journal of the Optical Society of America A*. 27(9). ISSN 1084-7529. Dostupné z: doi:10.1364/JOSAA.27.001985
- [21] ENG, Paul. Device Seeks to Jam Covert Digital Photographers. In: *Abcnews* [online]. [cit. 2023-01-19]. Dostupné z: <https://abcnews.go.com/Technology/FutureTech/story?id=1139800&page=1>
- [22] JUDS, Scott M., c1988. Photoelectric sensors and controls: selection and application. New York: M. Dekker. Mechanical engineering (Marcel Dekker, Inc.), 63. ISBN 978-0-8247-7886-6.
- [23] Science Project With Retroreflectors. In: *Funflector.com* [online]. [cit. 2023-02-15]. Dostupné z: <https://funflector.com/blog/reflector-science/>
- [24] NEUTZE, Richard, Remco WOUTS, David VAN DER SPOEL, Edgar WECKERT a Janos HAJDU, 2000. Potential for biomolecular imaging with femtosecond X-ray pulses. *Nature*. 406(6797), 752-757. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/35021099
- [25] YE, Zi, Xiaoping JIANG a Zhenchong WANG, 2012. Measurements of Particle Size Distribution Based on Mie Scattering Theory and Markov Chain Inversion Algorithm. *Journal of Software*. 7(10), 2309-2316. ISSN 1796-217X. Dostupné z: doi:10.4304/jsw.7.10.2309-2316
- [26] YOUNG, Andrew T., 1981. Rayleigh scattering. *Applied Optics*. 20(4). ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/AO.20.000533
- [27] NAVE, Rod. Blue sky and scattering. In: *Hyperphysics* [online]. [cit. 2023-01-19]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html>
- [28] BOHREN, Craig F. a Donald R. HUFFMAN, 2004. Absorption and scattering of light by small particles. Weinheim: Wiley-VCH. ISBN 978-0-471-29340-8.

- [29] GRIFFITHS, Peter R. a James A. DE HASETH, 2007. Fourier transform infrared spectrometry. 2nd ed. Hoboken: John Wiley. ISBN 978-0-471-19404-0.
- [30] HALL, Eric J. a Amato J. GIACCIA, 2011. Radiobiology for the Radiologist. 7th edition. Vienna: Lippincott Williams & Wilkins. ISBN 9780781741514.
- [31] SKOOG, Douglas A., James F. HOLLER a Stanley R. CROUCH, 2007. Principles of instrumental analysis. 6th ed. Belmont: Thomson Brooks/Cole. ISBN 0030751764
- [32] Polarized Light and Optical Systems (Optical Sciences and Applications of Light), 2018. CRC Press. ISBN 978-1498700566.
- [33] JAROSLAV, Reichl a Všeticka MARTIN. Polarizace světla. Encyklopedie fyziky [online]. [cit. 2023-02-04]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/462-polarizace-svetla>
- [34] Visualizing the geometric phase of light!. In: Skulls in the Stars [online]. [cit. 2023-02-04]. Dostupné z: <https://skullsinthestars.com/2020/02/05/visualizing-the-geometric-phase-of-light/>
- [35] REICHL, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. Kruhově polarizované světlo. Encyklopedie fyziky [online]. [cit. 2023-02-07]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/1672-kruhove-polarizovane-svetlo>
- [36] IEEE Standard Test Procedures for Antennas, 1979. 149-1977. IEEE.
- [37] FRESNEL, Augustin-Jean a Gavin Richard PUTLAND, 2021. Memoir on the double refraction that light rays undergo in traversing the needles of quartz in the directions parallel to the axis. Zenodo [online]. [cit. 2023-02-08]. Dostupné z: doi:10.5281/zenodo.5079513
- [38] MOH, K. J., X.-C. YUAN, J. BU, R. E. BURGE a Bruce Z. GAO, 2007. Generating radial or azimuthal polarization by axial sampling of circularly polarized vortex beams. Applied Optics. 46(30). ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/AO.46.007544
- [39] STARK, Glenn. Light: Unpolarized light. Encyclopedia Britannica [online]. [cit. 2023-02-08]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/light/Unpolarized-light>
- [40] Current Zoology, 2018. 64. ISSN 1674-5507. Dostupné také z: <https://academic.oup.com/cz/article/64/4/513/5025952>
- [41] MICHELSON, A.A., Roger MAGNUSSON, Jan LANDIN a Kenneth JÄRREND AHL, 2009. LXI. On metallic colouring in birds and insects: 100 years after Michelson. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 21(124), 554-567. ISSN 1941-5982. Dostupné z: doi:10.1080/14786440408637061
- [42] ARWIN, Hans, Roger MAGNUSSON, Jan LANDIN a Kenneth JÄRREND AHL, 2012. Chirality-induced polarization effects in the cuticle of scarab beetles: 100 years after Michelson. Philosophical Magazine. 92(12), 1583-1599. ISSN 1478-6435. Dostupné z: doi:10.1080/14786435.2011.648228
- [43] FOSTER, James J., Camilla R. SHARKEY, Alicia V.A. GAWORSKA, Nicholas W. ROBERTS, Heather M. WHITNEY a Julian C. PARTRIDGE, 2014. Bumblebees Learn Polarization Patterns. Current Biology. 24(12), 1415-1420. ISSN 09609822. Dostupné z: doi:10.1016/j.cub.2014.05.007

- [44] NAVROTSKY, Alexandra a Donald J. WEIDNER, 1989. Perovskite: A Structure of Great Interest to Geophysics and Materials Science. Geophysical Monograph Series. American Geophysical Union, 45. Dostupné z: doi:10.1029/GM045
- [45] SZUROMI, Phillip a Brent GROCHOLSKI, 2017. Natural and engineered perovskites. *SCIENCE*. 358(6364), 732-733. Dostupné z: doi:10.1126/science.358.6364.732
- [46] JENA, Ajay Kumar, Ashish KULKARNI a Tsutomu MIYASAKA, 2019. Halide Perovskite Photovoltaics: Background, Status, and Future Prospects. *Chemical Reviews*. 119(5), 3036-3103. ISSN 0009-2665. Dostupné z: doi:10.1021/acs.chemrev.8b00539
- WOODWARD, P. M., 1997. Octahedral Tilting in Perovskites. I. Geometrical Considerations. *Acta Crystallographica Section B Structural Science*. 53(1), 32-43. ISSN 0108-7681. Dostupné z: doi:10.1107/S0108768196010713
- [47] BAIRD, Colin a Michael C. CANN, c2012. Environmental chemistry. 5th ed. New York: W.H. Freeman and Company. ISBN 978-1-4292-7704-4.
- [48] KORJUS. PEROVSKITE SOLAR CELL. In: Clean energy institute, University of Washington [online]. 2011 [cit. 2023-04-14]. Dostupné z: <https://www.cei.washington.edu/education/science-of-solar/perovskite-solar-cell/>
- [49] SHANNON, R. D., 1976. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Crystallographica Section A*. 32(5), 751-767. ISSN 0567-7394. Dostupné z: doi:10.1107/S0567739476001551
- [50] SIDEY, V., 2022. On the effective ionic radii for the tin(II) cation. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 171. ISSN 00223697. Dostupné z: doi:10.1016/j.jpcs.2022.110992
- [51] DIMESSO, L., A. QUINTILLA, Y.-M. KIM, U. LEMMER a W. JAEGERMANN, 2016. Investigation of formamidinium and guanidinium lead tri-iodide powders as precursors for solar cells. *Materials Science and Engineering: B*. 204, 27-33. ISSN 09215107. Dostupné z: doi:10.1016/j.mseb.2015.11.006
- [52] GOLDSCHMIDT, V. M., 1926. Die Gesetze der Krystallochemie. *Die Naturwissenschaften*. 14(21), 477-485. ISSN 0028-1042. Dostupné z: doi:10.1007/BF01507527
- [53] PEÑA, M. A. a J. L. G. FIERRO, 2001. Chemical Structures and Performance of Perovskite Oxides. *Chemical Reviews*. 101(7), 1981-2018. ISSN 0009-2665. Dostupné z: doi:10.1021/cr980129f
- [54] KRONMÜLLER, Helmut a Stuart PARKIN, 2007. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Vol. 5. Wiley. ISBN 978-0-470-02217-7.
- [55] ALEKSANDROV, K. S. a J. BARTOLOMÉ, 2001. Structural distortions in families of perovskite-like crystals. *Phase Transitions*. 74(3), 255-335. ISSN 0141-1594. Dostupné z: doi:10.1080/01411590108228754
- [56] BURGER, S., M. G. EHRENREICH a G. KIESLICH, 2018. Tolerance factors of hybrid organic–inorganic perovskites: recent improvements and current state of research. *Journal of Materials Chemistry A*. 6(44), 21785-21793. ISSN 2050-7488. Dostupné z: doi:10.1039/C8TA05794J

- [57] ALDARAGHMEH, Tariq M. Study of some electrical properties of undoped lead iodide thin films deposited by flash evaporation method at substrate temperatures between 150 and 200 °C. Research Gate [online]. [cit. 2023-02-24]. Dostupné z: doi:10.13140/RG.2.2.32039.65440
- [58] Understanding Solid State Physics, 2021. 2nd ed. CRC Press. ISBN 9780367249854.
- [59] KNOX, R. S., 1983. Introduction to Exciton Physics. Collective Excitations in Solids. Boston, MA: Springer US, 1983, 183-245. ISBN 978-1-4684-8880-7. Dostupné z: doi:10.1007/978-1-4684-8878-4_5
- [60] KLIKORKA, J. a kol. Obecná a anorganická chemie. 2. vyd. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1989.
- [61] ROSHNI, Y. Difference Between Intrinsic and Extrinsic Semiconductor. Electronics desk [online]. [cit. 2023-02-28]. Dostupné z: <https://electronicsdesk.com/difference-between-intrinsic-and-extrinsic-semiconductor.html>
- [62] NAVE, R. The Doping of Semiconductors: Bands for Doped Semiconductors. HyperPhysics [online]. [cit. 2023-02-28]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Solids/dope.html>
- [63] TAO, Shuxia, Ines SCHMIDT, Geert BROCKS, Junke JIANG, Ionut TRANCA, Klaus MEERHOLZ a Selina OLTHOF, 2019. Absolute energy level positions in tin- and lead-based halide perovskites. Nature Communications. 10(1). ISSN 2041-1723. Dostupné z: doi:10.1038/s41467-019-10468-7
- [64] OHRING, Milton, 2002. Materials science of thin films: deposition and structure. 2nd ed. San Diego: Academic Press. ISBN 978-012-5249-751.
- [65] MCMEEKIN, David P., Golnaz SADOUGHI, Waqaas REHMAN, et al., 2016. A mixed-cation lead mixed-halide perovskite absorber for tandem solar cells. Science. 351(6269), 151-155. ISSN 0036-8075. Dostupné z: doi:10.1126/science.aad5845
- [66] ZHANG, Daquan, Qianpeng ZHANG, Yiyi ZHU, Swapnadeep PODDAR, Yuting ZHANG, Leilei GU, Haibo ZENG a Zhiyong FAN. Metal Halide Perovskite Nanowires: Synthesis, Integration, Properties, and Applications in Optoelectronics. Advanced Energy Materials. ISSN 1614-6832. Dostupné z: doi:10.1002/aenm.202201735
- [67] TIGUNTSEVA, E. Y., G. P. ZOGRAF, F. E. KOMISSARENKO, D. A. ZUEV, A. A. ZAKHIDOV, S. V. MAKAROV a Yuri. S. KIVSHAR, 2018. Light-Emitting Halide Perovskite Nanoantennas. Nano Letters. 18(2), 1185-1190. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.7b04727
- [68] MIAO, Jianli a Fujun ZHANG, 2019. Recent progress on highly sensitive perovskite photodetectors. Journal of Materials Chemistry C. 7(7), 1741-1791. ISSN 2050-7526. Dostupné z: doi:10.1039/C8TC06089D
- [69] ECKERTOVIÁ, Ludmila, 2012. Physics of Thin Films. New York, NY: Springer. ISBN 978-1-4615-7591-7.
- [70] PARK, Sung-Ik, Ying-Jun QUAN, Se-Heon KIM, et al., 2016. A review on fabrication processes for electrochromic devices. International Journal of Precision Engineering and Manufacturing-Green Technology. 3(4), 397-421. ISSN 2288-6206. Dostupné z: doi:10.1007/s40684-016-0049-8

- [71] SHI, Feng, 2018. Introductory Chapter: Basic Theory of Magnetron Sputtering. Magnetron Sputtering [Working Title]. IntechOpen, 2018-11-5. Dostupné z: doi:10.5772/intechopen.80550
- [72] PARK, Jong-Hee a T. S. SUDARSHAN, 2001. Chemical vapor deposition. Materials Park, OH: ASM International. ISBN 08-717-0731-4.
- [73] WAHL, Georg, 2000. Thin Films. Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry. 2000-06-15. Dostupné z: doi:10.1002/14356007.a26_681
- [74] TUFAIL CHAUDHARY, Kashif, 2021. Thin Film Deposition: Solution Based Approach. Thin Films. IntechOpen, 2021-11-17. ISBN 978-1-83881-986-6. Dostupné z: doi:10.5772/intechopen.94455
- [75] BLAHUT, Jan. Studium elektrických vlastností tranzistorů na bázi iontových kapalin [online]. Brno, 2021 [cit. 2021-07-10]. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/130751>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, Ústav fyzikální a spotřební chemie. Vedoucí práce Oldřich Zmeškal.
- [76] TZOUNIS, L., T. STERGIPOULOS, A. ZACHARIADIS, C. GRAVALIDIS, A. LASKARAKIS a S. LOGOTHETIDIS, 2017. Perovskite solar cells from small scale spin coating process towards roll-to-roll printing: Optical and Morphological studies. Materials Today: Proceedings. 4(4), 5082-5089. ISSN 22147853. Dostupné z: doi:10.1016/j.matpr.2017.04.117
- [77] HOGGAN, Erik N., Devin FLOWERS, Ke WANG, Joseph M. DESIMONE a Ruben G. CARBONELL, 2004. Spin Coating of Photoresists Using Liquid Carbon Dioxide. 43(9), 2113-2122. ISSN 0888-5885. Dostupné z: doi:10.1021/ie0308543
- [78] SAHOO, Sarat Kumar, Balamurugan MANOHARAN a Narendiran SIVAKUMAR, 2018. Introduction. Perovskite Photovoltaics. Elsevier, 2018, 1-24. ISBN 9780128129159. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-12-812915-9.00001-0
- [79] KREBS, Frederik C., 2009. Fabrication and processing of polymer solar cells: A review of printing and coating techniques. Solar Energy Materials and Solar Cells. 93(4), 394-412. ISSN 09270248. Dostupné z: doi:10.1016/j.solmat.2008.10.004
- [80] MURTHY, N.S., 2011. Techniques for analyzing biomaterial surface structure, morphology and topography. Surface Modification of Biomaterials. Elsevier, 2011, 232-255. ISBN 9781845696405. Dostupné z: doi:10.1533/9780857090768.2.232
- [81] MCCRACKIN, Frank L., Elio PASSAGLIA, Robert R. STROMBERG a Harold L. STEINBERG, 1963. Measurement of the thickness and refractive index of very thin films and the optical properties of surfaces by ellipsometry. Journal of Research of the National Bureau of Standards Section A: Physics and Chemistry. 67A(4). ISSN 0022-4332. Dostupné z: doi:10.6028/jres.067A.040
- [82] KAFLE, Bhim Prasad, 2020. Introduction to nanomaterials and application of UV–Visible spectroscopy for their characterization. Chemical Analysis and Material Characterization by Spectrophotometry. Elsevier, 2020, 147-198. ISBN 9780128148662. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-12-814866-2.00006-3
- [83] FUJIWARA, Hiroyuki, c2007. Spectroscopic ellipsometry: principles and applications. Chichester: John Wiley. ISBN 978-047-0016-084.

- [84] DRAGO, Russel S, 1992. Physical methods for chemists. 2nd ed. Saunders College Publishing. ISBN 9780030751769.
- [85] ROBARDS, Kevin, P. E. JACKSON a Paul R. HADDAD, 1994. Principles and Practice of Modern Chromatographic Methods. Academic Press. ISBN 9780125895705.
- [86] FOROUHI, A. R. a I. BLOOMER, 1986. Optical dispersion relations for amorphous semiconductors and amorphous dielectrics. In: Physical Review B. 34. s. 7018-7026. ISSN 0163-1829. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.34.7018
- [87] KE, Lili, Shiqiang LUO, Xiaoxue REN a Yongbo YUAN, 2021. Factors influencing the nucleation and crystal growth of solution-processed organic lead halide perovskites: a review. Journal of Physics D: Applied Physics. 54(16). ISSN 0022-3727. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6463/abd728
- [88] SAIDAMINOV, Makhsud I., Ahmed L. ABDELHADY, Giacomo MACULAN a Osman M. BAKR, 2015. Retrograde solubility of formamidinium and methylammonium lead halide perovskites enabling rapid single crystal growth. Chemical Communications. 51(100), 17658-17661. ISSN 1359-7345. Dostupné z: doi:10.1039/C5CC06916E
- [89] CHENG, Zhen, Kewei LIU, Jialin YANG, et al., 2019. High-Performance Planar-Type Ultraviolet Photodetector Based on High-Quality CH₃NH₃PbCl₃ Perovskite Single Crystals. 11(37), 34144-34150. ISSN 1944-8244. Dostupné z: doi:10.1021/acsami.9b09035
- [90] CHEN, Lung-Chien, Kuan-Lin LEE, Chun-Yuan HUANG, Jia-Ching LIN a Zong-Liang TSENG, 2018. Preparation and Characteristics of MAPbBr₃ Perovskite Quantum Dots on NiOx Film and Application for High Transparent Solar Cells. Micromachines. 9(5). ISSN 2072-666X. Dostupné z: doi:10.3390/mi9050205
- [91] ALSALLOUM, Abdullah Y., Bekir TUREDI, Xiaopeng ZHENG, et al., 2020. Low-Temperature Crystallization Enables 21.9% Efficient Single-Crystal MAPbI₃ Inverted Perovskite Solar Cells. ACS Energy Letters. 5(2), 657-662. ISSN 2380-8195. Dostupné z: doi:10.1021/acseenergylett.9b02787
- [92] DAS, Jaykrushna, Anand S. SUBBIAH, Neha MAHULI, Roja SINGH a Shaibal K. SARKAR, 2017. One-step Solution-Processed Formamidinium Lead Tribromide Formation for Better Reproducible Planar Perovskite Solar Cells. Energy Technology. 5(10), 1807-1813. ISSN 21944288. Dostupné z: doi:10.1002/ente.201700362
- [93] HU, Chen, Sunil B. SHIVARUDRAIAH, Herman H. Y. SUNG, Ian D. WILLIAMS, Jonathan E. HALPERT a Shihe YANG, 2021. Discovery of a New Intermediate Enables One-Step Deposition of High-Quality Perovskite Films via Solvent Engineering. Solar RRL. 5(4). ISSN 2367-198X. Dostupné z: doi:10.1002/solr.202000712
- [94] YANG, Fu, Lirong DONG, Dongju JANG, et al., 2020. Advanced Energy Materials. 10(42). ISSN 1614-6832. Dostupné z: doi:10.1002/aenm.202001869
- [95] TAUC, J., 1968. Optical properties and electronic structure of amorphous Ge and Si. Materials Research Bulletin. 3(1), 37-46. ISSN 00255408. Dostupné z: doi:10.1016/0025-5408(68)90023-8

[96] DAVIS, E. A. a N. F. MOTT, 1970. Conduction in non-crystalline systems V. Conductivity, optical absorption and photoconductivity in amorphous semiconductors. Philosophical Magazine. 22(179), 0903-0922. ISSN 0031-8086. Dostupné z: doi:10.1080/14786437008221061

7 SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

7.1 Zkratky

| | |
|---------------------|-------------------------------|
| Br ⁻ | bromidový anion |
| CaTiO ₃ | titaničitan vápenatý |
| Cl ⁻ | chloridový anion |
| Cs ⁺ | cesný kation |
| DMF | dimethylformamid |
| DMSO | dimethylsulfoxid |
| FA ⁺ | formamidiiový kation |
| FABr | bromid formamidium |
| FAI | jodid formamidinium |
| FAPbBr ₃ | bromid formamidiniumolovnatý |
| FAPbI ₃ | jodid formamidiniumolovnatý |
| GBL | γ-butyrolakton |
| I ⁻ | jodidový anion |
| IPA | isopropylalkohol |
| MA ⁺ | methylamoniový kation |
| MABr | bromid methylamonium |
| MACl | chlorid methylamonium |
| MAI | jodid methylamonium |
| MAPbBr ₃ | bromid methylamoniumolovnatý |
| MAPbCl ₃ | chlorid methylamoniumolovnatý |
| MaPbI ₃ | jodid methylamoniumolovnatý |
| Pb ²⁺ | olovnatý kation |
| PbBr ₂ | bromid olovnatý |
| PbCl ₂ | chlorid olovnatý |
| PbI ₂ | jodid olovnatý |
| Sn ²⁺ | cínatý kation |

7.2 Instrumentální metody charakterizace

| | |
|------|---|
| AFM | mikroskopie atomárních sil |
| CVD | chemická depozice z plynné fáze |
| FTIR | infračervená spektroskopie s Fourierovou transformací |
| HPLC | vysokoučinná kapalinová chromatografie |
| NIR | blízké infračervené záření |
| PVD | fyzikální depozice z plynné fáze |
| SEM | skenovací elektronová mikroskopie |
| UVA | dlouhovlnné ultrafialové záření |
| VIS | viditelné světlo |
| XRD | rentgenová difrakce |

7.3 Symboly

| | |
|--------------|---|
| a | délka hrany elementární buňky |
| \mathbf{B} | vektor magnetické indukce |
| c | rychlost světla |
| \mathbf{D} | vektor elektrické indukce |
| E | energie fotonu |
| \mathbf{E} | vektor elektrické intenzity |
| f, ν | frekvence vlnění |
| h | Planckova konstanta |
| \mathbf{H} | vektor intenzity magnetického pole |
| I | intenzita prošlého záření |
| I_0 | intenzita dopadajícího záření |
| k | optický extinkční koeficient |
| \mathbf{k} | vlnový vektor |
| l | tloušťka vzorku |
| n | index lomu, respektive absolutní index lomu |
| r_A | poloměr kationtu A |
| r_B | poloměr kationtu B |
| r_p, r_s | Fresnelovy koeficienty |
| r_X | poloměr aniontu X |

| | |
|-------------------------------------|--|
| T | perioda, transmitance (Lambert-Beerův zákon) |
| v | rychlost šíření vlnění |
| α | absorpční koeficient |
| γ | gamma záření |
| $\Gamma_j, \omega_j, \omega_j, f_j$ | parametry oscilátoru |
| Δ, ψ | elipsometrické parametry |
| ε | permitivita materiálu, molární absorpční koeficient (Lambert-Beerův zákon) |
| θ | úhel, který svírají řady polarizátoru s vektorem elektrické intenzity záření |
| θ_1 | úhel dopadu |
| θ_2 | úhel lomu, respektive úhel odrazu |
| λ | vlnová délka |
| μ | permeabilita materiálu |
| ρ | poměr Fresnelových koeficientů |
| τ | Goldschmidtův toleranční faktor |
| ω | úhlová frekvence |