

NOFY010

Proseminář z optiky

9.11.2023

Částečně polarizované světlo – Stokesovy parametry

Totální odraz – Evanescentní vlna



FACULTY
OF MATHEMATICS
AND PHYSICS
Charles University

Témata studentských prezentací

1. Optické filtry
Absorpční, interferenční, dichroický, materiály
2. Optické vady
Koma, astigmatismus, aberace, zkreslení, barevná vada
3. Bílá LED a detekce pomocí CCD
Princip LED, typy, teplota, Bayerova maska, CCD
7.12.2023 - Janda, Votava
4. Optická vlákna a využití ke komunikaci
Typy opt. vláken, solarizace, telekomunikace
7.12.2023 - Jelínek, Vrt'o
5. 3D projekce
Aktivní, pasivní, anaglyf
14.12.2023
6. Negativní index lomu
Metamateriály, vlastnosti, použití
14.12.2023 - Hudenko, Kočan
7. LIGO a LISA – využití světla k detekci gravitačních vln
Michelsonův interferometr, přesnost
14.12.2023 - Pijáček, Szalai
8. Holografie jako bezpečnostní prvek
9. Nobelova cena za fyziku 2018

Harmonogram přednášek - změna

- 5.10. úvodní přednáška – rozdělení do skupin pro prezentace
- 12.10. Vyzařování Hertzova dipólu, zdroje záření a lidské oko
- 19.10. Prezentace studentských projektů na FUUK a KCHFO
- 26.10. Barvy (L. Nádvorník)

- ~~2.11. „Děkanský sportovní den“~~
- 9.11. Totální odraz a evanescentní vlna, Stokesovy parametry

- 16.11. Optické jevy v atmosféře (J. Franc)
- 23.11. Interference a difrakce I – Fresnelův integrál

Harmonogram přednášek - změna

- 5.10. úvodní přednáška – rozdělení do skupin pro prezentace
- 12.10. Vyzařování Hertzova dipólu, zdroje záření a lidské oko
- 19.10. Prezentace studentských projektů na FUUK a KCHFO
- 26.10. Barvy (L. Nádvorník)

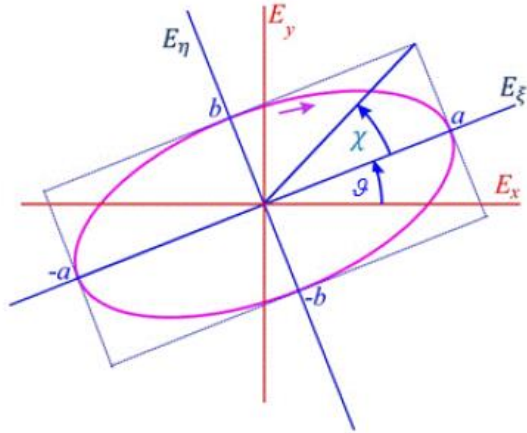
- ~~2.11. „Děkanský sportovní den“~~
- 9.11. Totální odraz a evanescentní vlna, Stokesovy parametry

- 16.11. Interference a difrakce I – Fresnelův integrál
- 23.11. Optické jevy v atmosféře (J. Franc)

Polarizované světlo

Pro složky E_x a $E_y \rightarrow$ Rovnice elipsy

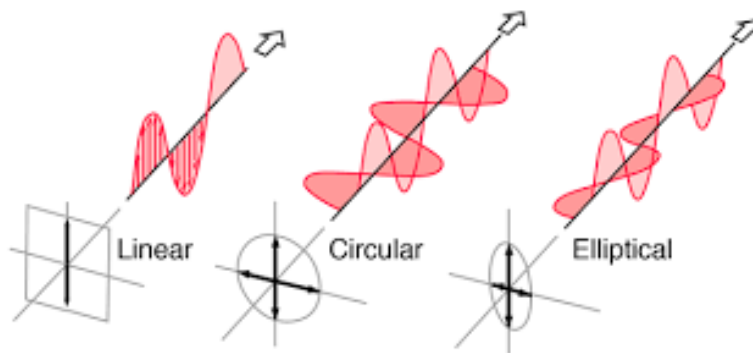
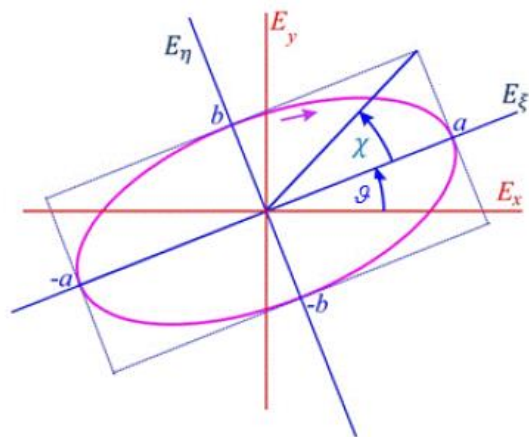
$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - \frac{2 E_x E_y}{a_x a_y} \cos(\delta_y - \delta_x) = \sin^2(\delta_y - \delta_x)$$



Polarizované světlo

Pro složky E_x a $E_y \rightarrow$ Rovnice elipsy

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - \frac{2 E_x E_y}{a_x a_y} \cos(\delta_y - \delta_x) = \sin^2(\delta_y - \delta_x)$$

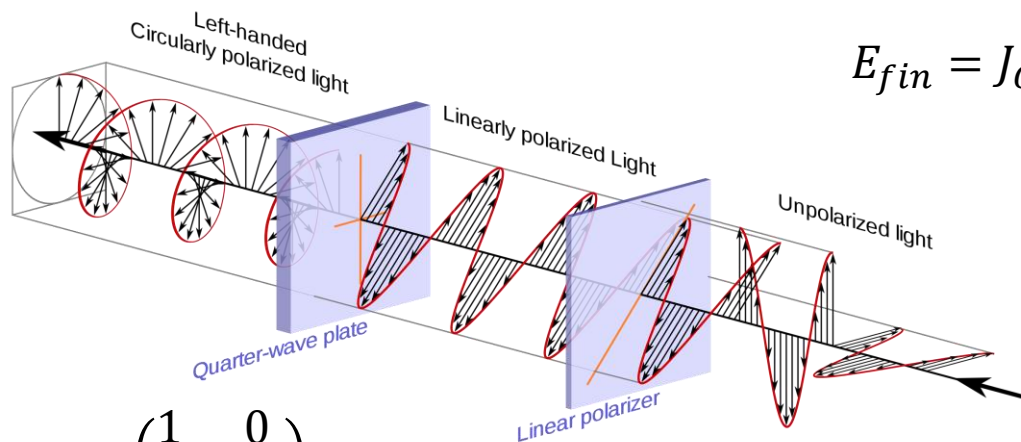


$$J_{RCP,LCP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix} \quad J_{elip} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha e^{-i\delta} \end{pmatrix}$$

Polarizované světlo

Transformace polarizovaného stavu

→ Jonesovy matice – Jonesův formalismus



$$E_{fin} = J_{QWP} J_{LP} E_{in}$$

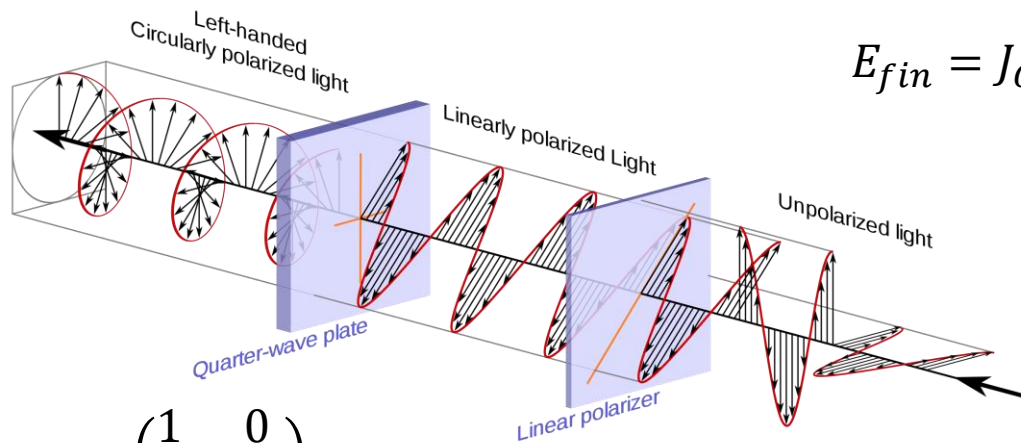
$$J_{QWP} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm i \end{pmatrix}$$

$$J_{LP_x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Polarizované světlo

Transformace polarizovaného stavu

→ Jonesovy matice – Jonesův formalismus



$$E_{fin} = J_{QWP} J_{LP} E_{in}$$

$$J_{QWP} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm i \end{pmatrix}$$

$$J_{LP_x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Rozložení do báze

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \alpha_2 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + \alpha_2 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

→ maybe not that easy

$$\alpha_i = (J, J_b^*)$$

Částečně polarizované světlo

Jonesův popis platí pro absolutně polarizované světlo

V reálném případě můžeme mít do určité míry světlo polarizované, ale částečně ne
K takovému popisu slouží Stokesův vektor

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle \\ \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle \\ \langle 2a_x a_y \cos \delta \rangle \\ \langle -2a_x a_y \sin \delta \rangle \end{pmatrix}$$

Namísto amplitud pole používá intenzity a rozdíl
dvou na sebe kolmých polarizačních stavů

Částečně polarizované světlo

Jonesův popis platí pro absolutně polarizované světlo

V reálném případě můžeme mít do určité míry světlo polarizované, ale částečně ne
K takovému popisu slouží Stokesův vektor

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle \\ \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle \\ \langle 2a_x a_y \cos \delta \rangle \\ \langle -2a_x a_y \sin \delta \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

Namísto amplitud pole používá intenzity a rozdíl
dvou na sebe kolmých polarizačních stavů

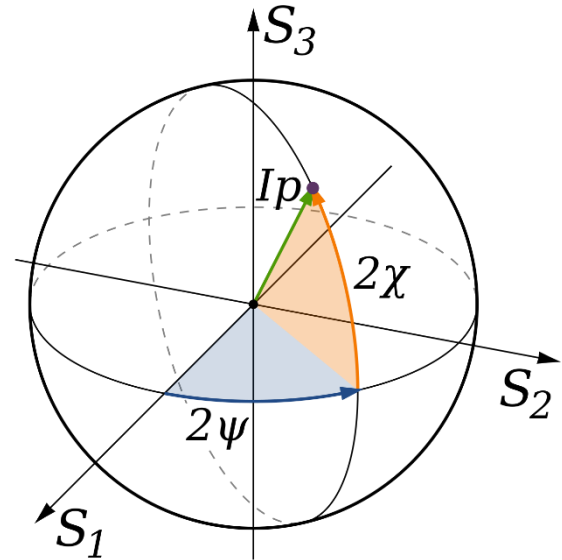
Částečně polarizované světlo

Jonesův popis platí pro absolutně polarizované světlo

V reálném případě můžeme mít do určité míry světlo polarizované, ale částečně ne
K takovému popisu slouží Stokesův vektor

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle \\ \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle \\ \langle 2a_x a_y \cos \delta \rangle \\ \langle -2a_x a_y \sin \delta \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

Namísto amplitud pole používá intenzity a rozdíl dvou na sebe kolmých polarizačních stavů



Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

Příklady:

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

Příklady:

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

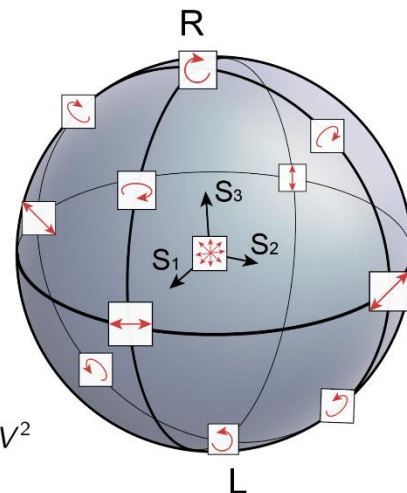
Příklady:

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} S_0 &= I = E_x^2 + E_y^2 \\ S_1 &= Q = E_x^2 - E_y^2 \\ S_2 &= U = 2E_x E_y \cos \delta \\ S_3 &= V = 2E_x E_y \sin \delta \end{aligned}$$



$$\text{radius} = I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$$



Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

Příklady:

pro transformaci potřebujeme matici 4×4

→ Muellerova matice

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

Příklady:

pro transformaci potřebujeme matici 4×4

→ Muellerova matice

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{pmatrix}$$

Částečně polarizované světlo

Platí:

Pro úplně polarizované světlo $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$

Pro částečně polarizované světlo $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 > 0$

Příklady:

pro transformaci potřebujeme matici 4×4

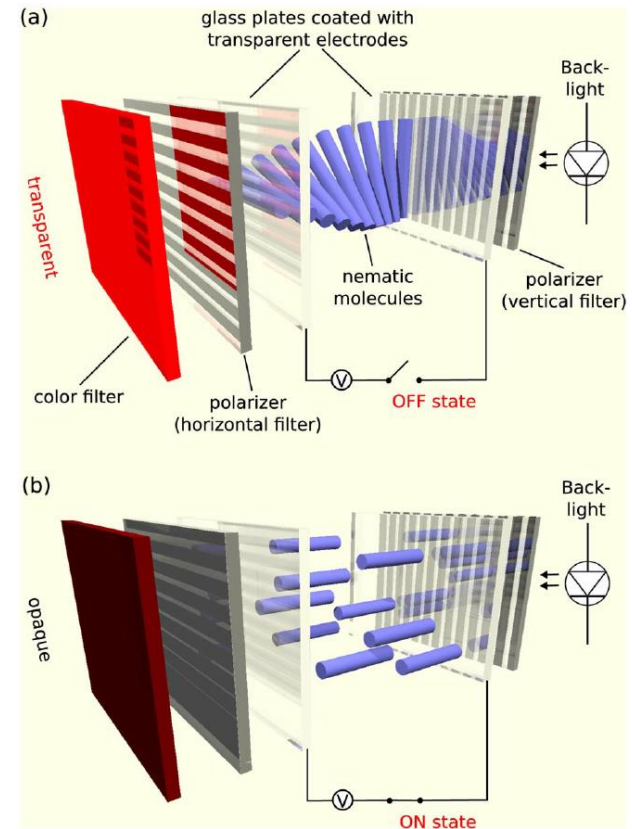
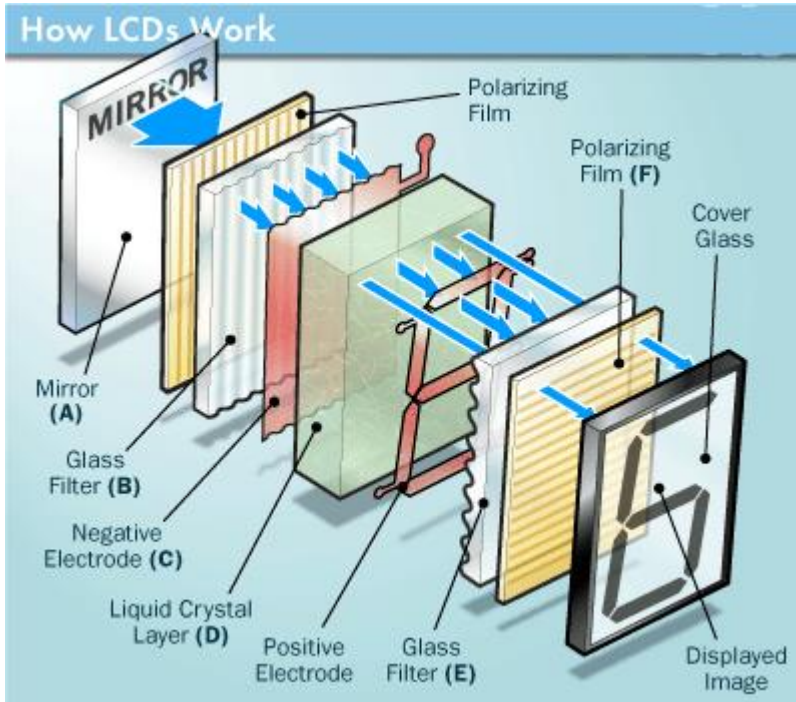
→Muellerova matice

$$\begin{pmatrix} \text{celková intenzita} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{RCP} - I_{LCP} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta) \cos \delta & \cos(2\theta) \sin(2\theta)(1 - \cos \delta) & \sin(2\theta) \sin \delta \\ 0 & \cos(2\theta) \sin(2\theta)(1 - \cos \delta) & \cos^2(2\theta) \cos \delta + \sin^2(2\theta) & -\cos(2\theta) \sin \delta \\ 0 & -\sin(2\theta) \sin \delta & \cos(2\theta) \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix}$$

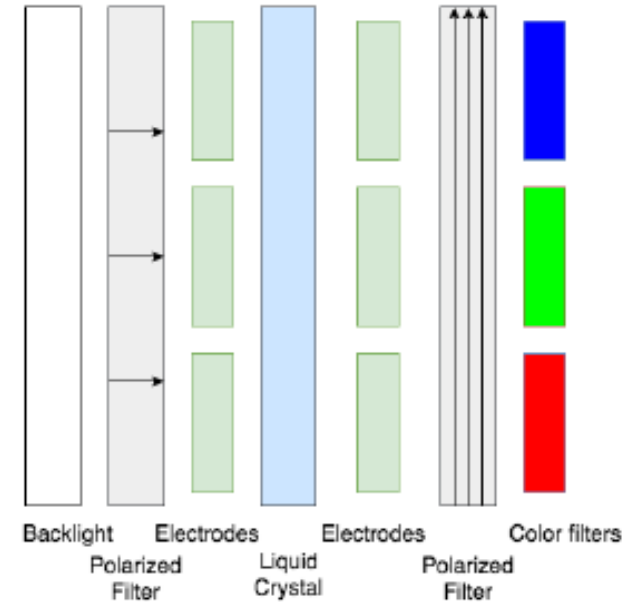
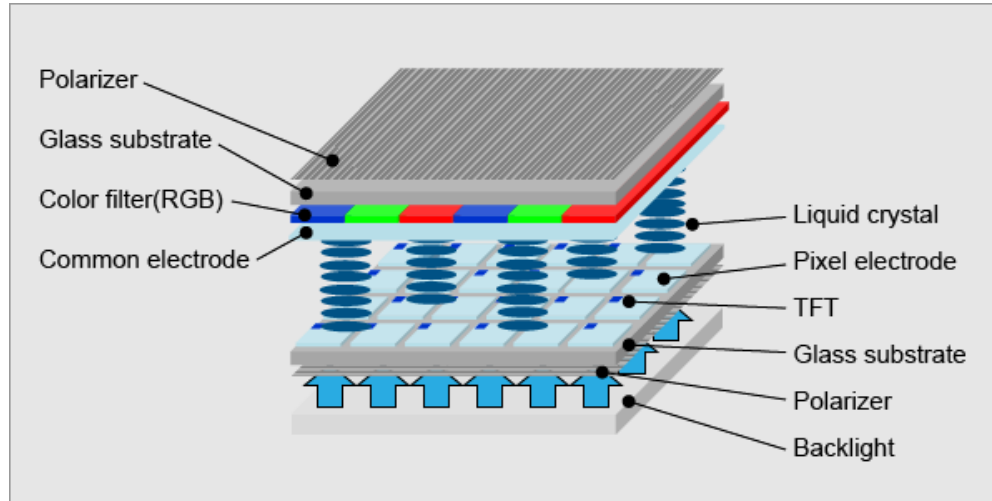
Použití a využití polarizace

Princip činnosti LCD monitoru



Použití a využití polarizace

Princip činnosti LCD monitoru

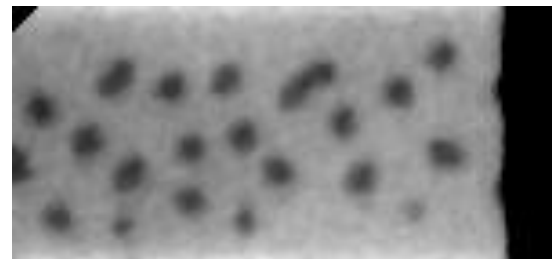
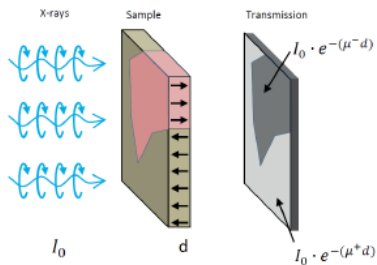
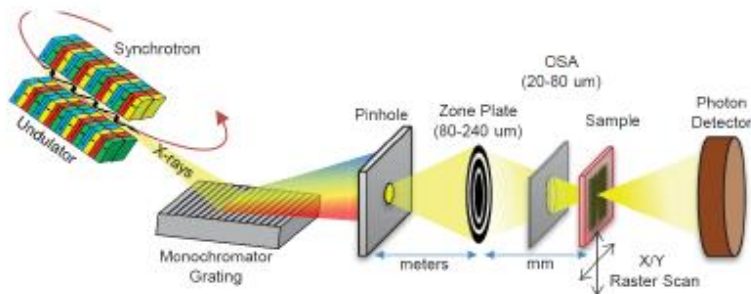


Použití a využití polarizace

Cirkulární dichroismus

rozdílná absorpce levo- a pravo-točivého kruhově polarizovaného světla

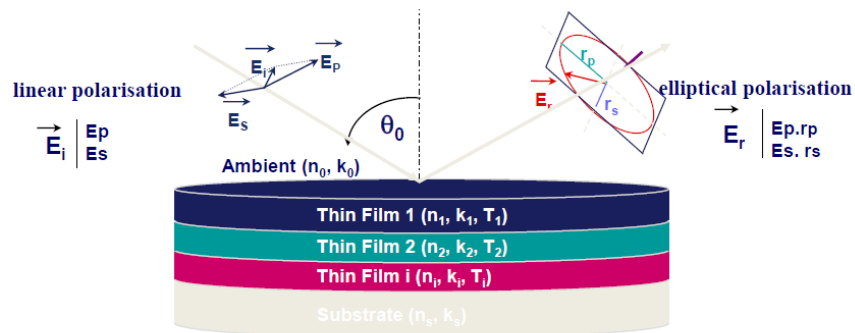
Použití např. k určování struktury biomakromolekul, teploty tání apod. nebo k zobrazení magnetických struktur.



Použití a využití polarizace

Elipsometrie

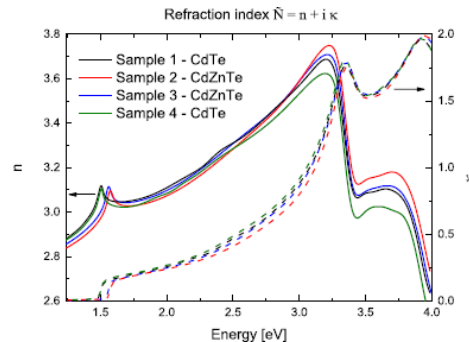
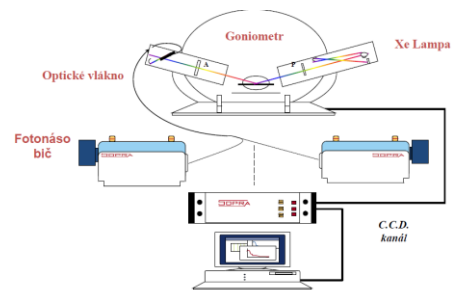
Metoda měření poměru Fresnelových koeficientů s- a p-polarizace



Elipsometrie měří poměr Fresnelových koeficientů odrazu p a s-polarizace :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \Psi \cdot e^{j\Delta} = f(n_i, k_i, T_i)$$

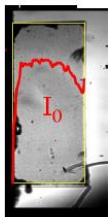
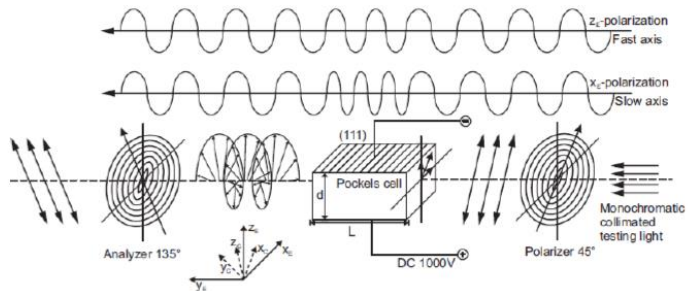
34



Použití a využití polarizace

Pockelsův jev

Pockelsův jev – příklad experimentu (CdTe)



Paralelní polarizátory



Zkřížené polarizátory

Fázové zpoždění

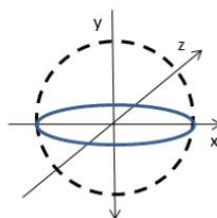
$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n(E) L$$

Propustnost

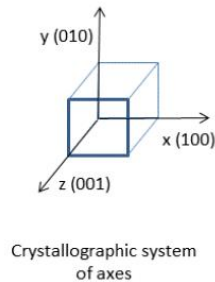
$$T = \sin^2 \frac{\Gamma}{2}$$

Profil elektrického pole může být spočítán z měření optické propustnosti.

Před aplikací elektrického pole



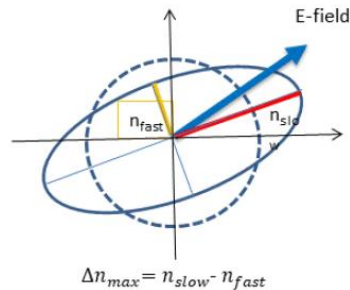
$$\Delta n = 0$$



Crystallographic system of axes

Index lomu nezávisí na směru.
Krystalem se šíří vlny navzájem kolmých lineárních polarizací stejnou rychlostí všemi směry

Po aplikaci elektrického pole

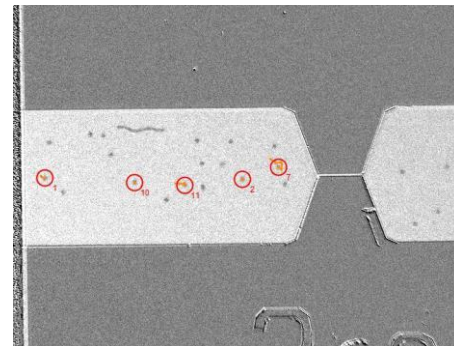
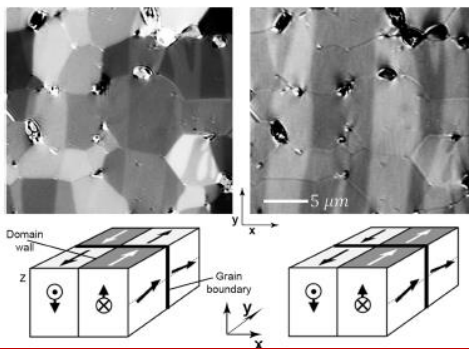
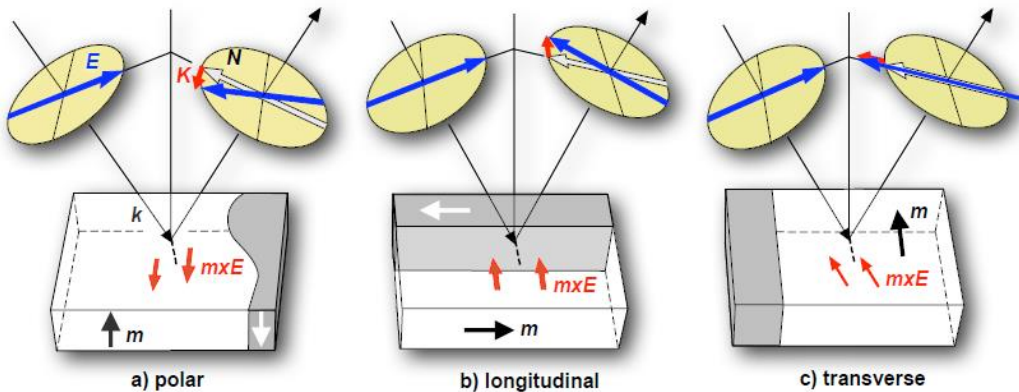
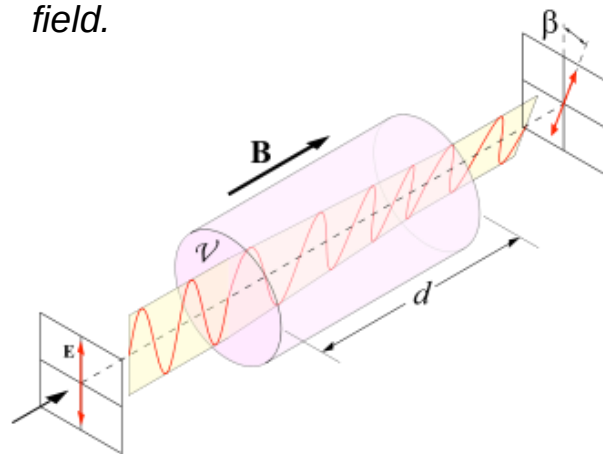


Index lomu závisí na směru.
Krystalem se šíří vlny navzájem kolmých lineárních různými rychlostmi danými směrem šíření vlny

Použití a využití polarizace

Faradayův a Kerrův jev

Polarization rotation of a linearly polarized light during the propagation through a rubic glass rod in magnetic field.



NOFY010

Proseminář z optiky

9.11.2023

Částečně polarizované světlo – Stokesovy parametry

Totální odraz – Evanescentní vlna



FACULTY
OF MATHEMATICS
AND PHYSICS
Charles University

Fresnelovy koeficienty

Augustin Jean Fresnel – podpořil vlnovou teorii světla.

Dokázal, že se jedná o příčné vlnění a odvodil rovnice pro amplitudové koeficienty na rozhraní dvou dielektrik, vypočetl difrakční obrazy apertur



$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}, \quad r_p = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i}$$

$$t_s = 1 + r_s = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}.$$

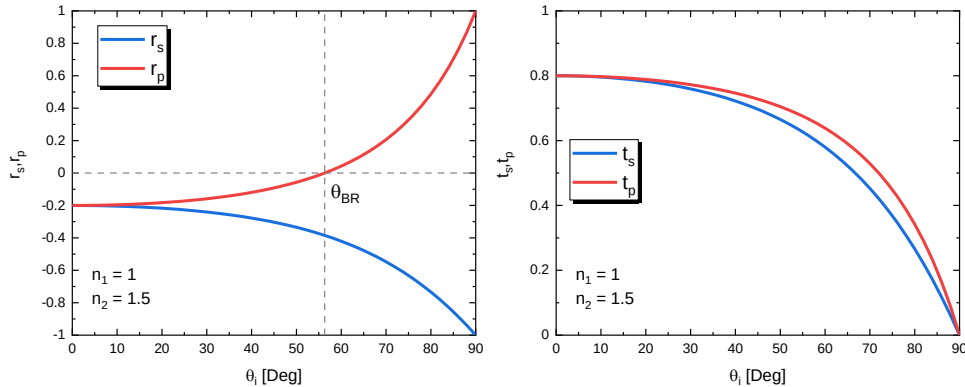
$$t_p = (1 + r_p) \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_t} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i}.$$

Dynamický model oscilací éteru.
Pro platnost není nutné
elektromagnetické vlnění, ale
příčné vlnění a podmínka
spojitosti tečných složek výchylky.

Fresnelovy koeficienty

Augustin Jean Fresnel – podpořil vlnovou teorii světla.

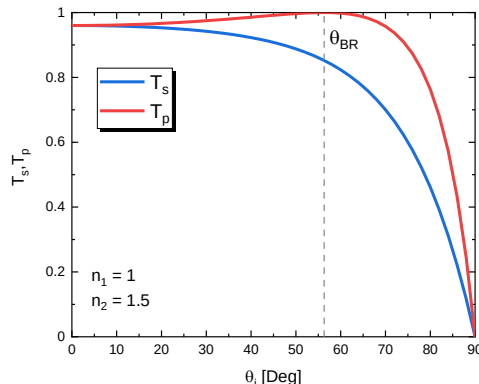
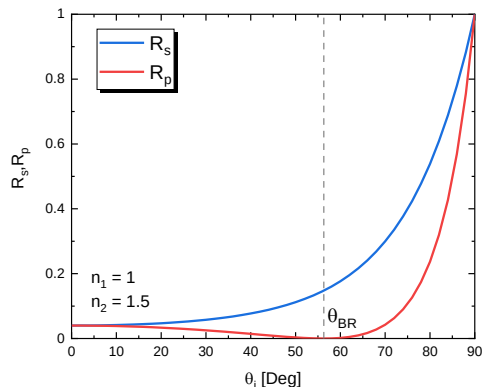
Dokázal, že se jedná o příčné vlnění a odvodil rovnice pro amplitudové koeficienty na rozhraní dvou dielektrik, vypočetl difrakční obrazy apertur



Dynamický model oscilací éteru.
Pro platnost není nutné
elektromagnetické vlnění, ale
příčné vlnění a podmínka
spojitosti tečných složek výchylky.

Výkonové koeficienty

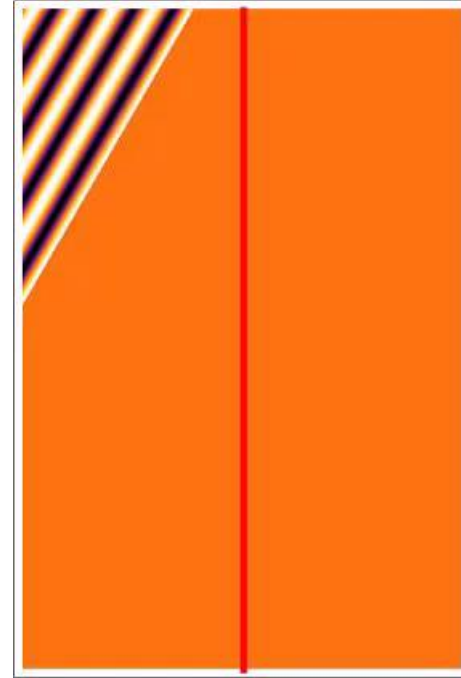
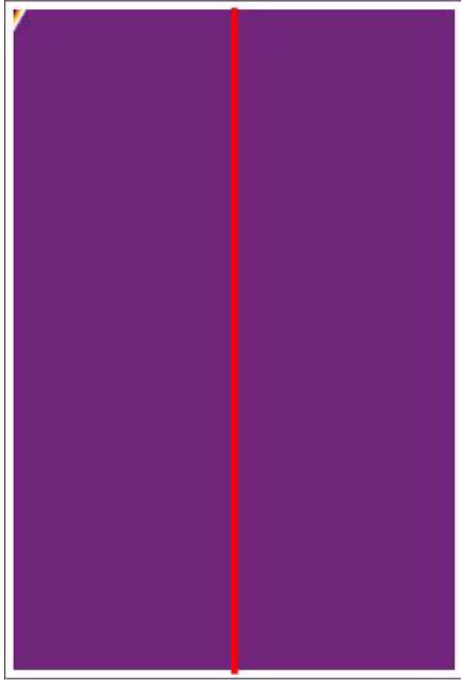
Při určitém úhlu je koeficient odrazu paralelní polarizace nulový – **Brewsterův úhel**. Atomy jako Hertzovy dipóly nevyzařují do tohoto směru. Odražená vlna je polarizovaná a celý výkon paralelní polarizace je propuštěn přes rozhraní



$$R = |r|^2$$

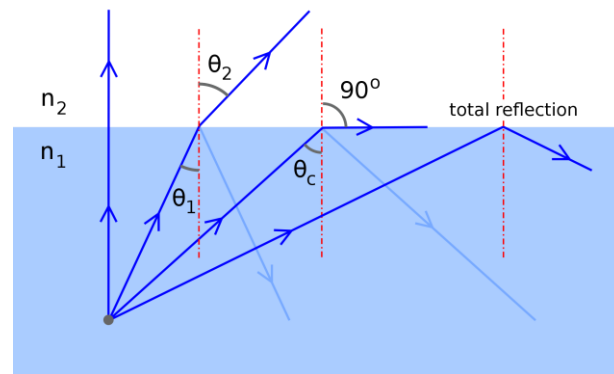
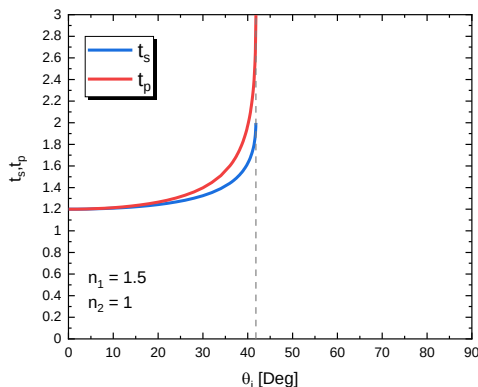
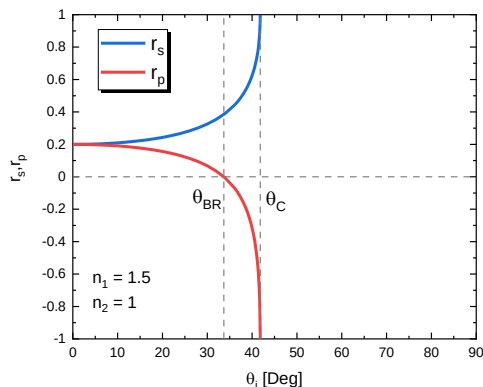
$$T = \frac{n_2 \cos \Theta_t}{n_1 \cos \Theta_i} |t|^2$$

Navazování vlnoploch na rozhraní



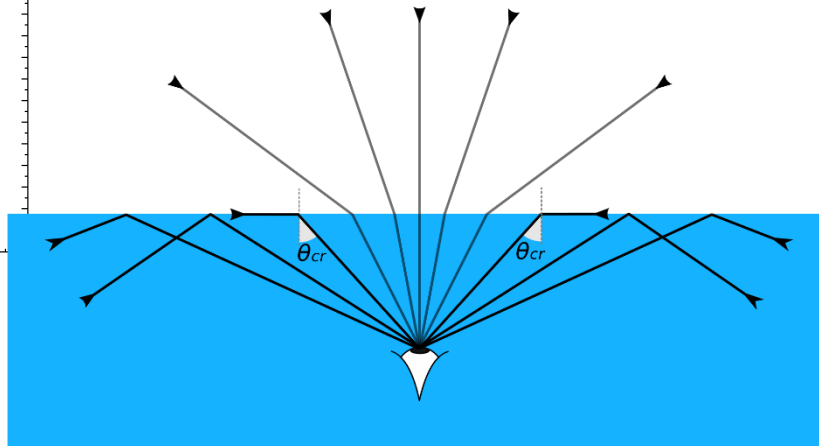
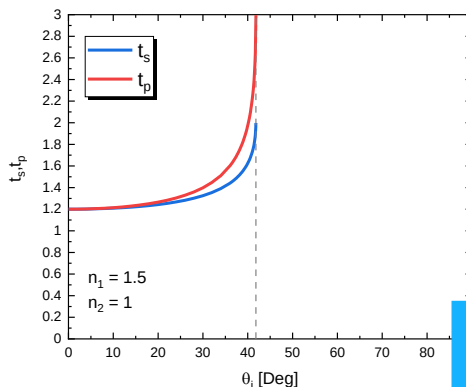
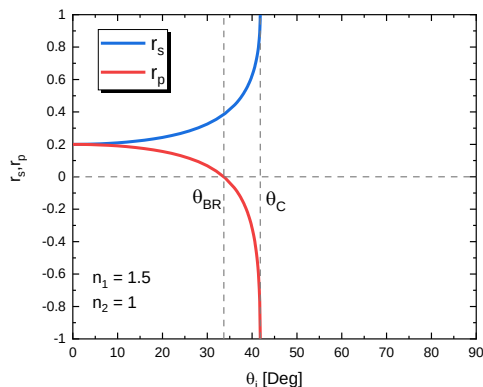
Totální odraz

Odraz na opticky řidším prostředí. Ve Snellově zákoně přesáhne úhel lomu obor funkce sinu. Při takové případě se úhlu dopadu říká **kritický úhel**.



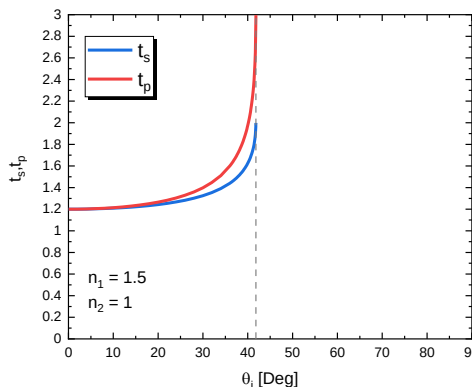
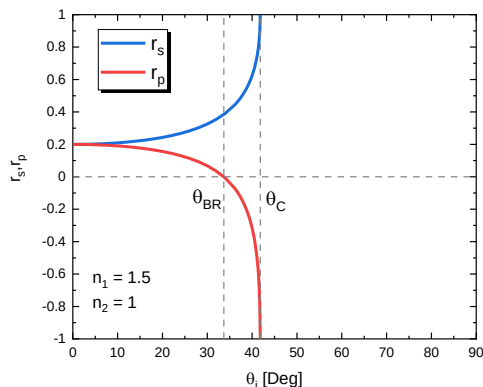
Totální odraz

Odraz na opticky řidším prostředí. Ve Snellově zákoně přesáhne úhel lomu obor funkce sinu. Při takové případě se úhlu dopadu říká **kritický úhel**.



Totální odraz

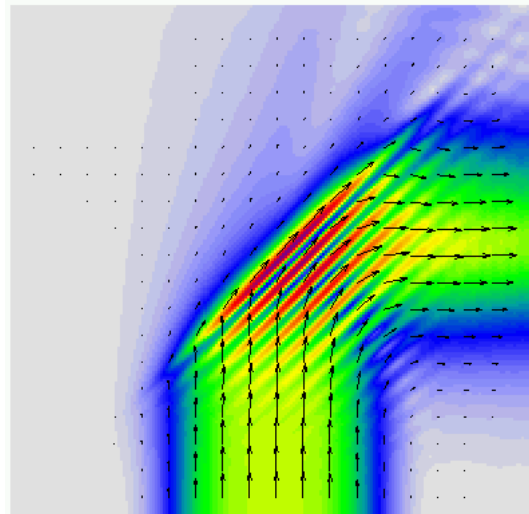
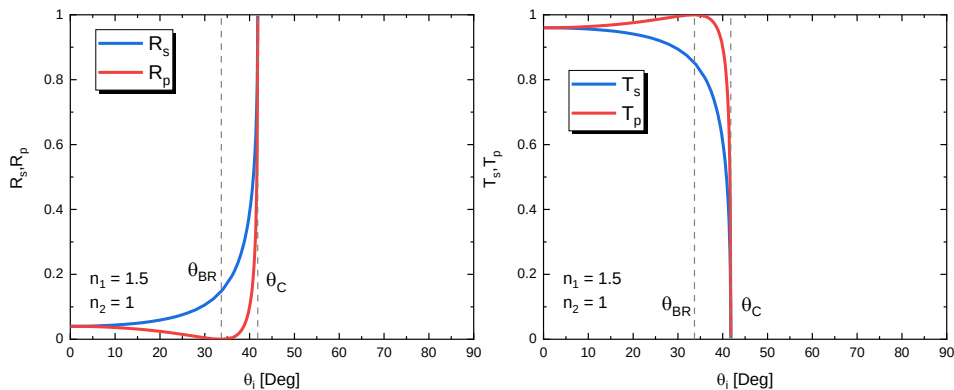
Odraz na opticky řidším prostředí. Ve Snellově zákoně přesáhne úhel lomu obor funkce sinu. Při takové případě se úhlu dopadu říká **kritický úhel**.



Při pohledu pod úhlem větším než kritický vidíme totální odraz podvodní scény

Totální odraz

Odraz na opticky řidším prostředí. Ve Snellově zákoně přesáhne úhel lomu obor funkce sinu. Při takové případě se úhlu dopadu říká **kritický úhel**.



https://www.met.reading.ac.uk/clouds/maxwell/total_internal_reflection.html

Evanescentní vlna

Co když vstupní úhel je větší než kritický úhel?

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$

Evanescentní vlna

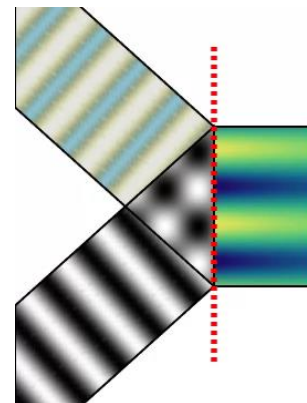
Co když vstupní úhel je větší než kritický úhel?

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} = \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_i} > 1 \text{ pro } \theta_i > \theta_c$$

$$E_t = t \cdot E_0 \cdot e^{-i\omega t} \cdot e^{ik_1 \cdot x \cdot \sin \theta_i} \cdot e^{-\frac{\omega}{c_0} n_2 z \cdot \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_i - 1}}$$

Harmonická vlna ve směru x

Tlumená vlna ve směru z



Evanescentní vlna

Intenzita pole ve směru z $I(z > 0) \sim e^{-2bz}$. Zdefinujeme, že $I \sim e^{-\frac{z}{d}}$, kde $d = \frac{1}{2b}$.

d je hloubka průniku evanescentní vlny a značí vzdálenost od rozhraní na níž intenzita záření klesne na hodnotu $1/e$.

Intenzitou záření myslíme jedinou nenulovou složku střední hodnoty Poyntingova vektoru v prostředí 2, která je rovnoběžná s rozhraním.

$$d = \frac{1}{2 \cdot k_2 \cdot \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} = \frac{\lambda_0}{4\pi \cdot \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}$$

! Hloubka průniku nezávisí na polarizaci
! Velikost polí závisí na polarizaci

Evanescentní vlna

Úhel lomu je komplexní číslo

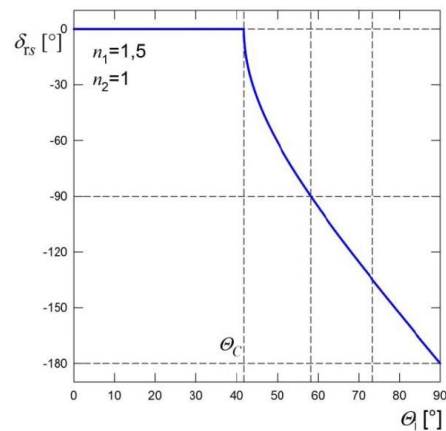
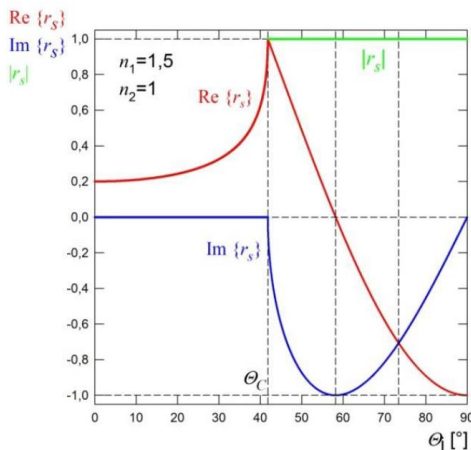
Po dosazení do Fresnelových vzorců:

$$\tilde{r}_s = \frac{n_1 \cos \theta_i + i n_2 \cos \tilde{\theta}_t}{n_1 \cos \theta_i - i n_2 \cos \tilde{\theta}_t}$$

Čitatel a jmenovatel jsou komplexně sdružení $\tilde{r}_s = e^{i\delta_{rs}}$

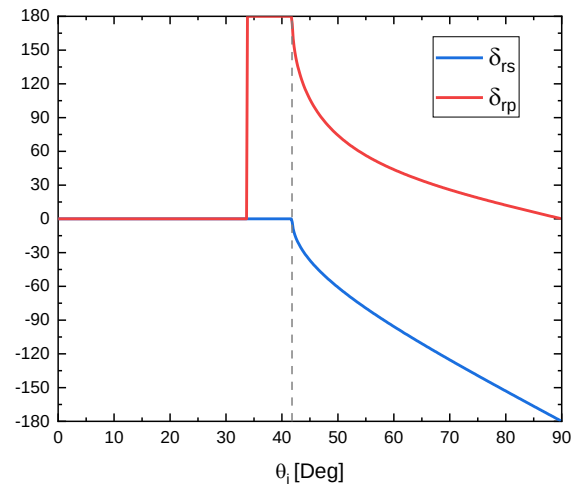
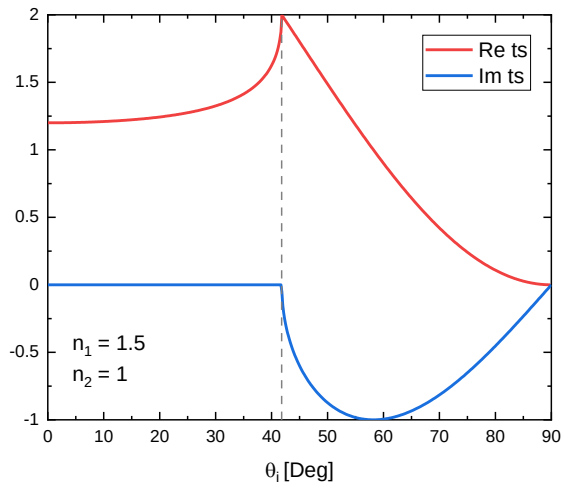
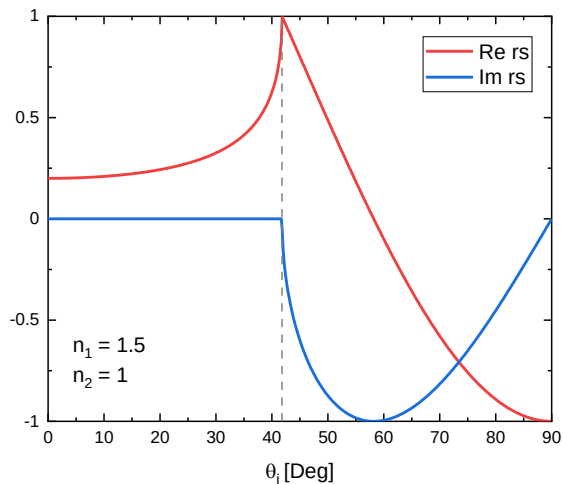
a tedy

$$\tilde{r}_s = \text{Re}\{\tilde{r}_s\} + i \text{Im}\{\tilde{r}_s\}$$

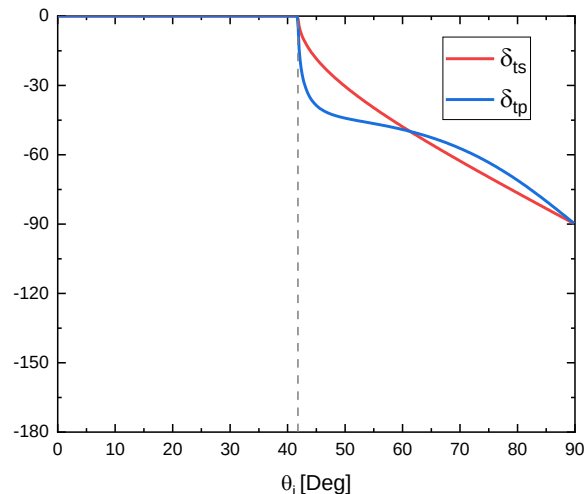
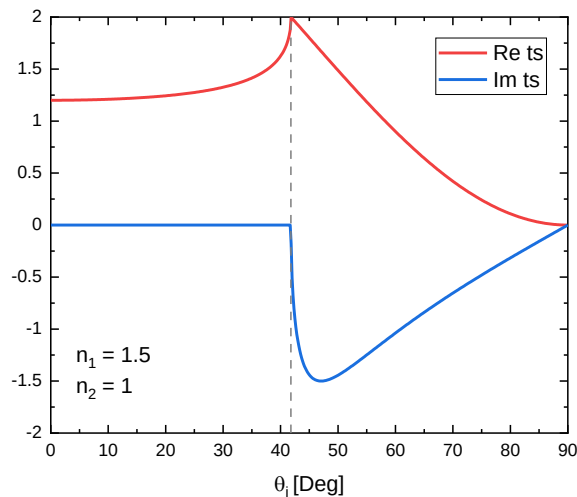
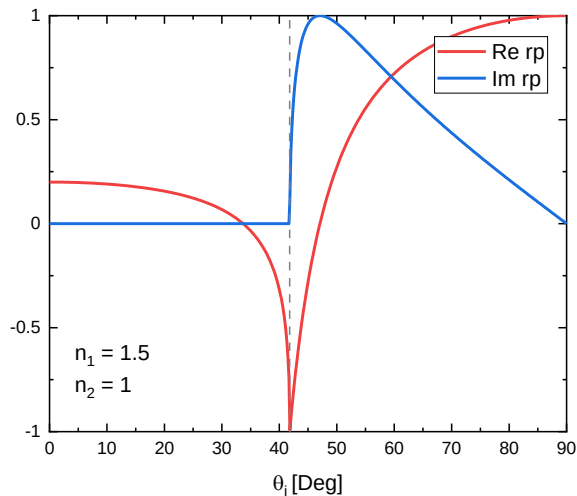


Evanescentní vlna

Z toho plyne, že všechny koeficienty jsou komplexní čísla

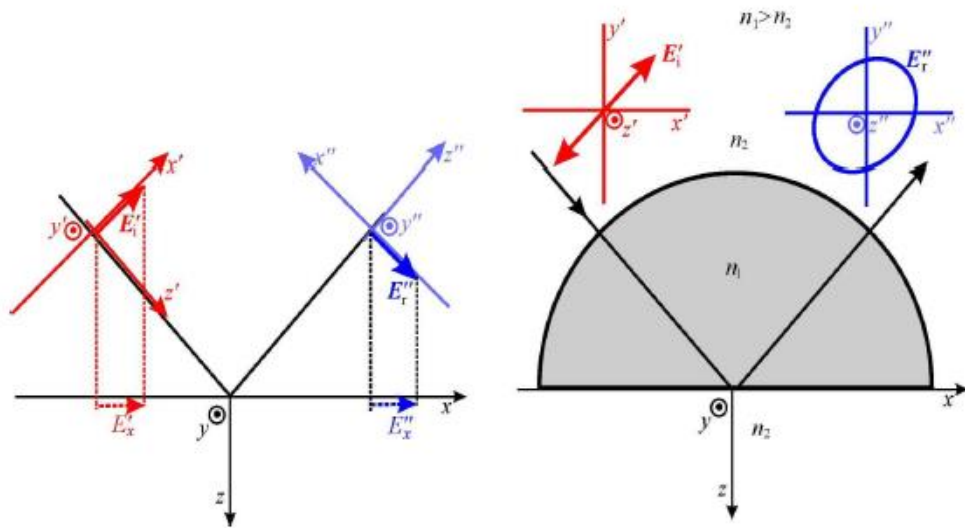


Evanescentní vlna



Totální odraz a evanescentní vlna

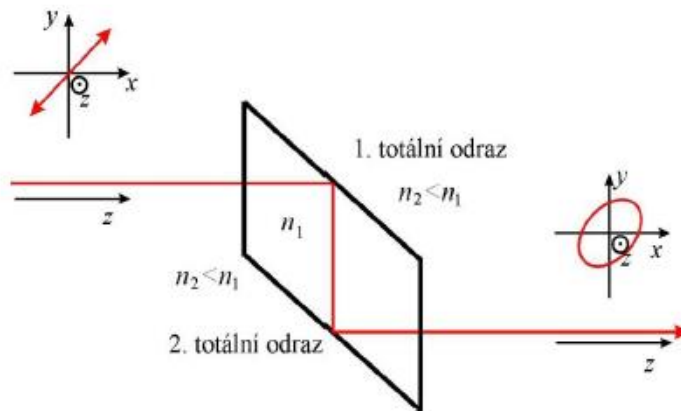
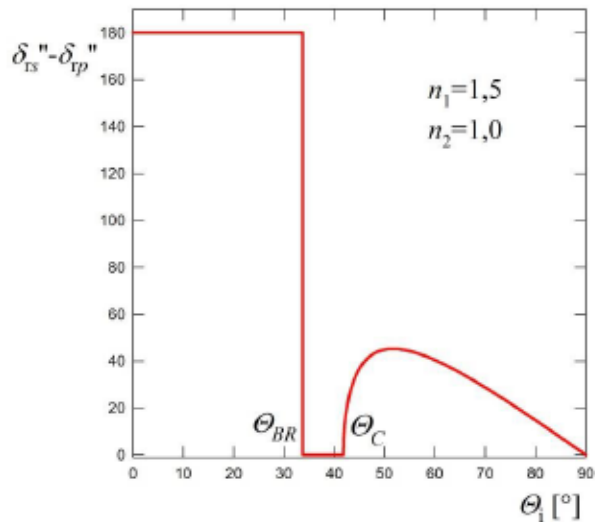
Při totálním odrazu získává s- a p- polarizovaná vlna různou fázi
Využití při přípravě elipticky polarizovaného světla



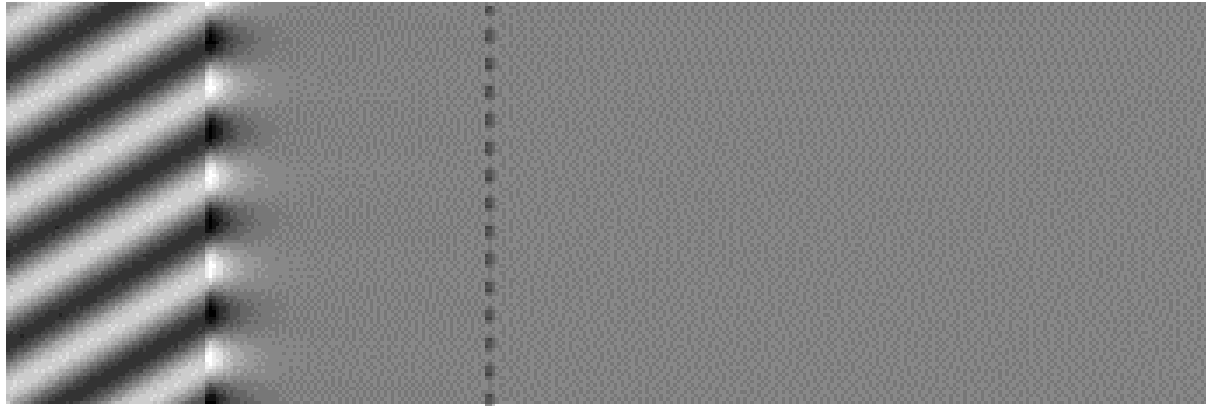
Totální odraz a evanescentní vlna

Fresnelův hranol

Vytvoření kruhově polarizovaného světla z lineárně polarizovaného

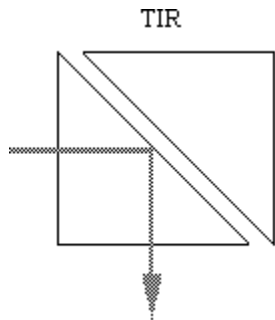


Frustrovaný totální odraz (FTIR)

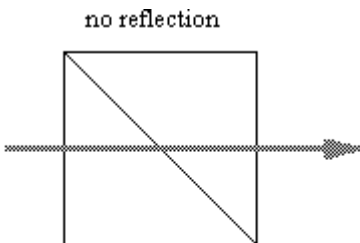


Frustrovaný totální odraz (FTIR)

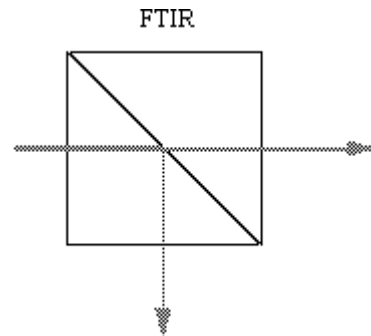
Optický analog kvantově mechanického tunelovacího jevu



Evanescentní vlna je utlumena ve vzduchové mezeře

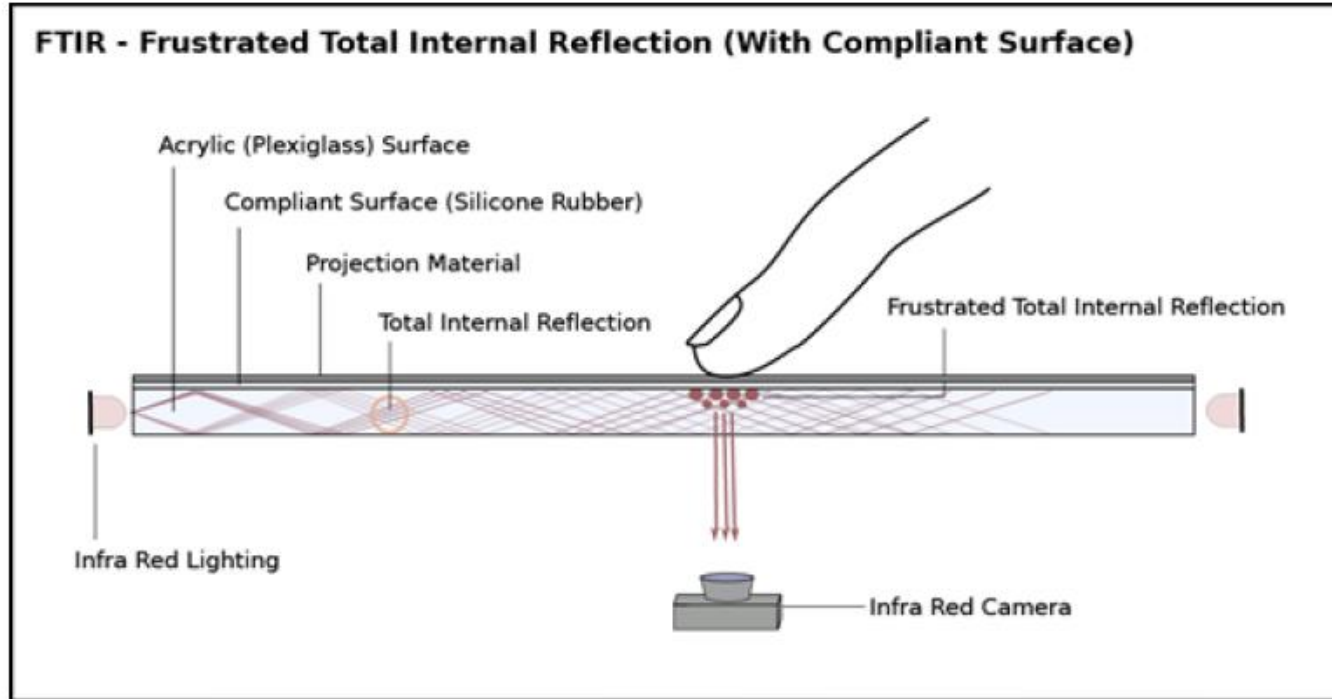


Při zanedbatelné vzduchové mezeře světelný svazek projde bez totálního odrazu

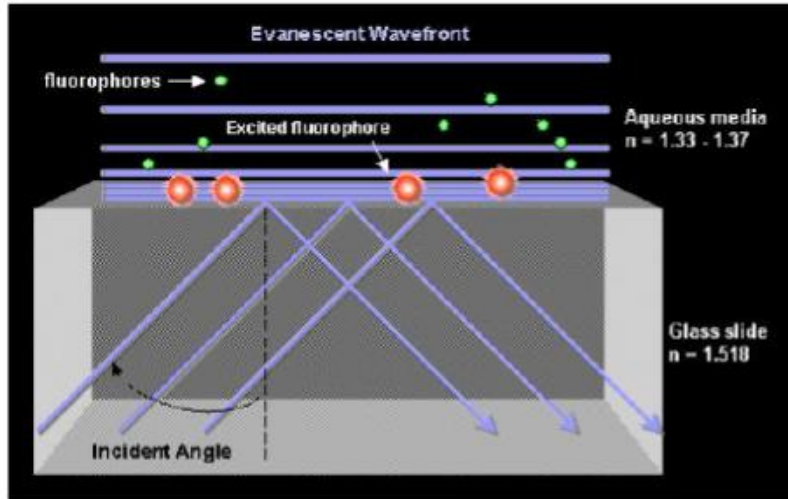


Při vzduchové mezeře srovnatelné s hloubkou vniku se část vlny naváže do dalšího prostředí – není to totální odraz

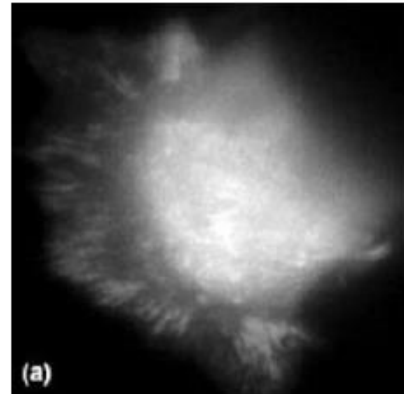
Frustrovaný totální odraz (FTIR)



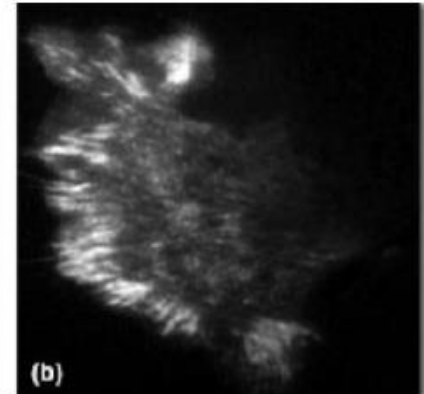
Frustrovaný totální odraz (FTIR)



Obrázek z
konvenčního
fluorescenčního
mikroskopu

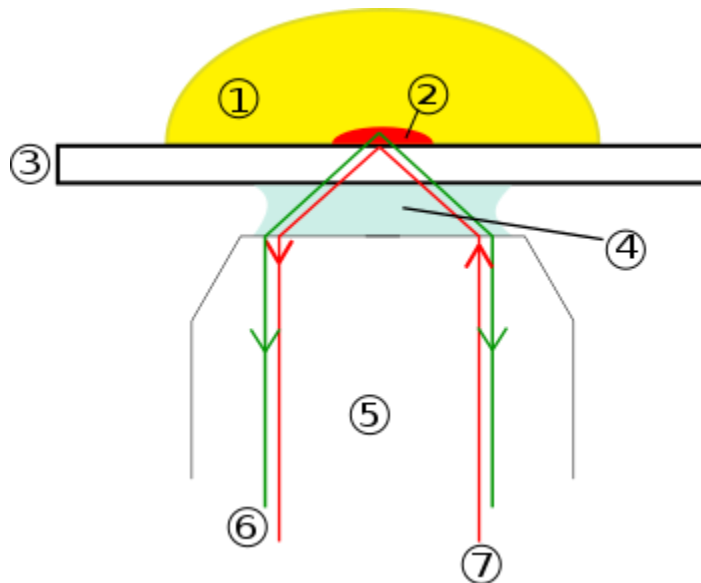


Obrázek FTIR



Frustrovaný totální odraz (FTIR)

TIRFM – total internal reflection fluorescence microscope



(Cis-)total internal reflection fluorescence microscope (TIRFM) diagram

1. Specimen
2. Evanescent wave range
3. Cover slip
4. Immersion oil
5. Objective
6. Emission beam (signal)
7. Excitation beam