

1. Světlo

1.1.Částicový model

1.2.Paprskový model

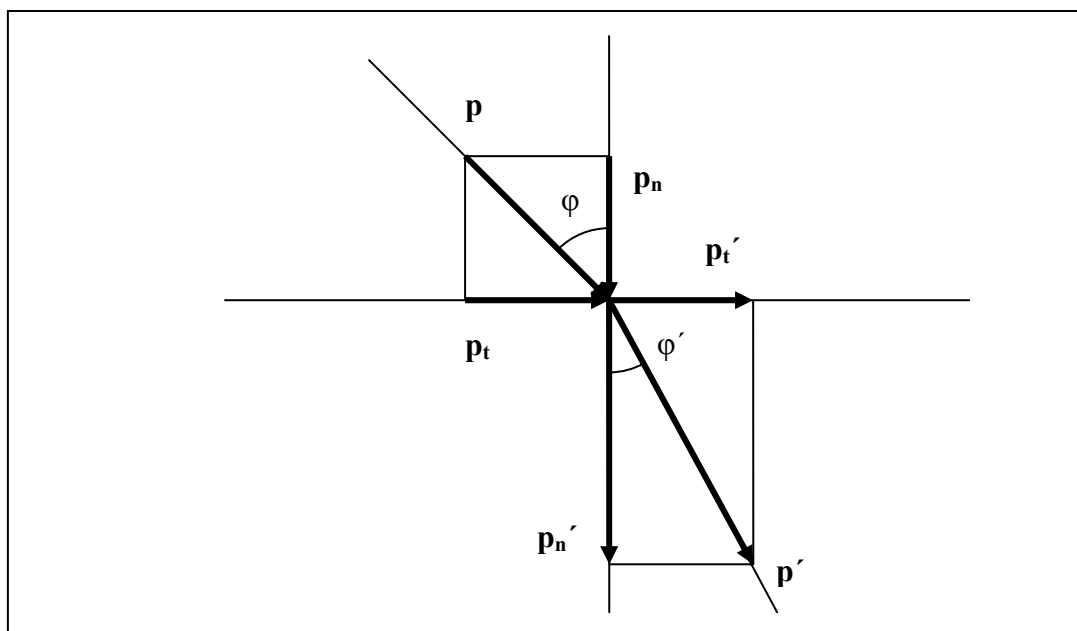
1.2.Vlnový model

1. Světlo

Samozřejmou, ale těžkou otázkou je: Co je světlo? Následuje otázka: Jak se šíří světlo? Na takové otázky je nesnadné odpovídat, ale řešení je v tom, že na základě našich zkušeností navrhne model a jeho vlastnosti porovnáme se skutečností – s experimentem. Ty modely mohou být docela různé a dokonce protichůdné, ale převládne ten, který se od přírody liší co nejméně. Historicky se vyvinuly takové modely tři, ale to zdaleka nevystihuje možnosti pronikat k podstatě problému.

1.1.Částicový model

I.Newton (1642-1727) navrhl v analogii s mechanikou představu o světle jako souboru velmi malých, pružných částic, které mohou pronikat látkou. Např. lom světla je možné vysvětlit, viz obr.1.1 , změnou hybnosti částice při průchodu rozhraním.



Obr.1.1.1 Lom světla na rozhraní podle Newtona

Tangenciální složka se na rozhraní zachovává

$$p_t = p'_t \quad (1.1.1)$$

Z experimentu je známo, že světlo se láme při přechodu z řidšího prostředí do hustšího ke kolmici, proto $p'_n > p_n$ a platí

$$\sin \varphi = \frac{p_t}{p} \qquad \sin \varphi' = \frac{p'_t}{p'} \qquad (1.1.2)$$

Po úpravě

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'} = \frac{v'}{v} \qquad (1.1.3)$$

Ukázalo se, že poměr rychlostí je opačný. V tomto případě se částicový model dostal do rozporu s experimentem. I z jiných důvodů na řadu let upadl tento přístup do zapomenutí.

V roce 1900 Max Planck (1858-1947) použil při výkladu záření absolutně černého tělesa představu, že energie záření je kvantována. Byl to spíše matematický předpoklad, ale ukázal se jako fyzikální realita a základ kvantové teorie. Vysvětlení spektrální závislosti záření absolutně černého tělesa, viz obr.1.1.2 a obr.1.1.2.a, odolávalo pokusům klasického přístupu. Správný vztah publikovaný M.Planckem je

$$E(\nu) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT}} \qquad (1.1.4)$$

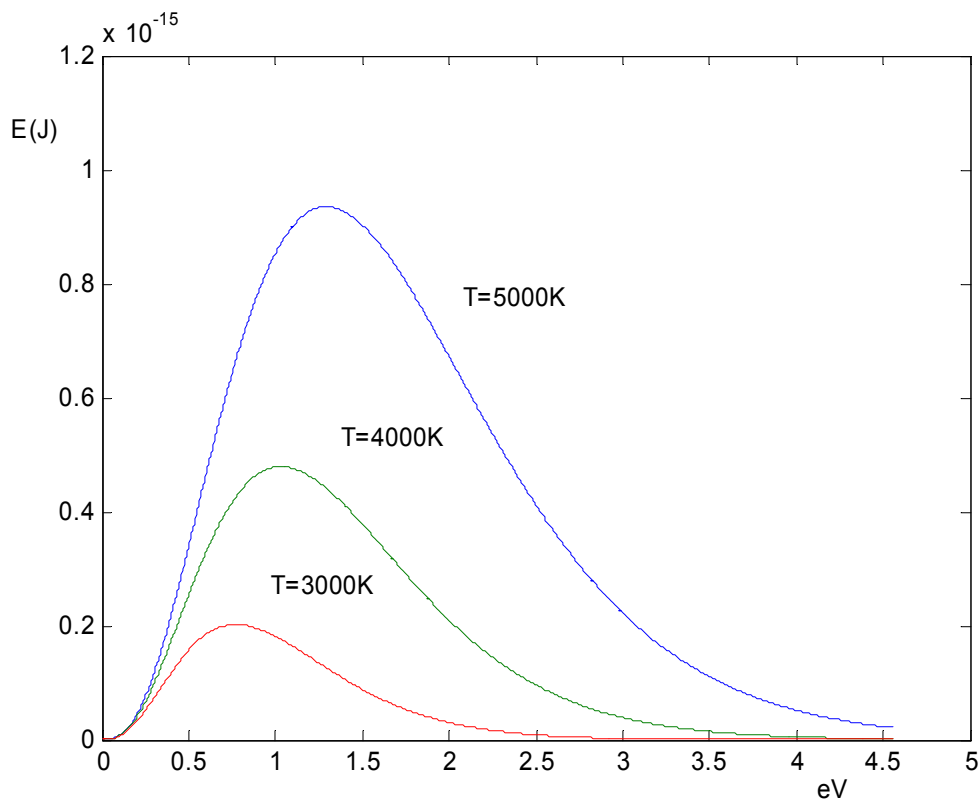
Kde c je rychlost světla, T absolutní teplota, k Boltzmannova konstanta a konečně h , později nazvaná, Planckova konstanta

$$h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \qquad (1.1.5)$$

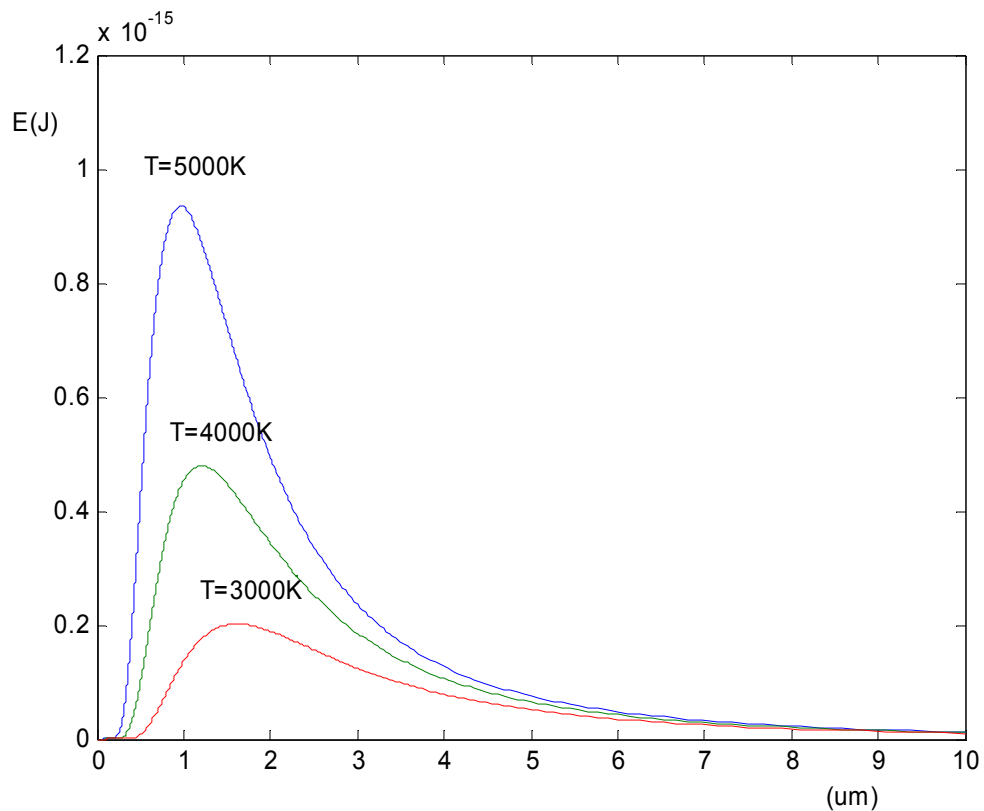
Ten základní předpoklad o hodnotě energie jednoho kvanta je

$$E = h\nu \qquad (1.1.6)$$

Toto množství, jakási kvazičástice, byla nazvána foton. Z pohledu modelů světla je to vlastně návrat k částicovému modelu. Po tomto začátku následovaly v rychlém sledu další důkazy i když zpočátku byly přijímány s nedůvěrou.

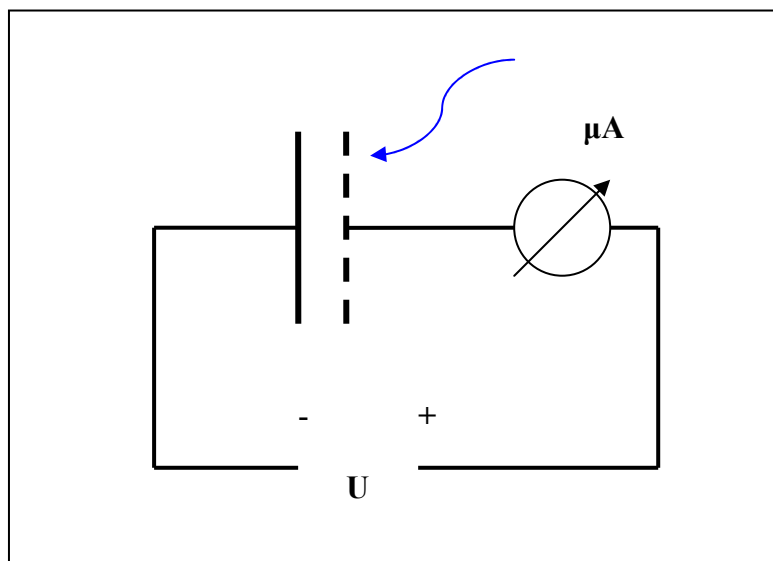


Obr 1.1.2 Záření absolutně černého tělesa v závislosti na energii fotonu v eV.



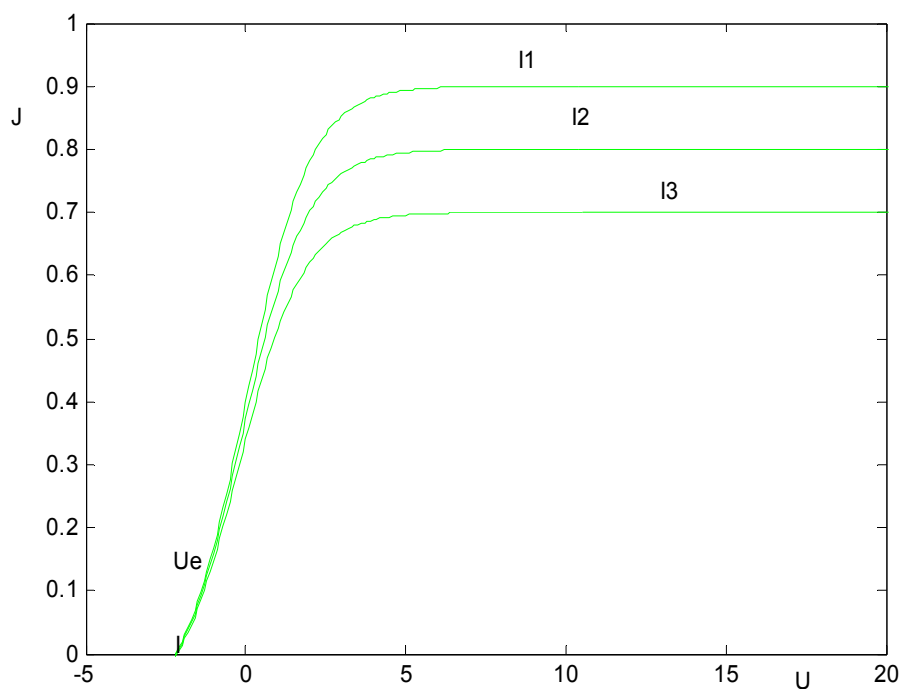
Obr. 1.1.2a Záření absolutně černého tělesa v závislosti vlnové délce v μm .

Dalším úspěšným krokem bylo vysvětlení fotoefektu Albertem Einsteinem (1879 – 1955) v roce 1905. Experiment byl znám dříve, ale jeho vysvětlení rovněž odolávalo klasickým představám. Uspořádání pokusu je na obr. 1.1.3 .

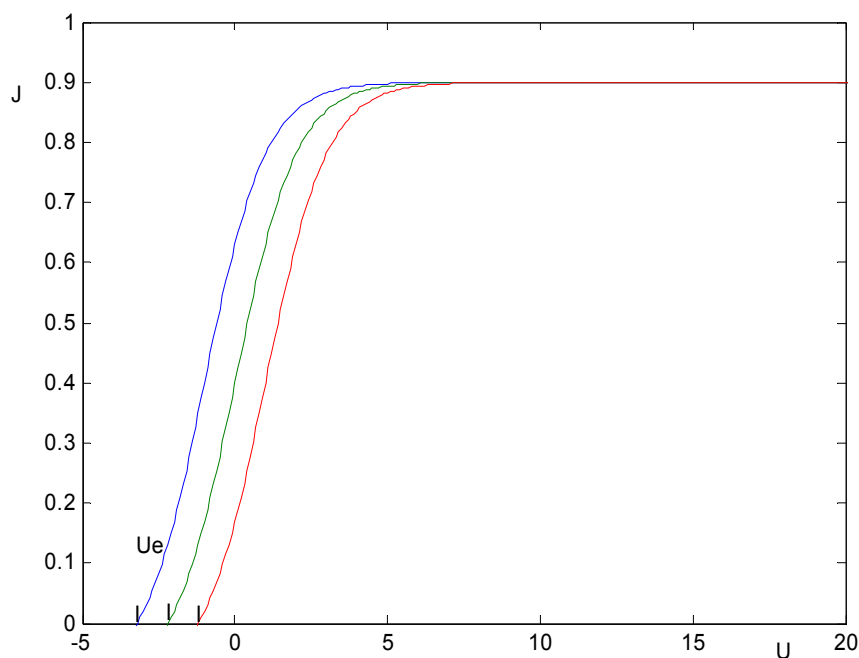


Obr. 1.1.3 Experimentální uspořádání pro měření fotoefektu

Ultrafialové záření, které dopadá na kovovou desku, donutí vystoupit elektrony do prostoru. Ty jsou přitaženy kladně nabitou elektrodou, vznikne fotoproud. Základní experimentální charakteristiky jsou na obr.1.1.4 a 1.1.5.



Obr.1.1.4 Závislost fotoproudu na napětí pro různé intenzity světla s stejnou vlnovou délkou.



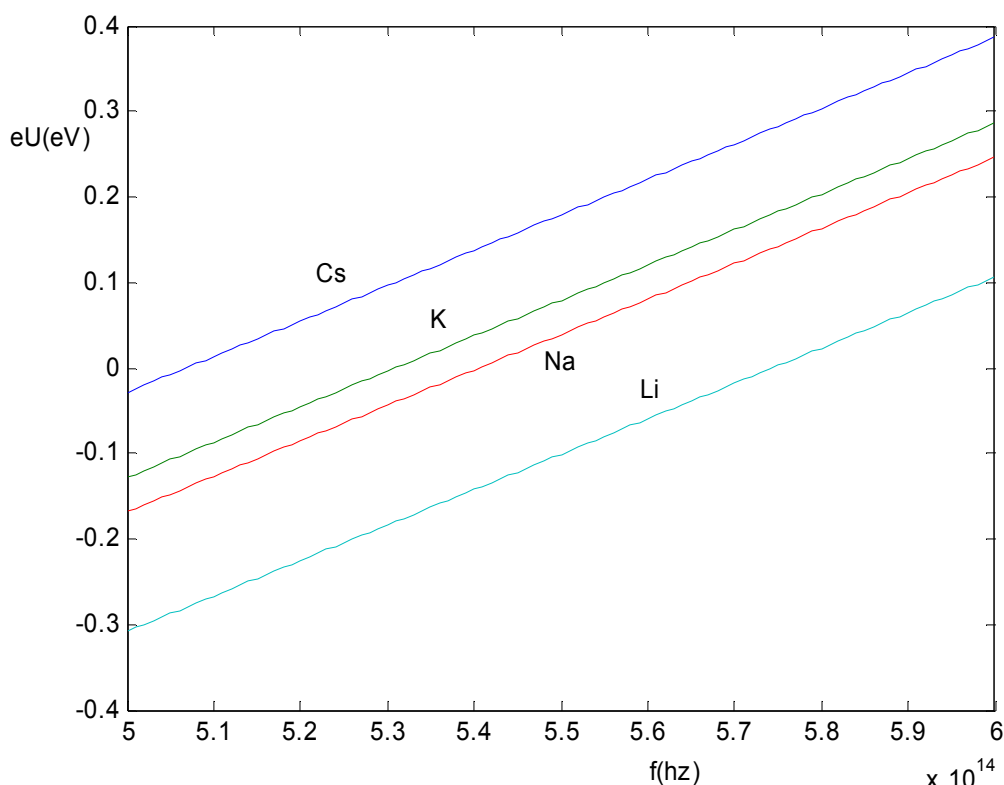
Obr 1.1.5. Závislost fotoproudu na napětí pro různé vlnové délky a stejnou intenzitu světla.

Voltampérová charakteristika fotoefektu začíná u záporného prahového napětí U_e , pak foton proud roste až do nasyceného stavu, kdy jsou všechny elektrony přitaženy kladnou elektrodou. Pro monochromatické světlo roste foton proud úměrně s intenzitou světla. Pro různé vlnové délky, respektive frekvence, jsou si křivky podobné, ale významně se liší různými hodnotami U_e , které se mění úměrně frekvenci světla.

Einsteinovo vysvětlení je založeno na Plackově představě kvantování energie navíc s představou určité lokalizace fotonu. Pak zákon zachování energie

$$h\nu = eU_e + \Phi \quad (1.1.7)$$

kde na pravé straně je energie vystupujícího elektronu eU_e a Φ je tzv. výstupní práce, tedy energie elektronu nutná k opuštění kovu. Výsledek je na obr.1.1.6 kde směrnici přímk je Planckova konstanta h , a na ose y můžeme stanovit výstupní práci, která je materiálovou konstantou.



Obr.1.1.6 Závislost energie fotoelektronů eU na frekvenci dopadajícího světla pro cesium, draslík, sodík a lithium.

Dalším skvělým potvrzením této myšlenky byl Comptonův pokus (1922). Při dopadu fotonu na elektron se vyzáří foton s menší energií a v jiném směru, rovněž elektron má po srážce jinou energii a směr. Vysvětlení se přímo nabízí v kombinaci zákona zachování energie a zákona zachování hybnosti.

Částicový model se úspěšně prosadil i když se souběžně v optice využíval vlnový model. Je pochopitelné, že představa nelokalizované vlny a současně silně lokalizované kvazičástice fotonu vyvolávala diskuse o oprávněnosti toho či onoho modelu. Řešení tohoto dualismu vlna-částice navrhl v roce 1929 Louis de Broglie (1892-1968), který vycházel z představy, že každé částici lze přiřadit vlnu a naopak. Vztahy mezi energií E , hybností p , vlnovou délkou λ a frekvencí ν jsou

$$E = h\nu \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (1.1.8)$$

nebo

$$E = \hbar\omega \quad p = \hbar k \quad (1.1.9)$$

Kde

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.1.10)$$

Např. pro rovinnou vlnu můžeme použít zápis

$$\psi = Ae^{-i(\omega t - kx)} = Ae^{-i(Et - px)/\hbar} \quad (1.1.11)$$

Názornou představu o fotonu můžeme budovat na základě částečně lokalizovaného vlnového klubka v prostoru i v čase.

Rozpor mezi vlnovým a částicovým modelem byl přístupem L.deBroglieho odstraněn. Tam, kde se projevují kvantové vlastnosti používáme s výhodou představu fotonu (vznik světla, detekce světla, absorpce, disperze), v klasické optice je naopak výhodné použít představu vlny.

1.2.Paprskový model

V těch jednodušších případech, jako je např. geometrická optika, můžeme zanedbat vlnovou povahu světla ($\lambda \rightarrow 0$) a spokojit se s představou, že světlo se šíří po křivkách. V takovém případě se pro popis tvaru křivky využívá Fermatův princip (Pierre de Fermat 1601-1665, 1650): světlo se šíří prostředím tak, že zaujme dráhu na níž je doba extrémální.

Zavedeme pojem optická dráha

$$dl = nds \quad (1.2.1)$$

Kde ds je element geometrické dráhy. Platí

$$ds = vdt \rightarrow dt = \frac{ds}{v} = \frac{nds}{c} = \frac{dl}{c} \rightarrow dt \approx dl \quad (1.2.2)$$

Místo minimální doby hledáme minimální optickou dráhu, pro kterou platí mezi body A a B

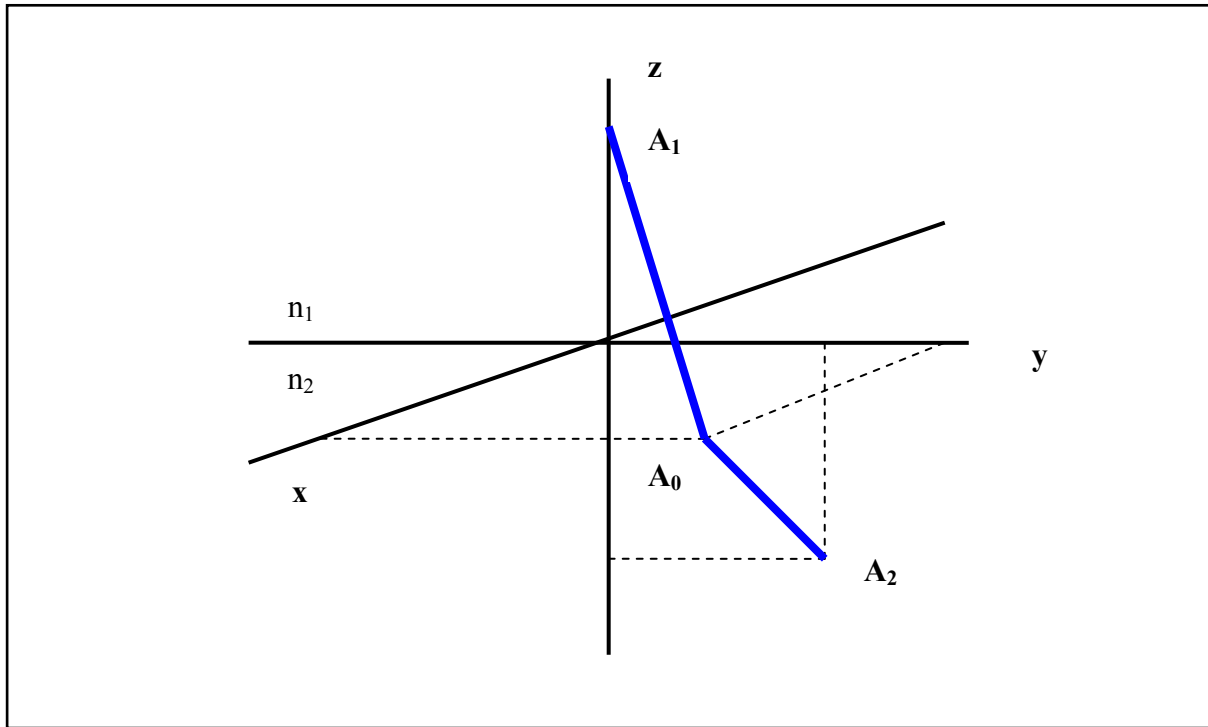
$$\delta l = \delta \int_A^B nds = 0 \quad (1.2.3)$$

Přímočaré šíření světla. V homogenním prostředí nezávisí n na souřadnicích a platí

$$\delta l = n\delta \int_A^B ds = 0 \quad (1.2.4)$$

Řešením je přímka, respektive úsečka AB.

Lom světla. Postupujeme podle zadání na obr.1.2.1. Body $A_1(0,0,z_1)$, $A_0(x,y,0)$, $A_2(0,y_2,z_2)$ jsou voleny dostatečně obecně.



Obr.1.2.1 Průchod paprsků rozhraním materiálů o indexech lomu n_1 a n_2 .

Pro optickou dráhu dostaneme

$$l(x, y, z) = n_1(x^2 + y^2 + z_1^2)^{1/2} + n_2(x^2 + (y - y_z)^2 + z_2^2)^{1/2} \quad (1.2.5)$$

Z podmínek minimalizace

$$\frac{\partial l}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial l}{\partial y} = 0 \quad (1.2.5)$$

Dostaneme

$$\frac{\partial l}{\partial x} = \frac{n_1 x}{(x^2 + y^2 + z_1^2)^{1/2}} + \frac{n_2 x}{(x^2 + (y - y_z)^2 + z_2^2)^{1/2}} = 0 \quad (1.2.6)$$

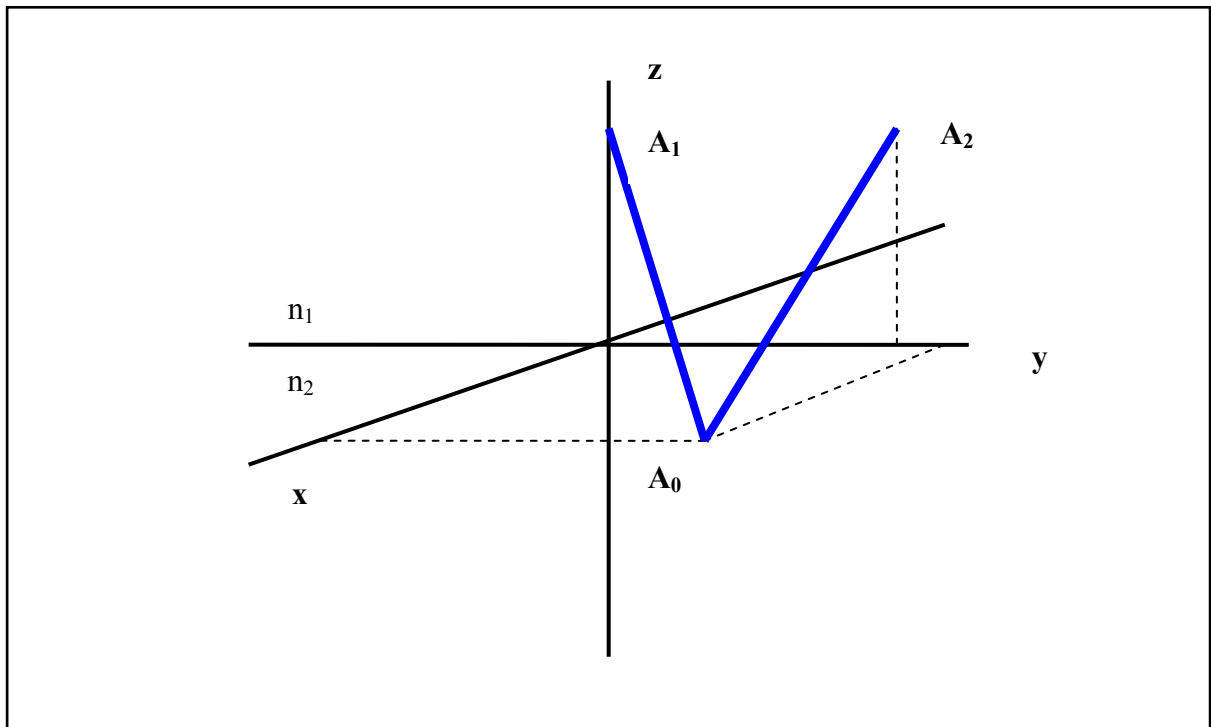
Odtud $x=0$ a tedy paprsky leží v rovině dopadu. Z další podmínky

$$\frac{\partial l}{\partial y} = \frac{n_1 y}{(x^2 + y^2 + z_1^2)^{1/2}} + \frac{n_2 (y - y_z)}{(x^2 + (y - y_z)^2 + z_2^2)^{1/2}} = 0 \quad (1.2.7)$$

Po úpravě získáme známý Snellův zákon

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2 \quad (1.2.8)$$

Odraz světla. Postupujeme zcela analogicky. Zvolíme body, viz obr.1.2.2, $A_1(0,0,z_1)$, $A_0(x,y,0)$, $A_2(0,y_2,z_1)$.



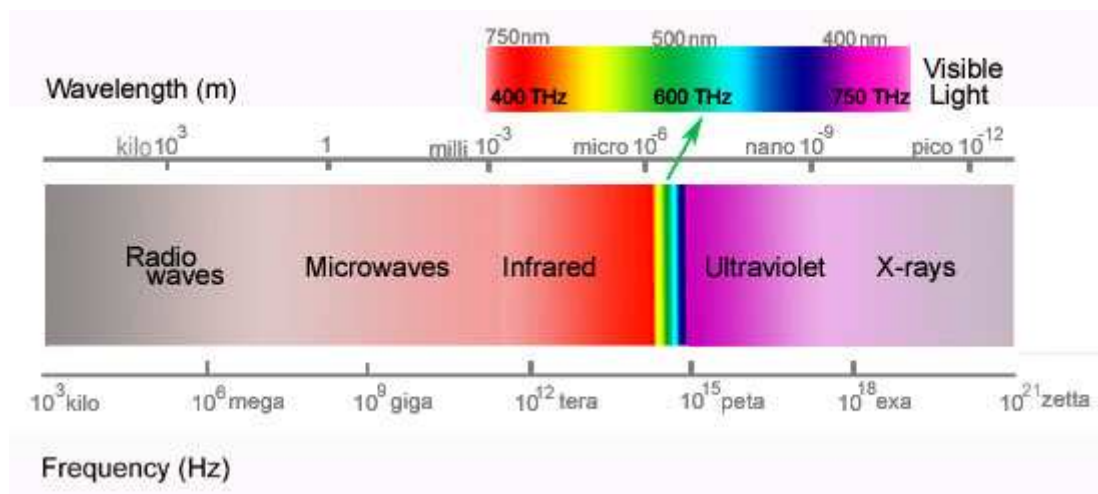
Obr.1.2.2 Odraz paprsků na rozhraní materiálů o indexech lomu n_1 a n_2 .

Výsledkem bude, že odražený paprsek leží v rovině dopadu a známý výsledek

$$\varphi_1 = \varphi_2 \quad (1.2.9)$$

1.3.Vlnový model světla

Prakticky celá přednáška dále využívá vlnový model světla. Z historie stačí připomenout, že tato představa začíná v 17. stol. (Ch. Huygens 1629-95) a byla silně rozvinuta v 18.stol. Základem byla však mechanická představa kmitajícího éteru. V 19.stol. jasně převládla teorie elektromagnetického pole.



http://www.nist.gov/public_affairs/newsfromnist_frequency_combs.htm

Obr.1.3.1. Schematické znázornění spektra elmag. záření