Strhování světla pohybem prostředí.

V. Posejpal.

Přednáška, konaná v J. Č. M. F. dne 12. ledna 1932.

(Došlo 11. února 1932.)

1. Budiž c_1 rychlost světla v libovolném klidném prostředí o indexu lomu n. Dostane-li se prostředí do pohybu, změní se c_1. Budiž p rychlost tohoto pohybu a budiž na př. směr pohybu totožný se směrem, kterým postupuje světlo. Pak rychlost c_1 se změní na c_2, která však není rovna součtu obou rychlostí, nýbrž platí pouze $c_2 = c_1 + kp$, kdež k je pravý zlomek. Pravíme, že světlo je pohybem prostředí strhováno jen částečně a k nazýváme strhovací koeficient. Byl to Fresnel,[1]) který první r. 1818 určil k pro průhledná prostředí a sice odvodil, že $k = 1 - \frac{1}{n^2}$. Je zvykem nazývati tento výraz strhovací koeficient Fresnelův. Později bylo k stanoveno z elektromagnetické teorie světla a tento způsob jeho odvození je na př. velmi pěkně podán v Lorentzových přednáškách.[2])

Úkolem dnešní přednášky je odvoditi strhovací koeficient na základě představ, které si činím o povaze světového éteru.

2. Podle těchto představ je éter prostředí o struktuře korpuskulární. Éterovou částici jsem nazval podle Rutherforda neutron a je takto definována: Volný proton a elektron, oba absolutně klidné, představují hmotnou soustavu o jisté potenciální energii. Jejím zmenšením o $h\nu_0$, kdež ν_0 je limitní frekvence ultrafialové vodíkové serie Lymanovy, přejde soustava v normální atom vodíkový o setrvačné hmotě m_H. Zmenšujeme-li její energii dále, přejde po ztrátě energie $m_H c^2$ v částici éterovou, v neutron, o setrvačné hmotě rovné nule. Patrně je takto definovaná částice éterová identická s atomem o čísle atomovém rovném nule, jehož jádro chová jeden proton a jeden elektron. O těchto posledních před-

[1]) Fresnel, Ann. chim. et phys. (2) 9. 56 a 286, 1818; Oeuvres II, p. 627.
[2]) H. A. Lorentz, Lectures on Theoretic. Physics, Vol. III, p. 300, London 1931.

pokládám, že jejich tvar a velikost jsou aspoň v prvém přiblížení nezávislé na energii soustavy proton + elektron, o jejich náboji elektrickém pak že to platí přesně.

Částice éterové jsou tedy nehmotné, nestlačitelné a pohyblivé bez tření. Předpokládám, že v našem prostoru jsou dokonale stěsnány. V elektrickém poli se polarisují, nabývají elektrického momentu. V poli homogenním nebo místně slabě proměnlivém bude polarisovaná částice éterová prakticky stejně volná jako částice neutrální. Avšak v polích místně silně proměnlivých, tedy poblíže elektronů, protonů nebo jader atomových podléhají silně polarisované částice výsledné síle, čímž vzniká kolem těchto jader obal éteru polarisovaného, nehybného, atomem nebo molekulou unášeného. Považuji za samozřejmé, že šíření se rozruchů elektromagnetických v tomto obalu bude jiné než v éteru volném, ať polarisovaném nebo normálním.

3. Uvažujme prostředí homogenní, isotropní, skrze něž postupuje elementární paprsek světelný, foton, daný kvantem $h\nu$. Budiž s průměrná vzdálenost dvou atomů, respektive molekul, ve směru postupu světla. Budiž d průměrná délka trati, kterou na dráze s foton vykoná v éteru polarisovaném a atomem (molekulou) unášeném, δ průměrná délka trati v éteru volném. Veličiny s, d, δ nezávisí na tloušťce vrstvy, pokud tato je dosti veliká, na směru paprsku a na tom, zda prostředí je vůči volnému éteru v klidu nebo v translačním pohybu, jsou to konstanty charakteristické pro dané prostředí a danou frekvenci světelného paprsku. Jeho rychlost ve volném, klidném éteru budiž c, v éteru atomem unášeném c', v prostředí klidném c_1 a c_2 v prostředí se pohybujícím rychlostí p ve směru světla, vše vztaženo ke klidnému éteru.

Budiž nejprve prostředí klidné. Trať $s = d + \delta$ proběhne paprsek za čas $\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c}$ a také za čas $\frac{d+\delta}{c_1}$ tedy

$$\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c} = \frac{d+\delta}{c_1}. \tag{1}$$

Prostředí-li v pohybu, uniká konec trati s fotonu, pokud týž se nachází uvnitř trati δ, čímž se čas $\frac{\delta}{c}$ prodlouží o

$$\frac{\delta}{c}p \cdot \frac{1}{c} + \frac{\delta}{c} \cdot \frac{p}{c} \cdot p\frac{1}{c} + \cdots,$$

je tedy čas spotřebovaný k proběhnutí z atomu do atomu

$$\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c} + \frac{\delta}{c}p\frac{1}{c} + \frac{\delta}{c}\frac{p}{c} \cdot p\frac{1}{c} + \cdots =$$

$$=\frac{d}{c'}+\frac{\delta}{c}\left(1+\frac{p}{c}+\frac{p^2}{c^2}+\cdots\right).$$

Dráha za ten čas vůči klidnému éteru vykonaná je

$$\frac{d}{c'}c'+\frac{d}{c'}p+\frac{\delta}{c}\left(1+\frac{p}{c}+\frac{p^2}{c^2}+\cdots\right)c=$$

$$=d+\frac{d}{c'}p+\delta\left(1+\frac{p}{c}+\frac{p^2}{c^2}+\cdots\right),$$

při čemž člen $\frac{d}{c'}p$ odpovídá tomu, že foton meškaje v éteru atomem unášeném je rovněž rychlostí p unášen. Poněvadž tuto dráhu vykoná paprsek průměrnou rychlostí c_2, platí analogicky

$$\frac{d}{c'}+\frac{\delta}{c}\left(1+\frac{p}{c}+\frac{p^2}{c^2}+\cdots\right)=\frac{d+\frac{d}{c'}p+\delta\left(1+\frac{p}{c}+\frac{p^2}{c^2}+\cdots\right)}{c_2}$$

čili, sečteme-li v závorce

$$\frac{d}{c'}+\frac{\delta}{c}\frac{1}{1-\frac{p}{c}}=\frac{d+\frac{d}{c'}p+\delta\frac{1}{1-\frac{p}{c}}}{c_2}. \tag{2}$$

Z rovnic (1), (2) dostáváme jednoduchým výpočtem (je napsán na tabuli)

$$c_2=c_1+p\left(1-\frac{\delta}{d+\delta}\cdot\frac{1}{n^2}\right)\text{ a tedy } k=1-\frac{\delta}{d+\delta}\cdot\frac{1}{n^2}. \tag{3}$$

Naše úvaha platí pro pozorovatele v éteru klidného. Vizme, jak vypadne pro pozorovatele klidného vůči prostředí.

Pokud prostředí je v klidu, platí rovnice (1)

$$\frac{d}{c'}+\frac{\delta}{c}=\frac{d+\delta}{c_1}. \tag{1}$$

Pohybuje-li se prostředí rychlostí p směrem c_1, zůstane pro pozorovatele rychlost c' nezměněna, rychlosti c a c_2 přejdou v $c-p$, c_2-p a tedy platí

$$\frac{d}{c'}+\frac{\delta}{c-p}=\frac{d+\delta}{c_2-p}. \tag{2'}$$

Z obou rovnic vychází obdobně jako prve (na tabuli podrobný výpočet)

$$c_2 = c_1 + p\left(1 - \frac{\delta}{d+\delta}\cdot\frac{1}{n^2}\right), \quad k = 1 - \frac{\delta}{d+\delta}\cdot\frac{1}{n^2} \tag{3}$$

Tedy se stanoviska pozorovatele klidného vůči prostředí dostáváme pro k stejný výraz (3).

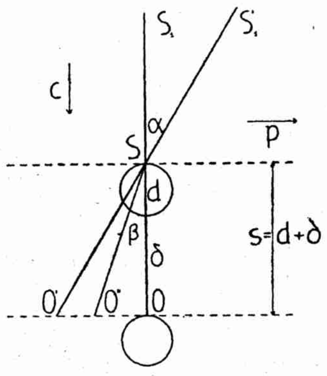
Uvažujme dále případ, kde p má opačný směr s c. Se stanoviska pozorovatele klidného vůči prostředí zůstane opět rovnice (1) v platnosti, při pohybu pozorovatele však přejdou rychlosti c a c_2 v hodnoty $c + p$ a $c_2 + p$, takže platí

$$\frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c+p} = \frac{d+\delta}{c_2+p}. \tag{2''}$$

Řešením (1) a (2'') (napsáno na tabuli) dostáváme

$$c_2 = c_1 - p\left(1 - \frac{\delta}{d+\delta}\cdot\frac{1}{n^2}\right),$$

tedy pro k zase týž výraz (3).



Obr. 1.

Na třetím místě chceme uvažovati případ, kdy p je kolmé na c. Pozorovatel budiž vůči prostředí klidný. Budiž S_1S směr paprsku. Prostředí-li klidné, postupuje paprsek v něm po trati s ve směru SO, jenž budiž zároveň kolmý na rozhraní prostředí. (Obr. 1.) Nastane-li pohyb a odmyslíme-li si prostředí, bude paprsek S_1S míti pro pozorovatele směr $S'_1S\,O'$, a jest $OO' = p\tau$, $\tau = \dfrac{d+\delta}{c}$.

V prostředí paprsek stihne do bodu O'' a jest

$$OO'' = p\tau_1 - p\frac{d}{c'}, \quad \tau_1 = \frac{d}{c'} + \frac{\delta}{c} = \frac{d+\delta}{c_1}.$$

Položíme-li $\frac{d}{c} = k\tau_1$, máme dále $OO'' = (p - pk)\,\tau_1$. Patrně jest k hledaný strhovací koeficient.

Paprsky S'_1S a $S\,O''$ jsou pro pozorovatele ve vztahu paprsku dopadajícího a lomeného a tedy platí $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$, kdež n je index lomu, jak jej měří pozorovatel za pohybu prostředí. Avšak

$$\sin\alpha = \frac{O'O}{O'S} = \frac{p\tau}{\sqrt{p^2\tau^2 + \tau^2c^2}} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + c^2}},\ \sin\beta = \frac{O''O}{O''S} =$$

$$= \frac{p(1-k)\,\tau_1}{\sqrt{p^2(1-k)^2\,\tau_1{}^2 + c_1{}^2\tau_1{}^2}} \text{ a tedy } n = \frac{p}{\sqrt{p^2 + c^2}}\ \frac{\sqrt{p^2(1-k)^2 + c_1{}^2}}{p(1-k)}.$$

Další počet je již snadný (je rovněž na tabuli) a dává $k = 1 - \frac{1}{n^2}$ (4), tedy výraz Fresnelův.

3. Teorie elektromagnetická a princip relativity dávají podle H. A. Lorentze (Lectures on theoretical Physics, Vol. III, London 1931, p. 302, rovnice (8·72))

$$v' = v_0 + \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right) w'_z,$$

tedy pro strhovací koeficient

$$k = 1 - \frac{1}{\mu^2},$$

t. j. hodnotu Fresnelovu.

Zde značí w'_z rychlost prostředí, jež jde směrem osy Z, v' rychlost téhož směru, se kterou se šíří v tomto pohybujícím se prostředí světlo, obojí měřené pozorovatelem v éteru klidným, v_0 rychlost světla v témže prostředí, jak ji měří pozorovatel, který sdílí pohyb prostředí, pro kterého tedy prostředí je v klidu, a μ index lomu téhož světla, měřený tímto pozorovatelem. Podle principu relativity je v_0 rychlostí světla v klidném prostředí. Má tedy v tomto vzorci pro k μ týž význam jako naše n ve vzorci (4) a jsou také oba výrazy identické.

Zavedeme-li do Lorentzovy formule naše veličiny c_2, c_1, p, n, kde zejména tedy $n = \frac{c}{c_1}$, značí index lomu měřený pozorovatelem v éteru klidným v prostředí rovněž klidném, dostáváme podle Lorentze, který tuto substituci tamtéž provedl

$$c_2 = c_1 + \frac{\nu}{n} \cdot \frac{dn}{d\nu}\,p + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) p,$$

kdež ν je frekvence uvažovaného světla, měřená pozorovatelem v éteru klidným.

Z toho tedy vychází pro strhovací koeficient

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} + \frac{\nu}{n} \cdot \frac{dn}{d\nu}.$$

Tento výraz, jenž se vztahuje na týž případ, jako náš vzorec

$$k = 1 - \frac{\delta}{d + \delta} \cdot \frac{1}{n^2}, \tag{3}$$

je s tímto naším vzorcem v dobrém formálním souhlase. Poněvadž $\frac{\delta}{d + \delta}$ je vždy menší jedničky a kladné, je náš strhovací koeficient vždy větší než koeficient Fresnelův. Obdobně ve vzorci Lorentzově pro normální dispersi je vždy $\frac{dn}{d\nu}$ kladné, tedy i Lorentzův koeficient je vždy větší než Fresnelův. Náš vzorec (3) však platí samozřejmě jen pro normální dispersi, t. j. pro případy, kdy fotony vnikající do obalu éterového jím procházejí beze změny, tedy kdy prostředí je pro ně dokonale průhledné.

Lorentz praví, že jeho korekčním členem zavedeným do strhovacího koeficientu je poněkud porušen souhlas Michelsonových pokusů s teorií, že však naopak pokusy Zeemanovy z roku 1915 podaly výsledek, který s takto opraveným vzorcem je v dokonalém souhlase.[3])

4. Význam našeho výsledku není vyčerpán tím, že byl získán prostým názorem na základě svrchu vyložené hypotésy éterové. Jeví se také ve fysikálních důsledcích, k nimž vzorec

$$k = 1 - \frac{\delta}{d + \delta} \cdot \frac{1}{n^2}$$

vede. Podle jeho odvození by se totiž zdálo, že veličiny d a δ a tedy podíl $\frac{\delta}{d + \delta}$, který v následujícím budeme krátce vyznačovati l, jsou konstantami prostředí, nezávislými na frekvenci uvažovaného světla. Ve skutečnosti tomu tak není, l závisí na frekvenci, jak ukazují velmi přesná měření Zeemannova na tekoucí vodě,[4]) vykonaná při rychlosti $p = 553{\cdot}6\ cm/sek$. Označíme-li

[3]) Proti dosavadním odvozováním strhovacího koeficientu učinil vážné námitky Charles L. R. E. Menges, C, R. t. 175, 574—577; 868—869; 1922. Phil. Mag. (6) 49, 579—583, 1925; (7) 1, 1198—1201, 1926.

[4]) P. Zeeman, Expériences sur la propagation de la lumière dans les milieux liquides ou solides en mouvement. Archives Néerland des Sciences exactes et naturelles, série III A, Tome X, p. 232, 1927.

písmenem k_0 koeficient Fresnelův $1 - \frac{1}{n^2}$, obdržíme snadno pro l výraz

$$l = \frac{1 - k}{1 - k_0}. \tag{5}$$

Tabulka I podává přehled výsledků, λ je délka vlnová v Angströmech.

Tabulka I.

λ	4500	4580	5461	6870
k_0 (Fresnel)	0·443	0·442	0·439	0·435
k (Zeeman exp.)	0·465	0·463	0·451	0·445
l	0·961	0·962	0·979	0·982
$a \,.\, 10^{-8}$ *cm*	0·924	0·926	0·936	0·945

Vidíme z ní, že l roste s vlnovou délkou λ. Avšak roste-li l, roste δ a klesá d, poněvadž $d + \delta$ je konstantou prostředí. Tedy s rostoucí délkou vlnovou d klesá a naopak. Musíme z toho usuzovati, že fotony nevnikají obecně libovolně hluboko do éterového obalu vodní molekuly, že část toho obalu je pro ně neprostupná a to část tím větší, čím frekvence fotonu je menší. Ať již tvar vodní molekuly je jakýkoliv, můžeme vždy objem éterového obalu vyjádřiti objemem koule o nějakém poloměru R. Považuji za přirozené, že je to právě éterový obal, který rozhoduje o velikosti molekuly, jak se jeví při pochodech mechanických, na př. při vnitřním tření. Z koeficientu vnitřního tření byl určen poloměr vodní molekuly ve vodní páře hodnotou $1{\cdot}45 \,.\, 10^{-8}$ *cm*. Vycházeje z této hodnoty určil jsem, úplně nezávisle na strhovacím koeficientu, velikost oné pro fotony neprostupné části obalu éterového. Vyjádříme-li analogicky její objem koulí o poloměru a, dostáváme pro délky vlnové tabulky I hodnoty a tamtéž v posledním řádku uvedené. Vidíme, že opravdu jest a tím menší, čím menší je l. Dodejme, že hodnoty a uspokojivě splňují lineární vztah $a = \alpha + \beta\lambda$. (Projekce.) Strhovací koeficient námi odvozený nás tudíž přivádí k velmi významnému důsledku, že totiž elementární paprsek světelný nevniká do nitra atomového nebo molekulového libovolně hluboko, atom nebo molekula mu klade v cestu neprostupný objem (nepoměrně veliký proti rozměrům jádra) tím větší, čím frekvence paprsku je menší.

Nechci zamlčeti, že k tomuto důsledku jsem byl přiveden již dříve na docela jiném poli a to nejprve úvahami o absorpci a dispersi X-paprsků. Okolnost, že měření strhovacího koeficientu také k témuž důsledku vede, je cenná jednak tím, že se tu jedná o docela rozdílný obor frekvenční, jednak že nepotřebujeme nic