Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

František Záviška

O étheru. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 47 (1918), No. 2-3, 163--186

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/122327`

p odepřeme ji na rozích opěrnými kotoučky. Rozkmitáme-li pak středově desku znějící tyčí ($l = 89\,cm$), objeví se na podložce obrazec 15.

Svým vzhledem se celkem shoduje s obrazcem 6. Vírné sesílení se nalézá pod vnějšími stranami jamek tak, jako se nalézalo pod otvory rozborné desky nehybné, nad níž kmitala jiná obrazotvorná deska.

Z nynějšího pokusu vychází na jevo, že kmitací deska, opatřená přiměřenými jamkami, může co do účinků zastoupiti určitou desku rozbornou, nad níž kmitá deska obrazotvorná. Anebo: změníme-li otvory kmitací desky v jamky, změníme rázem obrazec, na němž se vírné sesílení nachází uvnitř, v jiný s vírným sesílením vnějším (obr. 7. a obr. 6.), t. j. obrátíme tím směrový smysl prstencového víření pod kmitací deskou.

Podobné pokusy lze konati též deskami s jiným seskupením otvorů.

O étheru.

Napsal Dr. **Frant. Záviška.**

(Pokračování.)

Přejděme nyní k problému odrazu a lomu na rozhraní dvou isotropických, průhledných látek. Jak řečeno, byla tato úloha řešena již Fresnelem; vzorce jím odvozené byly měřením úplně potvrzeny; nepatrné odchylky v některých případech pozorované souvisely, jak jest dnes jisto, s vlivem povrchových vrstev. Fresnel provedl řešení pro dva základní případy, na něž každý jiný případ se dá převésti: jednak pro případ, že dopadající vlna jest lineárně polarisována v rovině dopadu, jednak pro případ, že jest polarisována k ní kolmo. Je-li nyní A amplituda vlny dopadající, A_r amplituda vlny odražené, A' vlny lomené, pak, nehledíme-li ovšem ke znamením, jež udávají změnu fáze, jest dle Fresnela v prvním případě (dopadající vlna polarisována v rovině dopadu)

$$\frac{A_r}{A} = \frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{2 \cos \alpha \sin \alpha'}{\sin(\alpha + \alpha')}, \qquad (3)$$

kdežto v druhém případě (dopadající vlna polarisována k rovině dopadu kolmo) platí

$$\frac{A_r}{A} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}(\alpha + \alpha')}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha + \alpha')\cos(\alpha - \alpha')}, \tag{4}$$

při tom α jest úhel dopadu, α' úhel lomu.

Jde nyní o to, odvoditi tyto vzorce z elastické theorie světla. Tu nutno nejdříve znáti podmínky, jež musí býti splněny na rozhraní obou ústředí. Bylo již řečeno, že podmínky, jež si Fresnel zvolil, jsou rozhodně nesprávné, také podmínky Neumannovy a Mac Cullaghovy neplynou přímo z elastické theorie. Cauchy, který se problémem odrazu a lomu zabýval ve třech pracích, a v každé formuloval podmínky na rozhraní jinak, rozhodl se v poslední práci pro t. zv. princip kontinuity. Dle něho jsou v rozhraní spojité všechny tři kompenenty výchylky étherové částice ξ, η, ζ, dále jich derivace dle normály. Ale to je ve skutečnosti splněno jen tehdy, když konstanty pružnosti étheru jsou ve všech látkách tytéž, obecně Cauchy-ův princip kontinuity neplatí. Správné podmínky platící v rozhraní dvou pevně pružných ústředí odvodil teprve Green. Dle nich musí býti v rozhraní spojité nejdříve všechny tři složky *výchylky* étherové částice. K této podmínce povahy kinematické přistupuje pak podmínka dynamická, jež vyžaduje spojitost všech tří složek *napětí* účinkujícího na jednotku plošnou ležící v rozhraní. Volíme-li tedy osu z tak, aby byla normálou rozhraní, pak ony složky napětí se označují X_z, Y_z, Z_z, a jest

$$\begin{gathered} X_z = n\left(\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial x}\right), \quad Y_z = n\left(\frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial y}\right), \\ Z_z = \left(k - \frac{2}{3}n\right)\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right) + 2n\frac{\partial \zeta}{\partial z}; \end{gathered} \tag{5}$$

tyto veličiny musí se měniti spojitě při průchodu rozhraním. Máme tedy obecně šest podmínek; ve zvláštních případech jich počet se zmenší, poněvadž některé jsou pak splněny identicky.

Nechť tedy dopadá na rozhraní lineárně polarisovaná transversální vlna, *kmity* nechť se dějí *kolmo* k dopadové rovině. Tuto si zvolíme za souřadnou rovinu *yz*, osa z jest normálou dopadu, takže v dopadající vlně jen složka ξ výchylky étherové částice jest od nuly rozdílná, složky η a ζ vymizí. Je patrno přímo a z podmínek na rozhraní to také plyne, že totéž platí i pro vlnu odraženou i lomenou, takže v tomto případě vznikají odrazem a lomem *jen transversální vlny*. Tím se počet značně zjednoduší. Ze šesti podmínek v rozhraní zbudou jen dvě; veličiny η, ζ, Y_z a Z_z vymizí (ξ totiž patrně závisí jen na y, z a t), takže podmínku spojitosti splňují identicky, zbývá tedy jen spojitost ξ a X_z. Jednoduchý počet, který tu netřeba reprodukovati, vede k těmto výrazům pro amplitudu A_r vlny odražené a amplitudu A' vlny lomené:

$$\frac{A_r}{A} = \frac{\frac{n}{v}\cos\alpha - \frac{n'}{v'}\cos\alpha'}{\frac{n}{v}\cos\alpha + \frac{n'}{v'}\cos\alpha'}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{2\frac{n}{v}\cos\alpha}{\frac{n}{v}\cos\alpha + \frac{n'}{v'}\cos\alpha'},$$

kdež n a v (modul pružnosti tvarové a rychlost transversálních vln) se vztahují k mediu, v němž světlo dopadá, n' a v' k mediu, do něhož se lomí, dále α a α' jsou zase úhly dopadu a lomu, A amplituda vlny dopadající. Při tom platí mezi úhlem dopadu a úhlem lomu známý vztah

$$\sin\alpha : \sin\alpha' = v : v' = N. \tag{6'}$$

Kdyby nyní bylo $n = n'$, tedy *pružnost* étheru byla v obou látkách táž, máme nejdříve

$$\frac{A_r}{A} = \frac{v'\cos\alpha - v\cos\alpha'}{v'\cos\alpha + v\cos\alpha'}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{2v'\cos\alpha}{v'\cos\alpha + v\cos\alpha'},$$

z čehož plyne vzhledem k rovnici (6′) po jednoduché úpravě

$$\frac{A_r}{A} = -\frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{2\cos\alpha\sin\alpha'}{\sin(\alpha + \alpha')},$$

čili až na znamení ve výrazu pro A_r, k němuž, jak řečeno, nehledíme, rovnice (3) platící pro světlo polarisované *v rovině dopadu.*

Kdybychom naopak supponovali, že *specifická hmota* étheru je všude táž, tedy $\varrho = \varrho'$, pak nejdříve z rovnic

$$v = \sqrt{\frac{n}{\varrho}}, \quad v' = \sqrt{\frac{n'}{\varrho'}}$$

plyne

$$n : n' = v^2 : v'^2 = \sin^2 \alpha : \sin^2 \alpha',$$

kombinací s rovnicí (6′) obdržíme

$$\frac{n}{v} : \frac{n'}{v'} = \sin \alpha : \sin \alpha',$$

a dosazením do první rovnice (6) máme

$$\frac{A_r}{A} = \frac{\sin \alpha \cos \alpha - \sin \alpha' \cos \alpha'}{\sin \alpha \cos \alpha + \sin \alpha' \cos \alpha'},$$

aneb po jednoduché úpravě

$$\frac{A_r}{A} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}(\alpha + \alpha')}.$$

Analogicky pak nalezneme

$$\frac{A'}{A} = \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha + \alpha') \cos(\alpha - \alpha')};$$

obdrželi jsme tedy rovnice (4) platící pro světlo polarisované *kolmo k rovině dopadu.*

Rovina kmitová jest podle předpokladu kolmá k rovině dopadové; abychom tedy dosáhli souhlasu se vzorci (3), resp. (4), musíme v prvním případě (pružnost stejná) supponovati, že rovina kmitová a rovina polarisační jsou k sobě navzájem kolmo, jak učinil Fresnel, v druhém případě (specifická hmota stejná), že jsou si parallelní, jak učinili Neumann a Mac Cullagh. Je-li tedy kmitová rovina v dopadající vlně kolmá k rovině dopadové, vedou obě supposice stejně k správným výsledkům. Rychlost vln longitudinálních může býti libovolná; ty tu nevystupují.

Daleko obtížnější je případ druhý, kdy kmity v dopadající vlně jsou s dopadovou rovinou rovnoběžné. Dopadající vlna nechť jest zase čistě transversální, kmity v ní se tedy dějí kolmo k směru, kterým se šíří, čili kolmo k paprsku. Vzhledem k symetrii je patrno, že i v odražené i v lomené vlně budou kmity zase s dopadovou rovinou rovnoběžné, ale ovšem nemusí býti a nejsou kolmé k paprsku, tyto vlny nejsou čistě transversální, ale musíme rozeznávati odraženou vlnu transversální a longitudinální a stejně dvě vlny lomené. Je to patrno i z podmínek na rozhraní. Poněvadž kmity ve všech vlnách jsou rovnoběžné s dopadovou rovinou, čili s rovinou yz, jest všude $\xi = o$, podobně všude vymizí X_z, jak patrno z první rovnice (5), neboť nic nezávisí na x, takže jest $\frac{\partial \xi}{\partial x} = o$. Dvě z podmínek na rozhraní jsou tedy identicky splněny a zbývají čtyři, takže musíme míti i čtyři neznámé; jsou to dvě amplitudy obou vln transversálních a dvě amplitudy obou vln longitudinálních. Počet je tedy značně složitější než v předešlém případě. Pokud se týče úhlů odrazu a lomu, plyne z theorie toto: Budiž α úhel dopadu, úhel odrazu vlny transversální jest pak zase α, úhel odrazu vlny longitudinální označíme β. Úhly lomu vlny transversální a longitudinální nechť jsou α' a β'. Konečně rychlost transversální vlny v mediu, v němž světlo dopadá, budiž v, rychlost vlny longitudinální v tomtéž mediu u, příslušné veličiny v druhém mediu nechť jsou v' a u'. Jest pak

$$\frac{\sin\alpha}{v} = \frac{\sin\alpha'}{v'} = \frac{\sin\beta}{u} = \frac{\sin\beta'}{u'}; \tag{7}$$

tyto vztahy jsou tedy jakýmsi rozšířením známého zákona lomu vyjádřeného rovnicí (6').

Amplituda dopadající vlny budiž zase A, amplitudy odražené vlny transversální a longitudinální nechť jsou A_r, po případě B_r, amplitudy obou lomených vln označíme A' a B'. Obecně počet prováděti nebudeme, poněvadž vede ke vzorům velmi nepřehledným. Také, kdybychom položili $\varrho = \varrho'$, kdybychom tedy supponovali, že specifická hmota étheru je všude táž (předpoklad Neumann-Mac Cullaghův), obdržíme vzorce pořád ještě tak složité, že je naprosto vyloučeno, že bychom mohli je nějak redukovati na rovnice (3), k nimž máme dojíti. Naproti tomu nastane jakési zjednodušení, položíme-li $n = n'$ (supposice Fresnelova); vzhledem k předešlému značí to, že rovina kmitová stojí kolmo k rovině polarisační, dopadající světlo je tedy polarisováno kolmo k rovině dopadu; máme tedy dospěti k rovnicím (4). Z podmínek na rozhraní nalezneme v tom případě pro amplitudy obou odražených vln

$$\frac{A_r}{A} = -\frac{\varrho'\cot\alpha - \varrho\cot\alpha' - L}{\varrho'\cot\alpha + \varrho\cot\alpha' + L}$$

$$\frac{B_r}{A} = -\frac{2\varrho'}{\varrho' - \varrho}\,\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\,\frac{L}{\varrho'\cot\alpha + \varrho\cot\alpha' + L}, \tag{8}$$

kdež

$$L = \frac{(\varrho' - \varrho)^2}{\varrho' \cot \beta + \varrho \cot \beta'}, \tag{8'}$$

a pro amplitudy obou lomených vln

$$\frac{A'}{A} = 2 \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha'} \frac{\varrho}{\varrho' \cot \alpha + \varrho \cot \alpha' + L}$$

$$\frac{B'}{A} = -\frac{2\varrho}{\varrho' - \varrho} \frac{\cos \alpha}{\sin \beta'} \frac{L}{\varrho' \cot \alpha + \varrho \cot \alpha' + L}. \tag{8''}$$

Vzorce pro A_r a A' mají se, jak řečeno, redukovati na vzorce (4). Mimo to však musíme vyhověti ještě jedné podmínce, o níž již byla řeč; energie, kterou nesou s sebou longitudinální vlny, musí vymizeti. To nastane, jak se dá ukázati, jistě tehdy, je-li rychlost longitudinálních vln (u a u') nekonečně veliká, éther tedy nestlačitelný. Pro úhel odrazu a lomu longitudinální vlny plyne totiž z rovnice (7)

$$\sin \beta = au \qquad \sin \beta' = au', \tag{9}$$

kdež položeno

$$a = \frac{\sin \alpha}{v}.$$

Vyloučíme-li tedy kolmý dopad ($\alpha = o$), kdy ostatně, jak z přímého názoru je patrno, longitudinální vlny nevznikají, jest $a > o$; roste-li pak u a u' do nekonečna, platí totéž o $\sin \beta$ a $\sin \beta'$. Úhly β a β' jsou pak imaginární; fysikální význam toho jest ten, že se longitudinální vlny při svém postupu *absorbují*, přes to že se šíří průhledným ústředím. Dále plyne z první rovnice (9)

$$\cot \beta = \frac{\sqrt{1 - a^2u^2}}{au},$$

čili v limitě pro nekonečně veliké u jest $\cot \beta = \pm i$, analogicky je i $\cot \beta' = \pm i$. Z rovnice (8') je pak viděti, že L zůstává konečným, a poněvadž $\sin \beta$ i $\sin \beta'$ roste přes všechny meze, plyne z rovnic (8) a (8''), že B_r i B' v limitě vymizí, a s nimi i longitudinální vlny. Tedy podmínka, aby energie těchto vln byla nullou, je splněna.

Jde nyní o to, jaký výraz obdržíme pro amplitudu odražené transversální vlny, resp. intensitu odraženého světla. Pro podíl A_r/A plyne z první rovnice (8) výraz komplexní; to znamená, že s reflexí je spojena změna fáze, rozdílná od celistvého násobku π; poměr amplitud odraženého a dopadajícího světla jest pak dán modulem onoho komplexního výrazu, poměr intensit jeho čtvercem. Označíme-li tedy J_r intensitu světla odraženého, J intensitu světla dopadajícího, plyne po delším počtu

$$\frac{J_r}{J} = \frac{\cot^2(\alpha + \alpha') + M^2}{\cot^2(\alpha - \alpha') + M^2}, \tag{10}$$

kdež

$$M = \frac{N^2 - 1}{N^2 + 1},$$

N jest index lomu. Dle Fresnelova vzorce (4) má býti

$$\frac{J_r}{J} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \alpha')} = \frac{\cot^2(\alpha + \alpha')}{\cot^2(\alpha - \alpha')}. \tag{10'}$$

Vzorec (10) odvodil Green; souhlasí se vzorcem (10') jen v obou krajních případech, totiž pro kolmý dopad, tedy pro $\alpha = o$, kdy oba vzorce dávají

$$\frac{J_r}{J} = \left(\frac{N-1}{N+1}\right)^2,$$

dále pro $\alpha = 90^0$, kdy jest $J_r = J$. Pro každý jiný dopadový úhel jest intensita odraženého světla dle Greenova vzorce *větší* než dle Fresnelova, rozdíl roste s indexem lomu. Dle Fresnelova vzorce vymizí odražené světlo, je-li $\alpha + \alpha' = 90^0$, tedy v t. zv. polarisačním úhlu, dle Greenova vzorce nevymizí nikdy, nanejvýš dosáhne minima, a to ještě jen tehdy, nepřekročí-li N určitou mez. Tak na př. u vody (N pro čáru $D = 1,334$) vymizí dle Fresnela odražené světlo, je-li úhel dopadu $\alpha = 53,1^0$, dle Greena nastane jen minimum pro $\alpha = 50,0^0$, intensita odraženého světla má obnášeti v minimu asi 29,5 proc. světla odraženého při kolmém dopadu. Ale při kolmém dopadu odráží se jen asi 8 proc. dopadajícího světla, je tedy viděti, že minimum, k němuž vede Greenův vzorec u vody, je dosti malé, obnáší asi 2, 3 proc. dopadajícího světla. Je známo, že polarisace, která vzniká odrazem na průhledné látce, není nikdy dokonalá, takže i když dopadá světlo kolmo k dopadové rovině polarisované přesně v polarisačním úhlu, přece se něco odráží. Nastávají tu tedy odchylky od vzorce Fresnelova, a mohlo by se zdáti, že vzorec

Greenův s pozorováním bude souhlasiti lépe. Ve skutečnosti není tomu tak. Jak Kelvin praví, již nejjednodušší měření ukazuje, že intensita světla odraženého na vodě jest v minimu aspoň 500-krát menší než při kolmém dopadu, a Rayleigh, jenž věnoval zvláštní péči tomu, aby vodní povrch byl co možná čistý, nalezl dokonce, že jest 25.000.000-krát menší, dle Greenova vzorce má býti menší jen asi 3, 3-krát. Tento naprosto nesouhlasí s pozorováním, a je také viděti, že odchylky od vzorce Fresnelova jsou způsobeny vlivem povrchových vrstev. Ostatně ještě nápadnější rozdíly jsou u látek vysokého indexu lomu, na př. u diamantu (N pro čáru $D = 2{,}434$). Dle Fresnelova vzorce jest intensita odraženého světla nullou pro $\alpha = 67{,}7^0$, Jamin ve skutečnosti nalezl, že intensita světla odraženého v tomto úhlu jest 2770-krát menší než při dopadu kolmém. Dle Greenova vzorce však nevzniká ani minimum, intensita odraženého světla neustále roste s dopadovým a pro $\alpha = 67{,}7^0$ má se odrážeti asi třetina dopadajícího světla. Není tedy pochyby, že Greenův vzorec s pozorováním nesouhlasí; supposice, že rychlost longitudinálních vln jest nekonečně velká, čili že éther jest nestlačitelný, k cíli nevede.

Podmínce, aby longitudinální vlny nenesly s sebou energie, vyhovíme také, položíme-li jich rychlost rovnu nulle. V tom případě sice amplitudy longitudinálních vln nevymizí, ale vlny se nešíří, rozruch longitudinální zůstává omezen na rozhraní. Je-li tedy $u = u' = o$, plyne z rovnice (7) nejdříve $\beta = \beta' = o$, z rovnice (8') pak $L = o$. Máme pak dle první rovnice (8)

$$\frac{A_r}{A} = -\frac{\varrho' \cot \alpha - \varrho \cot \alpha'}{\varrho' \cot \alpha + \varrho \cot \alpha'}. \tag{11}$$

Dle supposice jest $n = n'$, tedy

$$v : v' = \frac{1}{\sqrt{\varrho}} : \frac{1}{\sqrt{\varrho'}},$$

čili

$$\varrho : \varrho' = v'^2 : v^2 = \sin^2\alpha' : \sin^2\alpha.$$

Zavedeme-li to do rovnice (11), obdržíme po snadné úpravě

$$\frac{A_r}{A} = -\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}(\alpha + \alpha')},$$

a podobně nalezneme

$$\frac{A'}{A} = \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha + \alpha')\cos(\alpha - \alpha')}.$$

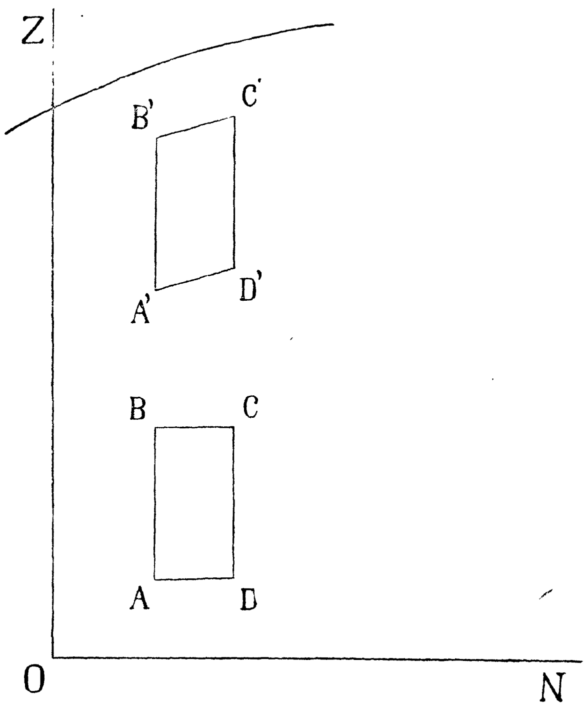
To tedy souhlasí s rovnicemi (4) i s pozorováním. Již Cauchy ukázal ve své třetí theorii odrazu a lomu (1839), že možno touto cestou dospěti k vzorcům Fresnelovým, dokonce nepokládal za vyloučeno, že rychlost longitudinálních vln má velmi malou hodnotu komplexní, poněvadž soudil, že tím by se daly vyložiti některé odchylky od Fresnelových vzorců, tehdy ještě nevyložené. Fysikální stránkou tohoto předpokladu se nezabýval; Green sám jej pokládal za nemožný, poněvadž medium těch vlastností nemohlo by býti dle jeho mínění ve stabilní rovnováze. Jak totiž je patrno z rovnice (2), a jak již bylo řečeno, plyne z podmínky, aby rychlost longitudinálních vln vymizela, relace $k + \frac{4}{3}n = o$, takže objemový modul k musí býti záporný. Éther by tedy nejen nekladl odporu proti kompressi, nýbrž naopak každá jeho část by jevila tendenci sama se stáhnouti, a Green soudil, že by v takové látce každé porušení rovnováhy způsobilo kontrakci na nejmenší možný objem. Ale později ukázal Kelvin, že stabilní rovnováha možná je, předpokládajíc buď, že se ona látka rozprostírá do nekonečna, anebo že jest ohraničena se všech stran pevnými stěnami. Při tom ovšem modul pružnosti tvarové n musí býti kladný, aby rychlost transversálních vln byla reálná a od nully rozdílná; látka se tedy proti změně tvaru brání. Příkladem takového media mohla by býti hustá, homogenní pěna, zbavená vzduchu a uzavřená v nádobě, k jejímž stěnám lne. Účinkem kapillárních sil snaží se každá její část stáhnouti na objem pokud možno nejmenší, v čemž však jí brání adhese ku stěnám nádoby. Na druhé straně má tato látka konečnou pružnost tvarovou, neboť rovnováha je možná jen při určitém tvaru bublinek, každé porušení tohoto tvaru vyvolává kapillární síly, jež se snaží restituovati původní tvar.

Kelvin zabýval se theorií tohoto étheru, který se nazývá *kontraktilním* nebo také *quasilabilním*, velmi podrobně. Klonil se k názoru, že rychlost longitudinálních vln v étheru není přesně nullou, ale pouze velmi malá proti rychlosti vln transversálních, poněvadž soudil, že tím by se daly vyložiti odchylky od Fresnelových zákonů pozorované hlavně u diamantu. Když však později nalezl, že za tohoto předpokladu energie longitudinálních vln vysílaných světelným zdrojem ve vakuu mohla by v některých případech býti velmi velikou proti energii vln transversálních, sloučil theorii étheru kontraktilního s theorií étheru nestlačitelného; rychlost longitudinálních vln má dle něho býti velmi malá jen v étheru prostupujícím hmotu, naproti tomu v étheru volném (ve vakuu) má platiti předpoklad Fresnelův a Greenův, že longitudinální vlny mají rychlost nekonečně velikou. Volný éther jest nestlačitelný, ovšem jen pro tak malé síly, jaké vystupují ve světelných vlnách, kdežto éther obsažený ve hmotě jest účinkem značně větších sil pocházejících od atomů a elektronů tak modifikován, že se stává kontraktilním. Kelvinovi se vskutku podařilo vypracovati detailní schéma oněch sil, ovšem za předpokladů ještě odvážnějších než dosavad uvedené. Kelvin totiž předpokládá, že éther vyplňuje nejen prostor mimo atomy, ale i uvnitř, takže by mohly dvě různé hmoty vyplňovati týž prostor, což odporuje známému zákonu o neprostupnosti hmot, který Kelvin ostatně nazývá starým scholastickým axiomem. Kelvin pokládá tuto představu za nutnou i proto, aby se vysvětlilo, že éther nemá vlivu na pohyb nebeských těles. Bylo již vyloženo, jak lze srovnati tuto vlastnost étheru s předpokladem, že se éther vůči optickým kmitům chová jako těleso pevné; je však patrno, že dle toho výkladu nějaký, třeba velmi malý odpor étheru proti pohybu nebeských těles přece jen očekávati se dá, což by mohlo aspoň u komet způsobiti poruchy. Poněvadž nic takového pozorováno nebylo, představuje si Kelvin, že éther může zaujímati a také vždy zaujímá i ten prostor, který je současně vyplněn hmotnými částicemi. Jich pohyb má na éther vliv jen potud, že změny hustoty, způsobené silami od oněch částic vycházejícími, postupují současně s nimi. Kelvin totiž předpokládá, že každá částice hmoty obsahuje totéž množství étheru, jaké vyplňuje ve vakuu stejně veliký objem, zůstává tedy éther i při pohybu částic v klidu a nikterak mu nebrání. Hustota étheru uvnitř atomu jest proměnlivá; v sousedství povrchu jest menší než hustota étheru volného, blízko středu větší, v některých případech až 100-kráte. Kelvin pak ukazuje, že možno zákon, dle něhož se hustota étheru v atomu mění, nebo jinak řečeno, stlačitelnost étheru, voliti tak, aby rychlost longitudinálních vln se stala velmi malou.

Supposicí, že rychlost longitudinálních vln je velmi malá, po případě vůbec vymizí, podařilo se doplniti Fresnelovy podmínky v rozhraní dvou průhledných látek tak, že odpadl spor s theorií pružnosti. Bylo již řečeno, že Fresnel, který ovšem přihlíží jen k transversálním vlnám, postuloval v rozhraní jen spojitost těch komponent výchylky étherové částice, které jsou s rozhraním rovnoběžny; složka normální byla obecně rozpojitá, což odporovalo podmínkám plynoucím z theorie pružnosti. Položíme-li nyní rychlost longitudinálních vln rovnou nulle, pak výchylky jimi způsobené stojí kolmo k rozhraní, neboť i úhel odrazu longitudinálních vln β i jich úhel lomu β' vymizí. Změní se tedy účinkem těchto vln jen *normální* složka výchylky, a to, jak se dá ukázati, tak, že se stane spojitou.

Tím by tedy byla odvozena z elastické theorie optika průhledných látek jednolomných a neaktivních. Přejdeme nyní k optice *krystallů*, taktéž průhledných a neaktivních. Budeme se zabývati krystally dvouosými, k nimž náležejí krystally soustavy rhombické, monoklinické a triklinické, poněvadž jednoosé krystally (soustava hexagonální a tetragonální) možno pokládati za jich zvláštní případ. Každý dvouosý krystall má, pokud se jeho optických vlastností týče, tři roviny symmetrie k sobě kolmé, jež u krystallů soustavy rhombické jsou identické s rovinami krystallografickými, u krystallů soustavy monoklinické a triklinické mění švou polohu s barvou. Směry, v nichž se ony roviny protínají, nazývají se dle Fresnela osami optické pružnosti. Libovolným směrem šíří se v krystallu dvě vlny lineárně polarisované, rychlosti obecně různé a závislé na směru. Jen v tom případě, kdy směr postupu vlny leží v některé rovině optické symmetrie, jest tedy kolmý k jedné z os optické pružnosti, jest rychlost jedné z možných vln konstantní a na směru nezávislá, takže, vyřízneme-li z krystallu hranol, jehož lámavá hrana jest rovnoběžná s některou osou optické pružnosti, platí pro jednu z vln hranolem procházejících tytéž zákony lomu jako v isotropických látkách. Tak lze stanoviti tři t. zv. hlavní indexy lomu krystallu, jimž odpovídají tři hlavní rychlosti optických vln; jsou to konstanty krystallu. K nim přistupují tři údaje, jimiž jest stanovena poloha os optické pružnosti, takže optické vlastnosti libovolného krystallu jsou charakterisovány celkem šesti konstantami. Rychlosti obou vln, jež postupují libovolným směrem v krystallu, jakož i směry příslušných polarisovaných kmitů možno pak nalézti známou jednoduchou a elegantní konstrukcí udanou Fresnelem. Sestrojíme ellipsoid, jehož poloosy spadají do os optické pružnosti a rovnají se převratným hodnotám hlavních rychlostí; jest to t. zv. ellipsoid pružnosti. Rovina rovnoběžná s rovinou vlny, čili kolmá k směru, jímž se vlna šíří, a jdoucí středem onoho ellipsoidu, seče jej v ellipse, jejíž poloosy jsou rovny převratným hodnotám obou rychlostí, jež vlna může míti, směry oněch poloos udávají pak směry příslušných kmitů. Dle Neumannovy a Mac Cullaghovy definice polohy kmitové roviny jsou směry kmitů stočeny o 90°, takže kmity vlny, jejíž rychlost jest dána převratnou hodnotou jedné poloosy onoho řezu, spadají do směru poloosy druhé.

Není pochybnosti, že Fresnelova supposice o poloze kmitů jest v tomto případě jednodušší a názornější než Neumannova a Mac Cullaghova; plyne z ní totiž, že rychlost vlny v krystallu závisí jen na směru kmitů, kdežto dle Neumanna a Mac Cullagha jest rychlost vlny dána kolmicí vztýčenou k rovině proložené směrem kmitů a směrem, jímž se vlna šíří; kmitům téhož směru může tedy příslušeti různá rychlost. A přece tato supposice je v úplném souhlasu se základními představami elastické theorie světla, kdežto předpoklad Fresnelův, který tento ostatně učinil základem své theorie dvojlomu, se s nimi srovnat nedá. Označme osy pružnosti x, y, z a dejme tomu, že optická vlna postupuje libovolným směrem ležícím v rovině xy. Jedna z obou možných vln má pak konstantní rychlost v_3, je to ta, jejíž Fresnelův kmit spadá vždy do osy z. Šíří-li se pak transversální vlna nějakým ústředím, způsobí v něm deformaci, která je spojena pouze se změnou tvaru, ne se změnou objemu, a kterou nazýváme střihem. Je to naznačeno na připojeném obrazci; ON značí směr, kterým vlna postupuje, OZ směr kmitů. Je patrno, že body A, B C, D, které tvořily pravoúhelník, pokud byla rovnováha, tvoří nyní následkem deformací vlnou vytvořených kosoúhelník $A'B'C'D'$, jehož tvar se ovšem periodicky mění. Obsah tohoto kosoúhelníku jest stále týž jako pravoúhelníku $ABCD$, změna objemová tedy nevzniká. Rychlost, se kterou se nějaký elastický rozruch tělesem šíří, závisí na reakčních silách vzbuzených deformacemi spojenými s oním rozruchem. V tomto případě vzniká střih v rovině ONZ; jde-li o krystall, pak elastické síly vyvolané tím střihem závisí na orientaci roviny ONZ vůči osám krystallu. Mění-li se tedy směr postupu vlny ON, kdežto směr kmitů OZ zůstává týž, pak se mění i příslušné elastické síly (není-li ovšem OZ osou optické symmetrie, což vylučujeme) a mění se i rychlost vlny. To souhlasí se supposicí Neumannovou a Mac Cullaghovou, dle níž rychlost vlny je určena polohou roviny proložené směrem



kmitů a směrem, jímž vlna postupuje, čili polohou roviny střihu, ale je ve sporu se supposicí Fresnelovou, která zase, jak jsme ukázali, u látek isotropických dá se spíše srovnati s experimentálními fakty.

Elastická theorie dvojlomu však naráží ještě na jiné obtíže. Fakt, že rychlost světla v krystallu závisí na směru postupu vlny, dal by se nejjednodušeji vyložiti z představy, že éther v krystallu sám se chová také jako krystall, takže jeho elastické vlastnosti se mění se směrem. Z této supposice vyšli Cauchy i Green při svých theoriích dvojlomu; theorie obou mají mnoho společného, ale úvahy Greenovy jsou obecnější. Elastické vlastnosti obecného krystallu jsou charakterisovány 21 konstantami, kdežto optické vlastnosti pouze šesti; souvisí to mezi jiným také s tím, že, jak již řečeno, každý krystall, pokud se jeho optických vlastností týče, má vždy tři roviny symmetrie; pro jiné vlastnosti krystallu to obecně neplatí. Theorie pružnosti pak ukazuje, že každým směrem mohou se v obecném krystallu šířiti *tři* rovinné vlny elastické, rychlostmi různými; jich kmity stojí k sobě navzájem kolmo, ale žádná z nich není ani longitudinální ani transversální. Příslušná vlnoplocha má tedy tři pláště a je ovšem daleko obecnější než Fresnelova. Aby se přiblížili poměrům optickým, postulovali Cauchy i Green, že dvě z oněch vln mají býti transversální, jich kmity tedy mají spadati do roviny vlny, takže třetí vlna jest pak longitudinální. Tím se počet konstant sníží na 7, mimo to se ukazuje, že krystall, jímž se mohou šířiti ve všech směrech jen dvě vlny transversální a jedna vlna longitudinální, má vždy tři roviny symmetrie. Vztáhneme-li pohybové rovnice na ně, odpadnou další tři konstanty, a zbývají jen čtyři: tři z nich odpovídají třem hlavním rychlostem transversálních vln, čtvrtá stanoví rychlost vlny longitudinální, která je na směru nezávislá. Vlnoplocha transversálních vln jest identická s Fresnelovou; směry lineárně polarisovaných kmitů jsou tytéž, jak je žádá theorie Neumannova a Mac Cullaghova.

S tímto výsledkem Green spokojen nebyl, poněvadž soudil, že se theorie reflexe a lomu u průhledných látek isotropických dá srovnati s pozorováním jen, přijmeme-li za správnou supposici Fresnelovu, že totiž kmitová rovina stojí kolmo k rovině polarisační, i hledal, jak by se theorie dvojlomu dala s ní srovnati. Ukázalo se, že je to možno za předpokladu, že éther v krystallu podléhá již ve *stavu rovnovážném*, kdy tedy jím neprochází optický rozruch, *napětím* závislým na směru. Má-li krystall tři roviny symmetrie k sobě kolmé, redukují se složky onoho napětí na tři tahy působící k těmto rovinám kolmo; označíme je A, B, C. Jsou-li pak L, M, N tři hlavní moduly pružnosti tvarové, plynou z theorie pružnosti pro rychlosti v_{xy} a v_{xz} vln, jež postupují obě směrem osy x-ové, při čemž však kmity první jsou rovnoběžné s osou y, druhé s osou z (osy x, y, z jsou zase osy optické pružnosti) tyto hodnoty

$$v^2_{xy} = N - A, \qquad v^2_{xz} = M - A,$$

a analogicky

$$v^2_{yx} = N - B, \qquad v^2_{yz} = L - B,$$
$$v^2_{zx} = M - C, \qquad v^2_{zy} = L - C,$$

Dle Fresnela má býti

$$v_{xy} = v_{zy}, \; v_{yz} = v_{xz}, \; v_{zx} = v_{yx},$$

musí tedy

$$N - A = L - C, \qquad L - B = M - A, \qquad M - C = N - B.$$

To jsou vlastně dvě rovnice, poněvadž třetí obdržíme odečtením prvních dvou; dají se psáti ve tvaru

$$A + L = B + M = C + N.$$

Těmto relacím mají tedy vyhovovati složky napětí A, B, C účinkujícího v rovnovážném stavu; podobné vztahy nalezl také Cauchy. Green sám se nepokusil vysvětliti jich původ, ale později zabýval se touto otázkou velmi podrobně Kelvin a vybudoval theorii, která vykládá vznik oněch napětí; je ovšem zase dosti složitá. Kelvin vychází z představy již uvedené, že éther zaujímá společně s atomy týž prostor a účinkem sil, jimiž atomy naň působí, jest blízko středu atomu zhuštěn, u povrchu pak zředěn. Atomy si představuje jako koule, které mohou zasahovati i do sebe. Ale na konec se Kelvin celé této theorie vzdal; když ji totiž applikoval na výklad dvojlomu vytvořeného uměle v isotropické látce tlakem nebo tahem, dospěl k výsledkům, jež s pozorováním nesouhlasily.

Mezitím byl učiněn pokus zbudovati elastickou theorii dvojlomu na jiném základě. Bylo již řečeno, že Fresnel vykládá závislost rychlosti světla v krystalu na směru tím, že se *pružnost* étheru mění se směrem. S jeho stanoviska bylo ovšem důslednější říci, že pružnost étheru je všude táž, že se tedy éther i v krystallu chová jako látka isotropická, ale pak by bylo nutno předpokládati, že na směru závisí specifická hmota étheru, a Fresnel pokládal patrně tuto supposici za absurdní. Ale na možnost její upozornil Stokes a téměř současně Rankine. Lord Rayleigh pak založil na ní novou theorii dvojlomu. Jednalo by se tu ovšem jen o *zdánlivou* specifickou hmotu; závislost její na směru dala by se pochopiti ze známé analogie s deskou, která se pohybuje ve vodě. Pohybuje-li se ve směru osy, vyžaduje každé urychlení jejího pohybu mnohem větších sil, než pohybuje-li se ve směru, kolmém k ose; v prvním případě jest tedy hmota desky zdánlivě větší než ve druhém.

Pokládáme-li tedy éther i v krystallu za těleso isotropické, jehož specifická hmota však jest funkcí směru, pak živá síla T, která jest v obvyklém případě dána výrazem

$$2\,T = \int \varrho \left[\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2\right] d\tau,$$

bude nyní kvadratickou homogenní funkcí všech tří komponent rychlosti $\frac{d\xi}{dt}, \frac{d\eta}{dt}, \frac{d\zeta}{dt}$. Ta však se dá vždy uvésti na tvar, v němž tyto složky vystupují jen ve čtvercích, takže jest

$$2\,T = \int \left[\varrho_1 \left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \varrho_2 \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \varrho_3 \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2\right] d\tau;$$

$\varrho_1, \varrho_2, \varrho_3$ jsou tři hlavní specifické hmoty étheru. Osy, v nichž výraz pro T má tento jednoduchý tvar, jsou identické s Fresnelovými osami optické pružnosti, neboť roviny jimi proložené jsou rovinami symmetrie. Tím by bylo vyloženo, co v theorii Cauchyho a Greena zůstalo nevysvětleno, proč totiž krystall má vzhledem k optickým zjevům vždy tři roviny symmetrie. Známe-li ještě výraz pro potentiální energii deformační, která jest táž jako u isotropického tělesa, neboť konstanty pružnosti krystallu na směru nezávisí, pak možno z obecných principů mechanicky snadno odvoditi pohybové rovnice. Rayleigh nalezl tyto rovnice:

$$\varrho_1 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = (k + \tfrac{1}{3} n) \frac{\partial \delta}{\partial x} + n \varDelta \xi$$

$$\varrho_2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = (k + \tfrac{1}{3} n) \frac{\partial \delta}{\partial y} + n \varDelta \eta$$

$$\varrho_3 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = (k + \tfrac{1}{3} n) \frac{\partial \delta}{\partial z} + n \varDelta \zeta,$$

kdež ξ, η, ζ jsou složky výchylky étherové částice z polohy rovnovážné, dále

$$\delta = \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}$$

značí zvětšení jednotky objemové, Δ je známý Laplaceův symbol a k a n jsou elastické konstanty isotropického étheru. Rovnice mají týž tvar jako pro těleso isotropické, pro něž však jest ještě $\varrho_1 = \varrho_2 = \varrho_3$. Plyne z nich, že se každým směrem mohou šířiti tři vlny, z nichž žádná není ani transversální ani longitudinální, a jichž výchylky obecně nejsou k sobě kolmo. Zjednodušení však nastane, položíme-li, jak učinil Rayleigh, $k = \infty$, pokládáme-li tedy éther za nestlačitelný. Pak rychlost jedné z oněch vln se stane nekonečně velkou, a zbývající dvě jsou čistě transversální.

Ale počet ukazuje, že jich rychlost *neřídí* se zákonem Fresnelovým, a jich vlnoplocha *není* Fresnelova. Dle Fresnela jest rychlost v vlny, která postupuje směrem, jenž s osami optické pružnosti svírá úhly α, β, γ, dána rovnicí

$$\frac{\cos^2 \alpha}{v^2 - v_1^2} + \frac{\cos^2 \beta}{v^2 - v_2^2} + \frac{\cos^2 \gamma}{v^2 - v_3^2} = 0,$$

kdež v_1, v_2, v_3 jsou hlavní rychlosti světla v krystallu, kdežto Rayleigh nalezl vztah

$$\frac{\cos^2 \alpha}{\frac{1}{v^2} - \frac{1}{v_1^2}} + \frac{\cos^2 \beta}{\frac{1}{v^2} - \frac{1}{v_2^2}} + \frac{\cos^2 \gamma}{\frac{1}{v^2} - \frac{1}{v_3^2}} = 0.$$

Poněvadž z tvaru této nové vlnoplochy plyne také možnost konické refrakce, jež se uvádí jako důkaz pro správnost zákonů Fresnelovych, pokládal Rayleigh za nutno, aby byla provedena nová měření, jež by rozhodla mezi oběma zákony, a končí svou práci slovy: „Rozhodnou-li pozorování proti názoru v této práci vyloženému, pak lze těžko pochopiti, jak by byla možnou důsledná theorie, jež by vyložila současně zákony rozptylu světla, pravidelného odrazu a dvojlomu.“ Za nedlouho potom uveřejnil Stokes krátkou poznámku o měřeních konaných na islandském vápenci; ukázalo se, že Fresnelův (v tomto případě vlastně Huygensův) zákon jest správným v mezích pozorovacích chyb, jež sotva přesahovaly jednu jednotku čtvrtého desetinného místa v hodnotě indexu lomu nebo v převratné hodnotě rychlosti vlny, vezmeme-li rychlost vlny ve vzduchu za jednotku. Tento výsledek stačí, jak praví Stokes, prokázati naprostou nesprávnost theorie, jež vykládá dvojlom závislosti setrvačné hmoty na směru, čili nesprávnost vzorce Rayleighova. A totéž nalezl později i Glazebrook pro krystally dvouosé (aragonit).

Ale východisko se přece nalezlo. Poskytl je, jak ukázal Glazebrook, druhý extrém: *quasilabilní éther.* Pro něj jest $k + \frac{4}{3} n = 0$, čili $k = -\frac{4}{3} n$, a rovnice Rayleighovy pak se dají uvésti na tvar:

$$\frac{\varrho_1}{n} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \Delta \xi - \frac{\partial \delta}{\partial x}$$

$$\frac{\varrho_2}{n} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \Delta \eta - \frac{\partial \delta}{\partial y}$$

$$\frac{\varrho_3}{n} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = \Delta \zeta - \frac{\partial \delta}{\partial z}.$$

Tyto rovnice podávají *správnou theorii dvojlomu*; to plyne jednoduše již z toho, že jsou identické s rovnicemi, k nimž vede elektromagnetická theorie světla, pokládáme-li *elektrickou sílu* za světelný vektor. Pak ξ, η, ζ jsou složky elektrické síly,

$$\frac{\varrho_1}{n}, \frac{\varrho_2}{n}, \frac{\varrho_3}{n}$$

jsou dielektrické konstanty krystallu (v absolutní míře elektromagnetické). Optické vlny nejsou tu přesně transversální, směr kmitů je totiž kolmý k paprsku a ne ku směru, jímž se šíří vlna v krystallu; proto se nazývají někdy tyto vlny *quasitransversální.* To není ve sporu s tím, co o optických vlnách víme, neboť nikdy je nepozorujeme v krystallu, nýbrž v isotropickém mediu obklopujícím krystall, zpravidla ve vzduchu, kde mezi paprskem a směrem postupu vlny není rozdílu. Pozorování vyžadují tedy transversálnost optických vln jen v isotropických látkách, a s tím theorie quasilabilního étheru v souhlasu je.

Celkem tedy theorie quasilabilního étheru podává správně optické zákony v průhledných, neaktivních látkách isotropických i v krystallech; Kelvin se ostatně pokusil ji rozšířiti i na látky aktivní. Odpovídá elektromagnetické theorii světla, volíme-li v ní elektrickou sílu za světelný vektor. Možno také říci, že je důsledným provedením Fresnelovy představy, dle níž rovina kmitová stojí kolmo k rovině polarisační, u krystallů je to ovšem splněno jen přibližně. Fresnel pokládal optické vlny i v krystallech za transversální, ale jeho vektor světelný jest v krystallech podstatně jiný než v tělesech isotropických; to plyne nejlépe srovnáním s elektromagnetickou theorií světla. V krystallech odpovídá totiž Fresnelovu vektoru elektrická indukce, v isotropických látkách elektrická síla. Ovšem základní věta Fresnelovy theorie dvojlomu, že totiž rychlost vlny v krystallu závisí jen na směru kmitů, platí i tu, neboť závislost rychlosti vlny na směru má původ v tom, že se zdánlivá specifická hmota étheru mění se směrem.

Ale theorie quasilabilního étheru není jediná elastická theorie, jež vede k správnému výkladu těch optických zjevů, o nichž byla v předešlém řeč. Dlouho před tím, než se Kelvin počal zabývati quasilabilním étherem, podal Mac Cullagh (r. 1839) theorii, v níž připisuje étheru zcela jiné elastické vlastnosti, která však koná tytéž služby jako theorie quasilabilního étheru. Z marných pokusů Cauchy-ových a Greenových odvoditi Fresnelovy zákony z představy, že éther jest pružná látka obvyklého typu, usuzoval totiž Mac Cullagh, že se elastické vlastnosti étheru naprosto liší od elastických vlastností obyčejné hmoty; jediné, co lze o něm říci, jest to, že platí i pro něj všeobecné principy mechaniky. I pokusil se konstruovati takovou látku; pokus jeho se úplně zdařil.

Nejdříve nutno uvésti toto. Částice jakékoliv látky, již pokládáme za kontinuum, nechť se vychýlí z původních svých poloh, které byly současně polohami rovnovážnými. Jsou-li všechny výchylky stejné i dle velikosti i dle směru, těleso se patrně posune jako celek, nastane translace, která není spojena s deformací. Deformace tedy může vniknouti jen tehdy, když se ony výchylky s polohou částice mění, aneb, označíme-li ξ, η, ζ komponenty výchylky, x, y, z souřadnice určující polohu částice, když aspoň jedna z derivací $\frac{\partial\xi}{\partial x}$, $\frac{\partial\xi}{\partial y}$, atd. v místě, kde se částice nacházejí, jest od nully rozdílná. Nemůžeme však říci naopak, když tato podmínka je splněna, že deformace vskutku nastane, neboť, kdyby se těleso otočilo jako celek kol libovolné osy, pak výchylka jeho částic z původní polohy se sice mění od bodu k bodu, ony derivace tedy jistě všechny nevymizí, a deformace přece nenastala. Nutno tedy z oněch devíti veličin, jež pokládáme za velmi malé, vyloučiti ty, jež odpovídají rotaci. Dá se snadno ukázati, že to nastane, když je nahradíme jinými devíti veličinami, z nichž prvních šest, totiž

$$\frac{\partial \xi}{\partial x}, \frac{\partial \eta}{\partial y}, \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial y}+\frac{\partial \eta}{\partial x}\right), \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \eta}{\partial z}+\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right), \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}+\frac{\partial \xi}{\partial z}\right),$$

charakterisují pouhou deformaci a nazývají se také *komponentami deformace*, zbývají tři pak, totiž

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}-\frac{\partial \eta}{\partial z}\right), \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}-\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right), \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}-\frac{\partial \xi}{\partial y}\right),$$

odpovídají *rotaci*. Vymizí-li v nějakém bodě tělesa všechny komponenty deformace, a je-li v něm aspoň jedna z posledních tří veličin od nully rozdílná, pak to znamená, že v onom bodu deformace nenastala, vzájemná poloha sousedních částic se tedy nezměnila, ale všechny se otočily jako tuhý celek kol nějaké osy o velmi malý úhel. Kdyby na př. komponenty rotace měly hodnoty konstantní, na poloze bodu tělesa nezávislé, znamenalo by to, že se *celé* těleso otočí (a posune) jako tuhý celek.

Potenciální energie deformovaného tělesa bude patrně záviseti jen na komponentách deformace; poněvadž pak tyto jsou dle supposice velmi malé, možno říci, že je dána homogenní kvadratickou funkcí deformačních komponent. Ta se ve zvláštních případech zjednoduší; u isotropických těles na př. obsahuje jen dvě konstanty. Pomocí obecných vět mechaniky možno pak ze známého výrazu pro potenciální energii odvoditi všechny základní rovnice theorie pružnosti.

Naproti tomu Mac Cullagh předpokládá, že potenciální energie deformovaného étheru nezávisí na komponentách deformace, ale na *komponentách rotace*, a jest zase jich kvadratickou, homogenní funkcí. Ta se dá vždy transformací os převésti na tvar, ve kterém se vyskytují jen čtverce oněch komponent, takže jest pak

$$2\Phi = a_1^2\left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}-\frac{\partial \eta}{\partial z}\right)^2 + a_2^2\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}-\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right)^2 + a_3^2\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}-\frac{\partial \xi}{\partial y}\right)^2;$$

osy, v nichž výraz pro potenciální energii Φ má tento tvar, definují roviny optické symmetrie. U těles isotropických jest ovšem $a_1 = a_2 = a_3$. Pomocí některého z principů mechaniky obdržíme pak snadno pohybové rovnice ve tvaru

$$
\begin{aligned}
\varrho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= -a_3 \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial y}\right) + a_2 \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial x}\right) \\
\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= -a_1 \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \eta}{\partial z}\right) + a_3 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial y}\right) \qquad (12) \\
\varrho \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} &= -a_2 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial x}\right) + a_1 \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \eta}{\partial z}\right).
\end{aligned}
$$

Derivujeme-li tyto rovnice postupně dle x, y, z, a sečteme-li je, obdržíme
$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right) = 0,$$
poněvadž pak jde o děje periodické, vidíme, že výraz,
$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z},$$
který udává zvětšení jednotky objemové, má hodnotu stálou, na čase nezávislou, takže, byl-li spočátku nullou, jak budeme předpokládati, jest nullou vždy. Máme tedy
$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0; \qquad (12')$$
zvětšení jednotky objemové je trvale nullou.

Z toho plyne nejdříve, že nemohou vznikati longitudinální vlny, neboť ty jsou spojeny s periodickou kondensací a dilatací; v étheru Mac Cullaghově mohou se tedy šířiti jen vlny transversální, největší obtíž elastické theorie světla tu odpadá. Jde-li o látku isotropickou, kde $a_1 = a_2 = a_3 = a$, pak se pohybové rovnice (12) dají převésti na tvar
$$\varrho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = a\, \Delta \xi, \qquad \varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = a\, \Delta \eta, \qquad \varrho \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = a\, \Delta \zeta, \quad (12'')$$
jenž praví, že se každým směrem mohou šířiti rovinné vlny rychlostí $v = \sqrt{\frac{a}{\varrho}}$.

Konečně v rozhraní dvou isotropických látek musí býti dle Mac Cullagha spojité nejdříve všechny tři složky výchylky étherové částice, mimo to ještě výrazy

$$a\left(\frac{\partial\zeta}{\partial y}-\frac{\partial\eta}{\partial z}\right)\qquad a\left(\frac{\partial\xi}{\partial z}-\frac{\partial\zeta}{\partial x}\right),$$

volíme-li osu z tak, aby byla normálou rozhraní. Jsou to vlastně podmínky čtyři, neboť spojitost té složky výchylky, která je kolmá k rozhraní, plyne z ostatních; čtyři podmínky v tomto případě stačí, poněvadž vznik longitudinálních vln jest vyloučen.

Rovnice (12), (12′), (12″) podávají správný výklad optických zjevů v neaktivních, průhledných látkách isotropických i v krystallech. To je přímo patrno z toho, že jsou identické s rovnicemi plynoucími z elektromagnetické theorie světla, zvolíme-li si magnetickou sílu (nebo indukci, neboť v optice je permeabilita všech průhledných látek rovna jedné, magnetická indukce je tedy identická se silou) za světelný vektor; veličiny $\frac{\varrho}{a_1}, \frac{\varrho}{a_2}, \frac{\varrho}{a_3}$ odpovídají pak třem dielektrickým konstantám krystallu. Mac Cullagh byl tedy první, který ony rovnice odvodil, ovšem na jiném základě. Optické vlny jsou dle této theorie transversální i v krystallech, rovina kmitová jest parallelní s rovinou polarisační, máme tu tedy důsledné provedení zmíněné již supposice Neumannovy a Mac Cullaghovy.

Jest jisto, že Mac Cullaghova theorie jest první konsekventní elastickou theorií světla, a Mac Cullagh první odvodil správné rovnice pro světelný vektor. A přece nebyla jeho pracím věnována taková pozornost, jaké zasluhovaly; upadly v zapomenutí, až asi po 40 letech upozornil na ně Mac Cullaghův krajan Fitz Gerald a později Kelvin. Hlavní příčinou toho bylo asi, že éther Mac Cullaghův sice vyhovuje zákonům mechaniky, jest tedy snad myslitelný, ale jest velmi těžko představitelný. Jest velmi nesnadno pochopiti, jak by se mohl éther brániti pouhé rotaci svých nejmenších částic, ostatně i rotace étheru jako tuhého celku by měla vyvolávati elastické síly. R. 1889 sestrojil Kelvin, který nazval éther Mac Cullaghův *quasirigidním*, také *quasielastickým* bývá nazýván, aspoň jeho model; je ovšem dosti složitý. Představme si řadu koulí (atomů) úplně stejných. Pro jednodušší popis rozdělíme je ve dvě skupiny, jež označíme A a B (Kelvin užívá označení „černý“ a „modrý“). Koule každé skupiny nechť jsou uspořádány tak, že leží v rozích pravidelných čtyřstěnů, mimo to každá koule skupiny A nechť jest ve středu čtyřstěnu utvořeného koulemi skupiny B, pak jest ovšem i naopak každá koule B ve středu čtyřstěnu, v jehož rozích jsou koule A. Dále budiž každá koule A spojena se sousedními (čtyřmi) koulemi B tuhými tyčemi, jež jsou opatřeny na obou koncích násadci majícími tvar vrchlíků, takže mohou po povrchu oněch koulí volně klouzati; patrně jest pak každá koule B spojena docela stejně se čtyřmi sousedními koulemi A. Je-li struktura tohoto systému dosti jemná, můžeme jej pokládati za modél dokonalé, nestlačitelné tekutiny; při všech změnách zůstává až na veličiny vyššího řádu počet koulí v jednotce objemové týž, takže změny hustoty jsou vyloučeny, proti změnám tvaru pak systém odporu neklade. Nyní odstraňme střední části tyčí a nahraďme je dvěma pevnými kruhovými prstenci, jichž průměry spadají do os tyčí, a jichž roviny stojí k sobě navzájem kolmo. Jsou to vnější kruhy dvou Cardanových závěsů, jichž kruhy vnitřní mohou se otáčeti kol os k osám tyčí kolmých, v nich jsou namontovány setrvačníky. Postavme vnitřní kruhy tak, aby jich roviny splývaly s rovinami kruhů větších, takže osy setrvačníků spadají do osy tyče a udělme nyní oběma setrvačníkům stejně velikou rotační rychlost, ale v opačném směru. Tato dvojice gyroskopů hledí tyč udržeti v té poloze, již měla, když setrvačníky byly uvedeny do pohybu; a proti každému stočení reaguje momentem, který táhne tyč do původní polohy zpět. Ale tento model není ještě dokonalý; připojení setrvačníků má za následek, že system reaguje i proti změně tvaru, a proto nahradil jej později Kelvin modelem jiným, ještě složitějším. Je ovšem patrno, že se tu nejedná o nic více než o pouhý model Mac Cullaghova étheru; ostatně Kelvin sám, hlavně v pozdějších letech, byl toho názoru, že theorie quasilabilního étheru podává správnější výklad optických zjevů. Ale quasirigidní éther Mac Cullaghův měl veliký význam pro mechanickou interpelaci vlastností elektromagnetického pole, jak v dalším bude uvedeno.

Celkem tedy patrno, že úloha vybudovati důslednou elastickou theorii světla ukázala se daleko obtížnější, než se snad spočátku zdálo; vždyť theorie Cauchy-Thomsonova étheru quasilabilního nebo Mac Cullaghova étheru quasirigidního podává zatím jen to, co podávají Maxwellovy rovnice pro dielektrika v elektromagnetické theorii světla. Elastická theorie ostatně nevedla k jednotnému názoru na éther, ba ani ne k jednotnému názoru na optické zjevy vůbec. Spory o základní její otázky, jako na př. o polohu roviny kmitové vzhledem k rovině polarisační, o to, je-li vektor světelný transversální i v krystallech atd., zůstávaly nerozřešeny přes všechny snahy nalézti rozhodnutí; i zde přinesla theorie elektromagnetická značné zjednodušení ukázavši, že všechny ty spory jsou bezpředmětné.

Když tedy pokusy Hertzovými byla potvrzena geniální koncepce Maxwellova, dle níž se i elektromagnetické rozruchy šíří rychlostí konečnou, když dále četné zjevy ukazovaly k úzké souvislosti mezi ději optickými a elektromagnetickými, je pochopitelno, že všechny elastické theorie světla, jichž bylo zatím zbudováno značné množství, byly opuštěny, a theoretické i experimentální bádání v optice počalo se ubírati novými směry; optika se stala částí nauky o elektromagnetickém poli. Nepadl tím éther, právě naopak, vždyť i elektromagnetické rozruchy šíří se vakuem, elektrická i magnetická síla, jež ve vakuu mohou vznikati, vyžadovaly nějakého substrátu, a právě nejdůležitější výsledek Maxwellovy theorie, že se totiž elektromagnetické rozruchy ve vakuu šíří *toutéž* rychlostí jako rozruchy světelné, mohl svědčiti ve prospěch představy, že vakuum jest vyplněno étherem, neboť se z něj dalo souditi, že *všechny* rozruchy šířící se vakuem (vyjma ovšem gravitaci, o jejíž rychlosti dodnes nic určitého nevíme), jsou sprostředkovány touž látkou; éther elektromagnetický a éther světelný jest týž. Fysice étherové vznikl tím nový úkol; nalézti zákony elektromagnetického pole z vlastností étheru nebo, jinak řečeno, podati mechanickou interpretaci Maxwellových rovnic. (Dokončení.)

Věstník literární.

Recense knih.

Doc. Dr. Julius Suchý: ***Moderní názory o podstatě elektřiny a hmoty.***

Neveliká, pouze 63 str. textu čítající brožura vznikla z přednášky, kterou p. autor měl r. 1914 ve Spolku architektů a inženýrů, a jest rozšířeným otiskem jejího znění, uveřejněného v Technickém