

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

František Závíška
O étheru. [III.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 47 (1918), No. 4-5, 294--319

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109389>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1918

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Tato shoda je samozřejma, neboť je známo, že řešení lineární rovnice differentialní libovolně vysokého řádu je equivalentní řešení integralní rovnice Volterrovy druhého způsobu, na niž se dá převést také řešení differentialních rovnic nekonečného řádu za jistých podmínek.¹⁾

O étheru.

Napsal Dr. Frant. Závíska.

(Dokončení.)

II. Éther v theorii elektromagnetického pole.

Theorie elektřiny a magnetismu byla vybudována fysiky v druhé polovici osmnáctého a v první polovici století minulého z představy, že všechny elektrické, magnetické a elektrodynamické zjevy jsou způsobeny silami, jimiž účinkují na sebe jednotlivé náboje elektrické nebo magnetické, po případě proudové elementy. Byly to tedy síly působící akcí in distans. Je zajímavo, že první pokusy vyložití přitažlivé síly, jimiž účinkuje zelektrisované těleso na tělesa okolní, byly založeny na představách docela jiných. Gilbert, který první ukázal, že nejen jantar přitahuje lehká tělíška, byl-li třen, ale mnoho jiných látek se chová stejně, vykládal tuto vlastnost tím, že se třením uvolní z tělesa jemná látka, která vytvoří kol něho jakousi atmosféru. Tato látka se pak vrací do tělesa zpět a při tom strhuje i lehké předměty s sebou. Podobně ostatně byl tehdy často vykládán i fakt, že tělesa padají k zemi; úlohu oné jemné látky zastupoval vzduch. Gilbert tedy hledal původ přitažlivých sil ne v zelektrisovaných tělesích, ale v jich okolí, docela podobně, jak činí i dnešní theorie elektrostatického pole zásluhou Faradayovou; ovšem mezi primitivními a částečně i naivními názory Gilbertovými a přesnými ideami Faradayovými je podstatný rozdíl.

Správný výklad volného pádu byl podán pokusy Galileiho a vyvrcholen Newtonovou formulací gravitačního zákona. Jím byla poprvé zavedena do fysiky představa, že hmota může působiti do dálky, že tedy může účinkovati i tam, kde sama není.

¹⁾ Viz ku př. *Lalesco*: Introduction à la théorie des equations intégrales str. 13.

U valné části Newtonových současníků setkala se tato představa s odporem; Huygens i Leibnitz vystoupili proti ní, a vlastně již Descartova filosofie vylučovala akci in distans. I Newton sám hleděl, jak se zdá, nějak vysvětliti původ tíže, ale, jak praví, výkladu založeného jen na pozorovaných faktech nenalezl a hypoteseš nečiní. Bylo to ostatně stanovisko úplně správné, vždyť i dnes víme o gravitaci velmi málo.

Na druhé straně však žáci a vykladači Newtonovi počínali gravitaci pokládati za základní vlastnost hmoty, jež se nedá redukovati na žádný jednodušší a srozumitelnější zjev; veliké úspěchy gravitačního zákona v astronomii, jež vedly až ku skvělé budově mechaniky nebes, názor tento jen potvrzovaly. Když pak do elektřiny a magnetismu byla zavedena představa nehmotných fluid, poněvadž původní názory Gilbertovy nestačily na výklad fakt nalezených Grayem, du Fayem a Franklinem, byla, hlavně zásluhou Aepinovou, akce in distans přenesena i na ně; měření Coulombova (r. 1785), jež ukázala, že pro sílu, kterou na sebe působí dva elektrické náboje nebo dva magnetické póly, platí stejné zákony jako pro gravitaci, potvrdila jen to, co mnozí fysikové očekávali, někteří ostatně již znali (Michell r. 1756 pro póly magnetické, Priestley r. 1767 a Cavendish asi r. 1771 pro elektrické náboje). A tak se stala akce in distans základem téměř celé fysiky.

I teorii elektřiny a magnetismu vykonala veliké služby; celá elektrostatika, hlavně theorie potenciálu, je na ní založena. Ale brzy se ukázalo, že poměry nejsou tam tak jednoduché jako v nauce o gravitaci. Jednak konstatován vliv izolujícího prostředí na děje elektrické, jednak, když byl učiněn pokus vyložiti akci in distans i přitažlivé a odpudivé síly, kterými účinkují na sebe vodiče, jimiž prochází proud, nalezeno, že pro síly mezi dvěma proudovými elementy nutno zavésti výrazy velmi složité, ba dokonce se ukázalo, že takových výrazů možno udati nekonečně mnoho. Byly tedy činěny pokusy vyjíti z Coulombova zákona a doplniti jej tak, aby platil nejen pro náboje v relativním klidu, ale i pro náboje v pohybu, jak jest tomu u proudů. Tak vznikla celá řada t. zv. základních zákonů elektrodyamiky; nejvýznačnější z nich jest Weberův.

Spory vedené o jich správnost pozbyly významu, když

Hertz stvrdil r. 1888 experimentálně, že se elektromagnetické rozruhy šíří prostorem konečnou rychlostí, což způsobilo, že všechny tyto theorie, založené na akci in distans a předpokládající, že se síly vzbuzené elektrickými a magnetickými náboji šíří okamžitě, byly opuštěny; theorie elektřiny a magnetismu změnila se od základu.

Je známo, že tato změna se pojí k jménu Faradayovu a Maxwellovu Nechybělo ovšem již dříve pokusů odstraniti akci in distans z theorie elektřiny a magnetismu. Tak na př. píše Gauss r. 1845 Weberovi, že již před 10 lety našel výrazy pro síly mezi elektrickými náboji v pohybu, ale že výsledků neuvěřejnil, poněvadž chce je odvoditi z představy, že se ony síly nešíří okamžitě, ale, jak je tomu u světla, rychlostí konečnou, což však se mu dosud nepodařilo. Riemann (1857) zase nahradil známou Poissonovu rovnici pro potenciál

$$\Delta V + 4\pi\rho = 0$$

rovnici

$$\Delta V + 4\pi\rho = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2},$$

z níž plyne, že se potenciál šíří rychlostí α . Ze srovnání s elektrodynamickým zákonem C. Neumanna dokonce usoudil, že α jest rovno rychlosti světelné. To je sice správné, ale pro theorii elektřiny a magnetismu, z níž by byla vyloučena všechna akce in distans, je to málo; ta vyžaduje především znalostí o tom, co se děje v mediu, jež přenáší ponderomotorické účinky nábojů.

Rozhodný krok v tomto směru učinil Faraday. Odstranil nejen síly působící do dálky, ale i náboje, jež měly býti jich příčinou, a nahradil je napětími, jež vznikají v dielektriku. Místo o nábojích mluví Faraday o elektrickém nebo magnetickém poli, rozdělení síly v něm si znázorňuje silokřivkami a představuje si, že v každém místě pole je dielektrikum podrobeno tahu ve směru silokřivek a tlaku ve směrech kolmých, takže se snaží podél silokřivek stáhnouti, napříč k nim rozepnouti. Těmto představám, které byly úplně nové a naprosto se lišily od starších teorií elektřiny a magnetismu, dal Maxwell to, co jim jich původce dáti nemohl, totiž mathematické roucho. Maxwell ukázal, že, pokud jde o děje statické a stacionární, vedou Faradayovy

názory k týmž výsledkům jako theorie starší, kdežto, jde-li o děje proměnné, kdy se tedy elektrické a magnetické síly mění s časem, vedou mnohem dále. Neboť tím, že Faraday odstranil z theorie elektřiny a magnetismu akci in distans, bylo umožněno řešení otázky, jakou rychlostí se šíří elektrické a magnetické účinky.

Poněvadž elektrické a magnetické pole vzniká i ve vakuu — dvě zelektrisaná tělesa se odpuzují i tehdy, je-li mezi nimi vakuum — bylo nutno supponovati existenci zvláštního elektromagnetického média, které vyplňuje vakuum a prostupuje i obyčejnou hmotu podobně jako optický éther. I bylo úkolem theorie vyšetřiti vlastnosti tohoto elektromagnetického étheru. Při tom, jak to činil Fresnel v optice, byl elektromagnetický éther pokládán za médium, pro něž platí zákony mechaniky; děje elektromagnetické měly se tedy také redukovati na děje mechanické.

Již r. 1846 upozornil W. Thomson (pozdější Lord Kelvin) na analogii mezi zákony nauky o pružnosti a zákony elektrostatickými. Deformuje-li se nestlačitelné těleso pevně pružné vlivem vnějších napětí, pak platí v případě elastické rovnováhy pro rozdělení výchylky jednotlivých jeho částic z polohy rovnovážné tytéž vztahy jako pro rozdělení síly v elektrostatickém poli. Byla ovšem přirozenou otázka, neplatí-li tato analogie i v případě, kdy rovnováha je porušena. Také na analogii mezi zákony vedení tepelného a zákony elektrostatiky upozornil Thomson (r. 1842). Maxwell opět v práci publikované r. 1855 ukazuje na podobnost mezi tokem nestlačitelné tekutiny a tokem silokřivek v elektrostatickém poli, druhá část pojednání jest věnována výkladu Faradayova elektrotonického stavu. Maxwell sám s těmito analogiemi úplně spokojen nebyl, a ku konci pojednání vyjadřuje naději, že se mu podaří pečlivým studiem zákonů pružných těles a viskózních kapalin naléztí methodu, jak utvořiti mechanickou představu elektrotonického stavu vhodnou pro obecné úvahy. (Elektrotonickým stavem nazýval Faraday stav, jenž vznikne v mediu, vzbudíme-li v něm magnetické pole. Jeho změnou vznikají indukované proudy.)

Teprve r. 1862 uveřejnil Maxwell — tehdy třicetiletý — výsledek svých prací v několika pojednáních nazvaných: „On physical Lines of Force“. Ukázalo se, že jeho model elektromagnetického étheru jest velmi složitý; pro veliký jeho význam historický

popíšu jej podrobněji. Jak již řečeno, spočívá Faradayův elektrotonický stav v tom, že se medium snaží podél magnetických silokřivek stáhnout, napříč k nim rozepnout. Bývají tedy silokřivky přirovnávány k napjatým kaučukovým vláknům; Maxwell sám však užil pro svůj model analogie jiné. Již dříve usoudil, že magnetická síla má charakter rotační, že tedy může býtí analogisována jen s něčím, co se děje *kol* jejího směru, čili kol magnetických silokřivek. A tak si Maxwell představuje éther složený z molekul, jež tvoří jakési buňky o elastických stěnách naplněné kapalinou. Jakmile vznikne magnetické pole, uvedou se tyto buňky do rychlé rotace kol osy procházející jich středem a paralelní se směrem magnetických silokřivek. Centrifugální síly rotací vzbuzené způsobí pak, že se tyto buňky, čili, jak je Maxwell nazývá, *molekulární víry*, snaží napříč rozepnout a podél stáhnout. Živá síla oněch vírů v jednotce objemové jest rovna $\frac{1}{2} \rho v^2$, značí-li ρ specifickou hmotu rotující kapaliny, v střední její rychlost. Naproti tomu magnetická energie jednotky objemové pole jest $\frac{\mu}{8\pi} H^2$, je-li μ permeabilita a H intenzita pole. Maxwell

tedy klade rychlost v , s níž ony buňky rotují, úměrnou intenzitě pole H , specifická hmotu ρ jest pak úměrná permeabilitě μ .

Směr rotace závisí na směru magnetické síly; víření ve dvou sousedních buňkách se tedy děje v témž směru. Kdyby byly buňky v přímém dotyku, pak by se tam, kde se stýkají, pohybovaly v opačných směrech. Takový pohyb by se mohl udržeti, čili permanentní magnetické pole by bylo možné jen tehdy, kdyby jich stěny byly hladké. Ale pak by bylo těžko vyložiti, jak jeden vír účinkuje na druhý, jak se tedy změna jich rychlostí, čili změna intenzity magnetického pole šíří od místa k místu. Proto si Maxwell představuje, že jednotlivé molekulární víry jsou od sebe odděleny velmi malými částicemi kulovými, t. zv. *frikčními molekulami*, jež vyplňují prostor mezi nimi, a vlivem tření na stěnách buněk se otáčí po nich bez klouzání. V homogenním magnetickém poli, kde tedy rychlost všech vírů je táž, a jich osy paralelní, budou se patrně všechny částice pouze otáčeti kol svých středů neměníce místa; mění-li se však rychlost víření od místa k místu dle velikostí nebo dle směru, pak částice budou vykonávati i pohyb postupný. Jest otázkou kinematickou, kolik

částic projde libovolně položenou plochou za jednotku časovou, známe-li rozdělení rychlostí vírů. Označíme ono množství částic, jež projde za jednotku časovou plošnou jednotkou položenou kolmo k ose x -ové, s_x , analogický význam necht' mají veličiny s_y, s_z . Maxwell ukázal, že při vhodné volbě jednotek platí

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 4\pi s_x, \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 4\pi s_y,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 4\pi s_z,$$

aneb, užijeme-li označení analýse vektorové,

$$\text{rot } \bar{H} = 4\pi \bar{s}. \quad *) \quad (13)$$

Interpretujeme-li nyní \bar{s} jako *proudovou hustotu*, máme *první serií* elektromagnetických rovnic udávajících vztah mezi proudem a magnetickou silou. Nutno tedy ony frikční molekuly pokládati za *elektřinu*; jich pohybem vzniká proud.

Druhou serií rovnic elektromagnetického pole odvodil Maxwell z principu o zachování práce. Molekulární víry účinkují totiž na částice tangenčními silami tření, jichž práce se jeví v úbytku kinetické energie vírového pohybu. Označíme-li E_x, E_y, E_z komponenty oněch sil vztahených na jednotku náboje, obdržíme aplikací principu o zachování energie rovnice

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t},$$

čili

$$\text{rot } \bar{E} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (13')$$

což jest druhá serie elektromagnetických rovnic, interpretujeme-li \bar{E} jako elektrickou sílu. Všechny veličiny jsou tu měřeny v absolutních jednotkách elektromagnetických.

Rovnice (13) a (13') byly ovšem známy již před Maxwellem; první plyne z věty, že se práce magnetických sil na uzavřené dráze rovná 4π -násobné intenzitě proudu onu dráhu prostupujícího, druhá plyne z indukčního zákona Faradayova. Ale

*) Vektory značím v dalším příčkou nahoře připojenou, značí tedy \bar{H} vektor magnetické síly, H její velikost.

novým byl způsob, jak vykládal Maxwell z popsaného modelu *polarisaci dielektrika* v elektrostatickém poli. V molekule každé látky jest dle něho oněch vírů i částic veliké množství. Ve vodivé látce, v níž může vzniknouti proud, mohou ony částice přecházeti od molekuly k molekule, přechod ovšem vyžaduje překonání sil, jež mu brání, s tím souvisí vznik Joule-ova tepla. V dielektriku však jsou částice vázány na určitou molekulu a určitou polohu rovnovážnou. Působením vnější elektrické síly posunou se ze své rovnovážné polohy, tím se deformují molekulární víry, elastické síly deformací vzbuzené brání posunutí, a rovnováha nastane, když obě síly se kompensují. V isotropickém dielektriku má patrně posunutí \bar{D} týž směr jako elektrická síla E , a možno říci, že je jí úměrné. Můžeme tedy klásti

$$\bar{D} = \frac{\kappa}{4\pi} \bar{E}.$$

Mění-li se elektrická síla, mění se i posunutí oněch částic, a tak vzniká proud, pro jehož hustotu dá se snadno naléztí výraz

$$\bar{s} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t},$$

a rovnice (13) zní nyní

$$\text{rot } H = \kappa \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Tato rovnice a rovnice (13') jsou Maxwellovy rovnice pro dielektrikum. Plyne z nich, že se každá změna intenzity elektrického nebo magnetického pole šíří v transversálních vlnách rychlostí $\frac{1}{\sqrt{\kappa\mu}}$. Dá se však ukázati, že jest $\kappa = \frac{K}{c^2}$, kdež K značí dielektrickou konstantu látky, c t. zv. Weberovo číslo, udávající poměr mezi jednotkami elektrostatickými a elektromagnetickými, a rovné, jak známo, rychlosti světla ve vakuu. V tom případě však je $K = \mu = 1$, elektromagnetické vlny ve vakuu se tedy šíří toutéž rychlostí jako vlny světelné. Nemůžeme se tedy vyhnouti závěru, praví Maxwell, že světlo spočívá v transversálních kmitech téhož media, které je příčinou zjevů elektrických a magnetických. A tak položen základ elektromagnetické theorie světla.

Překvapuje dosti, že model tak složitý a v jednotlivých čá-

stech velmi těžko srozumitelný vedl k objevení elektromagnetické theorie světla. Ani Maxwell sám nemyslel, že jeho model odpovídá skutečnosti, ba, jak praví, nepřipustil by ho beze všeho ani za elektrickou hypotézi; ostatně již r. 1864 odvodil svoje rovnice cestou obecnější bez něho. Ale soudí, že může aspoň přispěti k vyšetření skutečných vztahů mezi elektromagnetickými jevy, a že každému, kdo je si vědom jeho prozatímného a dočasného charakteru, spíše pomůže než zabráni hledati pravý výklad jevů. Maxwell ovšem i jinde s oblibou vyhledával různé mechanické modely a analogie, jsa přesvědčen, že mohou vésti k objevení dosud neznámých zákonů. V tomto případě bylo toto Maxwellovo přesvědčení potvrzeno skvěle. Ale na druhé straně jest téměř jisto, že by Maxwell sotva svůj model étheru pokládal za definitivní a rovnice z něho plynoucí za správné, kdyby nevedly k výsledku aspoň částečně očekávanému. Jakmile se totiž ukázalo nutným supponovati existenci zvláštního étheru elektromagnetického, vznikla přirozeně otázka, je-li tento nový éther identický se známým již étherem optiky. Je pochopitelné, že by hypotézi o existenci étheru neprospělo, kdyby se ukázalo, že oba éthery mají *rozdílné* vlastnosti, a že je nelze pokládati za látku touž; proto jistě výsledek, k němuž Maxwell dospěl, a z něhož dalo se souditi, že nosičem elektromagnetických i optických rozruchů jest *totéž* medium, utvrdil ho v přesvědčení, že rovnice jím nalezené jsou správné.

A tak Maxwell dovršil dílo Fresnelovo; hypotéza o existenci étheru vykonala v jeho rukou fysice stejně platné služby jako o 40 let dříve v rukou Fresnelových. Když pak pozdější pokusy správnost Maxwellových rovnic potvrdily, dosáhla fysika étherová jednoho z největších svých úspěchů. Elektrodynamika, jejíž jednu část nyní tvořila optika, byla nazývána fysikou étheru, kdežto zbývající část fysiky, mechanika, akustika a nauka o teple, byla fysikou hmoty (mechanická theorie tepla byla založena již dříve Clausiem); celá fysika se tak dělila na dva veliké oddíly. Ale pro éther měly platiti tytéž mechanické zákony jako pro hmotu; je-li tedy elektr. síla, magn. síla, elektr. náboj, proud, atd., projevem nějakých pohybů, změn, nebo singularit v étheru, pak se zákony těchto pohybů a změn musí dáti odvoditi z obecných principů mechaniky, děje elektromagnetické byly by v podstatě

mechanické, a celá fyzika se redukuje na *mechaniku hmoty a étheru*. Vyšetřováním oněch skrytých pohybů a změn v étheru byly by tedy uskutečněny dávné snahy fysiků, povzbuzené jednak objevením principu o zachování energie, jednak četnými analogiemi mezi rovnicemi mechaniky a elektrodynamiky, postaviti totiž celou fysiku na mechanický základ, čili, jak se s oblibou říkalo, vybudovati mechanický obraz světový.

Maxwell ovšem dospěl ke svým rovnicím cestou mechanickou. Ale jeho model étheru byl příliš umělý, než aby mohl býti pokládán za definitivní, mimo to přes svou složitost nevyhovoval úplně, a musil býti víc a více komplikován; konečně se stanoviska čisté fysiky étherové neuspokojoval i pro to, že nevystačil s představou *pouhého étheru*, ale musil ještě zavést elektrický náboj ve formě velmi jemných částic. Nastává tedy otázka, není-li možno rovnice elektromagnetického pole odvoditi z představ jednodušších. Poněvadž je již známe — jsou to rovnice Maxwellovy, jichž správnost jest zajištěna četnými pokusy — stojíme před podobnou úlohou jako v optice: stanoviti totiž vlastností étheru a vyšetřiti jeho pohyby v elektromagnetickém poli tak, abychom dospěli k daným rovnicím. Tyto pokusy o mechanickou interpretaci elektrodynamických rovnic byly konány již dříve, než Maxwell dospěl k svým rovnicím, o některých z nich byla již učiněna zmínka, byly ovšem neúplné, poněvadž tehdejší theorie elektrodynamiky byla neúplná, přece však další úvahy mají s nimi mnoho společného.

Pro jednoduchost budeme se zabývatí jen případem, kdy v poli *není vodičů* a kdy dielektrika, v nichž pole jest vytvořeno, jsou *isotropická*. Je-li pak \vec{E} vektor síly elektrické, \vec{H} vektor síly magnetické, dále K dielektrická konstanta a μ permeabilita, jež se obecně mohou měniti od místa k místu, konečně je-li c Weberovo číslo, znějí Maxwellovy rovnice

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{K}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (14)$$

K nim přistupují další dva vztahy, totiž

$$\operatorname{div} (K \vec{E}) = 4\pi \rho_e, \quad (14')$$

kdež ρ_e značí prostorovou hustotu elektrického náboje, a

$$\operatorname{div} (\mu \vec{H}) = 0, \quad (14'')$$

jež vyjadřuje, že náboje magnetického (pravého) není.

Tyto rovnice platí uvnitř dielektrika; v místech, kde hraničí dvě dielektrika o konstantách K_1, μ_1 a K_2, μ_2 , kde se tedy K a μ mění rozpojitě, platí t. zv. podmínky na rozhraní, jež možno odvoditi z předešlých rovnic. Volíme-li normálu rozhraní za osu z , čítající ji kladně ve směru z dielektrika 2 do dielektrika 1, obdržíme nejdříve pro elektrickou sílu vztahy

$$E_{1x} - E_{2x} = 0 \quad E_{1y} - E_{2y} = 0 \quad K_1 E_{1z} - K_2 E_{2z} = 4\pi\sigma, \quad (15)$$

z nichž první dvě praví, že se tangenční složky elektrické síly mění spojitě při průchodu rozhraním, poslední udává vztah mezi normálními složkami elektrické indukce $\vec{D} = K\vec{E}$ a plošnou hustotou σ náboje na rozhraní. V případě, že $\sigma = 0$, zůstává normální složka indukce při průchodu rozhraním spojitou. Pro magnetickou sílu plynou podobné vztahy, totiž

$$H_{1x} - H_{2x} = 0 \quad H_{1y} - H_{2y} = 0 \quad \mu_1 H_{1z} - \mu_2 H_{2z} = 0. \quad (15')$$

Konečně připojíme ještě vzorce pro elektrickou a magnetickou energii jednotky objemové; jest

$$W_e = \frac{K}{8\pi} E^2 \quad W_m = \frac{\mu}{8\pi} H^2. \quad (16)$$

Mechanickou interpretací těchto rovnic můžeme založiti buď na rovnicích (14) a (14') nebo na výrazech pro elektrickou nebo magnetickou energii; pro všechny ty výrazy možno snadno v mechanice nalézti vzorce analogické. Vydeme od výrazů pro energii. Ty připomínají vzorce pro t. zv. živou sílu. Je-li prostor vyplněn prostředím (éterem), které se pohybuje rychlostí v proměnlivou od místa k místu, pak kinetická energie jeho jednotky objemové jest

$$T = \frac{\rho}{2} v^2,$$

kdež ρ značí specifickou hmotu onoho media, která se také může měniti od místa k místu. Možno nyní T identifikovati buď s elektrickou nebo s magnetickou energií objemové jednotky; ze symetrie všech uvedených vzorců je patrné, že se výsledky v obou uvedených případech budou v podstatě lišiti jen tím, že elektrická a magnetická síla budou zaměněny.

Položíme tedy $T = W_e$, čili

$$\frac{\rho}{2} v^2 = \frac{K}{8\pi} E^2,$$

takže je

$$\bar{E} = \sqrt{\frac{4\pi\rho}{K}} \bar{v}, \quad (17)$$

Tím dospíváme k mechanickému výkladu elektrické síly, která je dána *rychlostí étheru* v uvažovaném místě. Pro magnetickou sílu plyne z druhé rovnice (14)

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{c}{\mu} \operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{c}{\mu} \sqrt{\frac{4\pi\rho}{K}} \operatorname{rot} \bar{v},$$

pokládáme-li ovšem poměr ρ/K za konstantní, nezávislý na poloze. Integrací obdržíme

$$\bar{H} = -\frac{c}{\mu} \sqrt{\frac{4\pi\rho}{K}} \int_0^t \operatorname{rot} \bar{v} dt = -\frac{c}{\mu} \sqrt{\frac{4\pi\rho}{K}} \operatorname{rot} \int_0^t \bar{v} dt. \quad (17')$$

čítáme-li čas t od okamžiku, kdy pole vzniklo.

Integrace se tu děje při *konstantním* x, y, z ; vztahuje se tedy na určité místo *prostoru*, do něhož ovšem během integrační doby přicházejí postupně *jiné a jiné* části étheru. To znamená, že magnetická síla v onom místě závisí na vlastnostech těch částí étheru, které jím prošly od doby, kdy pole vzniklo, a totéž platí ovšem i pro magnetickou energii v onom místě. To sotva lze vyložit jinak než supposicí, že nosičem magnetické energie není éther, který jest nosičem energie elektrické, nýbrž nějaké *jiné médium*, jehož části i v elektrickém poli setrvávají v klidu, a v němž se účinkem pohybu étheru energie hromadí. Byla by to ovšem energie potenciální; ostatně již možnost elektrických oscilací poukazuje k tomu, že jedna z obou energií pole bude asi povahy kinetické, druhá potenciální, poněvadž elektrické oscilace (netlumené) spočívají v neustálém střídání energie elektrické a magnetické, stejně jako s oscilacemi mechanickými jest spojeno střídání energie kinetické a potenciální.

Nejjednodušší by asi bylo, jak činí Sauter,*) jenž však identifikoval T s energií *magnetickou*, supponovati, že po étheru, který pokládáme za kontinuum, jest rozděleno velké množství malých částic, jichž rozměry jsou velmi malé i proti rozměrům atomů, jichž počet pak i v takové části prostoru, která má rozměry molekulární, jest velmi veliký. Středů těchto částic jsou

*) *J. Sauter*, Ann. d. Phys. 6, 331, 1901.

pevné, takže částice se mohou jen otáčeti. Při tom však nechť se snaží udržeti určitou orientaci, takže stočení jich z rovnovážné polohy vyžaduje momentu vnějších sil; ony částice tedy jeví *quasirigiditu* jako éther Mac Cullaghův. Vektor $\text{rot } \bar{v}$ vyskytující se ve vzorci (17') pro \bar{H} značí, jak se dá ukázati, dvojnásobnou rotační rychlost té části étheru, která je právě v uvažovaném místě prostoru, kol osy oním místem procházejícím. Supponujme tedy, že se účinkem étheru každá z oněch částic stočí během času dt o úhel úměrný rotační rychlosti étheru, tedy $\text{rot } \bar{v}$, a času dt , čili o $C \text{ rot } \bar{v} dt$. Celkové stočení bude dáno integrálem tohoto výrazu, a, jak z rovnice (17') patrné, bude měrou magnetické síly \bar{H} ; potenciální energie s ním souvisící pak měrou magnetické energie.

Tím jsme tedy přišli k mechanické interpretaci magnetické síly a energie, ovšem obraz jest tak složitý, že nelze říci, dá-li se rozšířiti i na případy obecnější. Nebudeme jej dále sledovati, ale zkusíme, není-li možno aspoň za některých zjednodušujících předpokladů dosáhnouti jednodušší mechanické interpretace Maxwellových rovnic. Vzorec pro \bar{H} možno vskutku zjednodušiti supposicí, že rychlost \bar{v} , s níž éther v elektrickém poli proudí, jest *velmi malá*, takže se během doby, po níž pole trvá, každá část étheru vzdálí velmi málo od původní polohy; při dějích periodických stačí patrně učiniti ten předpoklad jen pro dobu jedné periody. Pak ve vzorci (17') pro \bar{H} , kde, jak již řečeno, \bar{v} značí rychlost té části étheru, které jest právě v *určitém místě* o souřadnicích x, y, z , vztahuje se tedy postupně na jiné a jiné části étheru, možno za \bar{v} dosaditi rychlost *určité části*, na př. té, která dospěje do onoho místa právě v okamžiku t , čili ku konci integrační doby. Chyba, které se tím dopustíme, bude patrně tím menší, čím menší dráhu ona část urazí během doby t .

Pak integrál $\int_0^t \bar{v} dt$ ve vzorci pro \bar{H} má jednoduchý význam,

značí patrně dráhu onou částí uraženou, čili její výchylku z polohy původní; označíme-li ji \bar{r} , máme

$$\bar{H} = -\frac{c}{\mu} \sqrt{\frac{4\pi\epsilon}{K}} \text{rot } \bar{r}. \quad (18)$$

Vektor $\text{rot } \bar{r}$ má komponenty

$$\frac{\partial r_z}{\partial y} - \frac{\partial r_y}{\partial z} - \frac{\partial r_x}{\partial z} - \frac{\partial r_z}{\partial x} - \frac{\partial r_y}{\partial x} - \frac{\partial r_x}{\partial y},$$

kdež r_x, r_y, r_z jsou složky posunutí uvažované části étheru z polohy původní. Podle toho, co bylo již řečeno (str. 182, složky výchylky jsou tam označeny ξ, η, ζ), rovná se tedy dvojnásobnému úhlu, o který se ona část stočí při přechodu z polohy původní do bodu (x, y, z) , předpokládajíc ovšem, že onen úhel jest velmi malý. Předpokládejme nyní, že éther jeví quasirigiditu ve smyslu Mac Cullaghově, že tedy klade odpor stočení svých částí, pak je ono stočení spojeno se vznikem energie potenciální, jejíž množství U v jednotce objemové možno položití úměrným čtverci $\text{rot } \bar{r}$. Máme pak

$$U = \frac{h}{2} (\text{rot } \bar{r})^2,$$

a identifikujeme-li U s energií magnetickou W_m v jednotce objemové, plyne z rovnice (16) a (18)

$$\mu h = \frac{q}{K} c^2. \quad (19)$$

Poněvadž, jak již řečeno, hodnota poměru q/K je konstantní, je h nepřímo úměrně μ .

Tím jest tedy náš éther po mechanické stránce úplně charakterisován, je to éther quasirigidní, jehož (jediná) konstanta pružnosti je nepřímo úměrná permeabilitě, a jehož specifická hmota je úměrná konstantě dielektrické. Další rovnice platící v elektromagnetickém poli musí tedy plynouti z vět mechaniky. Nejsnáze obdržíme rovnici (14''). Platí totiž identicky

$$\text{div}(\text{rot } \bar{r}) = 0,$$

což spojeno s rovnicí (18) vede přímo k rovnici (14'').

Položíme nyní

$$q = q_0 K,$$

kdež q_0 značí hustotu étheru ve vakuu, jehož dielektrická konstanta $K=1$. Dosadíme-li pak do rovnice (17), máme

$$\bar{E} = \sqrt{4\pi q_0} \bar{v}.$$

Obecně jest K funkcí polohy, totéž tedy platí i o specifické hmotě q . Specif. hmota určité části étheru, který v elektrickém poli proudí, se mění během pohybu; to by se patrně dalo vy-

ložiti účinkem molekulárních sil tělesa; ve vakuu má ostatně K hodnotu všude stejnou a tedy i ϱ . Naproti tomu na čase K nezávisí, a tedy ani ϱ , takže jest $\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0$. Specifická hmota étheru v určitém prostoru jest neustále táž; obklopíme-li tedy ono místo jakoukoliv plochou, vždycky totéž množství étheru, které za libovolnou dobu do plochy vproudí, současně z ní vyproudí. Matematickým výrazem toho jest t. zv. rovnice kontinuity, která v tomto případě zní

$$\operatorname{div}(\varrho \bar{v}) = 0.$$

Zavedeme-li sem \bar{E} z rovnice (17) a dosadíme-li dále $\varrho = \varrho_0 K$, máme po zkrácení

$$\operatorname{div}(K \bar{E}) = 0.$$

Tím jsme tedy obdrželi rovnici (14'), ovšem jen pro případ, kdy prostorová hodnota ϱ_e elektrického náboje jest rovna nulle. Tam, kde $\varrho_e \neq 0$, nutno předpokládati, že éther neustále buď vzniká ($\varrho_e > 0$), nebo se ztrácí ($\varrho_e < 0$), s rychlostí, která je úměrna ϱ_e . Totéž platí o místech, kde je plošný náboj. Poněvadž celkové množství náboje elektrického je vždy rovno nulle, neboť je vždy v poli stejné množství elektriny kladné jako záporné, zůstává i úhrnné množství étheru nezměněno.

Zbývá nám tedy ještě první rovnice (14); k ní dospějeme, když vyšetříme, jak se šíří rozruchy v našem mediu, čili, když stanovíme jeho pohybové rovnice. Poněvadž známe kinetickou i potenciální energii media, jest nejjednodušší odvoditi ony rovnice z Hamiltonova principu; obdržíme tak

$$\varrho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -h \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{r}, \quad (20)$$

ale zase s jakýmsi zjednodušením. Rychlost \bar{v} v libovolném místě prostoru jest totiž funkcí souřadnic x, y, z onoho místa, dále závisí na čase t . Výraz $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}$ udává, jak rychle se mění rychlost v bodu (x, y, z) ; je-li totiž rychlost v onom bodu a v čase t rovna \bar{v} , má-li pak v čase $t + \Delta t$ a v *též bodě* hodnotu, $\bar{v} + \Delta \bar{v}$, je to limita podílu $\frac{\Delta \bar{v}}{\Delta t}$. Při tom rychlosti \bar{v} a $\bar{v} + \Delta \bar{v}$ se patrně vztahují na *různé* části étheru; první se týká té části

kteřá byla v bodě (x, y, z) v čase t , druhá té části, kteřá byla v onom bodě v čase $t + \Delta t$. Možno tedy říci, že $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}$ udává urychlení v určitém místě prostoru. V rovnici (20) má však na levé straně býti urychlení určité části étheru. To označíme $\frac{D\bar{v}}{Dt}$ a dá se dokázati, že platí

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \operatorname{grad} \bar{v}.$$

Přesně řečeno, má tedy v rovnici (20) na levé straně místo $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}$ státi $\frac{D\bar{v}}{Dt}$; zavádíme-li tam první výraz, činíme patrně znova předpoklad učiněný již dříve, že totiž rychlost \bar{v} , s níž éther proudí, jest velmi malá; pak totiž možno položit $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \frac{D\bar{v}}{Dt}$. Z rovnice (20) možno nyní snadno dospěti k první rovnici (14). Dosadíme-li totiž do ní \bar{E} a \bar{H} z rovnice (17) a (18), obdržíme po jednoduché úpravě

$$\rho \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \frac{h\mu}{c} \operatorname{rot} \bar{H},$$

čili vzhledem k relaci (19)

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{K}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t},$$

což jest vskutku první rovnice (14).

Že jsou splněny podmínky na rozhraní vyjádřené rovnicemi (15) a (15'), netřeba vlastně zvlášť dokazovati, neboť jsou to vlastně důsledky rovnic (14), (14') a (14''). Vskutku také plyne z úvah mechanických, že na rozhraní dvou dielektrik (1 a 2), kde se specif. hmota étheru ρ a jeho konstanta pružnosti h mění rozpojitě, platí

$$v_{1x} - v_{2x} = 0 \quad v_{1y} - v_{2y} = 0 \quad \rho_1 v_{1z} - \rho_2 v_{2z} = 0,$$

dále

$$h_1 (\operatorname{rot} \bar{v}_1)_x - h_2 (\operatorname{rot} \bar{v}_2)_x = 0 \quad h_1 (\operatorname{rot} \bar{v}_1)_y - h_2 (\operatorname{rot} \bar{v}_2)_y = 0 \\ (\operatorname{rot} \bar{v}_1)_z - (\operatorname{rot} \bar{v}_2)_z = 0.$$

Dá se snadno ukázati, že tyto vztahy souhlasí s rovnicemi (15) a (15'), položíme-li ovšem v nich $\sigma = 0$. Je-li rozhraní nabitó, pak musíme zase předpokládati, že na něm éther neustále buď

vzniká nebo zaniká, podle toho, je-li onen náboj kladný nebo záporný.

Celkový obraz elektromagnetického pole, který z našich dosavadních úvah vyplývá, je dosti jednoduchý a přehledný. Éther jest kontinuum, které neklade odporu pouhé translaci nebo deformaci svých nejmenších částí, za to však reaguje proti jich stočení silou, která jest úměrna úhlu stočení, aspoň pokud jde o rotace velmi malé. V elektrickém poli proudí podél elektrických silokřivek rychlostí, která jest úměrna intenzitě pole; magnetické pole působí rotací kol silokřivek magnetických, jejíž velikost jest dle rovnice (18) měrou součinu $\mu \vec{H}$, čili indukce. Elektrická energie pole jest identická se živou silou pohybu étheru, energie magnetická pak s energií quasielastickou; první je tedy povahy kinetické, druhá potenciální. Předpokládali jsme v předešlých úvahách, že rychlost, s níž éther proudí, jest velmi malá, má-li pak živá síla pohybu étherového, jejíž dvojnásobná hodnota jest dána součinem $\frac{1}{2} \rho v^2$, mítí hodnotu konečnou, musí býti specif. hmota étheru ρ veliká, značně větší než specifická hmota každé známé látky. Ostatně otázka, jakou rychlostí se éther pohybuje v elektrickém poli, dá se vyšetřiti i experimentálně; je-li totiž správnou představa, že se éther uvede do pohybu ve směru elektrické síly, jakmile pole vznikne, pak se musí rychlost světla, které se šíří v témž směru, působením pole zvýšiti, a to patrně právě o rychlost étheru. (Kdyby se éther v poli pohyboval proti směru elektrické síly — ten předpoklad jsme také mohli učiniti, znamená to, že na pravé straně rovnice (17) nutno připojiti znamení záporné — pak by se rychlost světla v poli snížila.) Efekt byl hledán, ale marně; možno konečně v tom viděti jakési potvrzení našeho předpokladu, že rychlost étheru v poli jest velmi malá.

V poli elektrostatickém se dá síla vyjádřiti potenciálem, totéž tedy platí o rychlosti, s níž se éther v poli pohybuje; to znamená, že pohyb étheru v tomto případě jest bezvívivý. Jde-li o dielektrikum homogenní, takže jeho dielektrická konstanta jest všude táž, pak platí totéž i o specifické hmotě étheru; éther se tedy pohybuje jako nestlačitelná tekutina. Analogie mezi rozdělením silokřivek v elektrostatickém poli a rozdělením proudokřivek při potenciálovém pohybu nestlačitelné tekutiny jsou vskutku

četné; jich hydrodynamická interpretace jest však značně stížena tím, že v elektrostatickém poli éther vzniká nebo zaniká tam, kde je náboj. Jde-li o děje periodické, jak jest tomu na př. u optických zjevů, pak přijdeme v podstatě k představám Fresnelovým. Z Maxwellových rovnic plyne, jak známo, že v lineárně polarisované vlně jest elektrická síla kolmá k polarisační rovině, síla magnetická s ní rovnoběžná. Ether se pohybuje ve směru elektrické síly, výchylka étherové částice z polohy rovnovážné má tedy týž směr jako elektrická síla, čili stojí také kolmo k polarisační rovině, jak předpokládal Fresnel. Specifická hmota étheru ρ jest přímo úměrná dielektrické konstantě K látky, konstanta pružnosti étheru h pak nepřímo úměrná permeabilitě μ . Je-li N index lomu látky, platí známá relace již Maxwellem odvozená

$$N^2 = K\mu,$$

aneb, poněvadž v každém dielektriku možno pro kmity té frekvence, jakou mají kmity světelné, položit $\mu = 1$, jednodušeji $N^2 = K$. Možno tedy také říci, že specifická hmota étheru uvnitř jakéhokoli tělesa jest úměrná čtverci jeho indexu lomu N , kdežto konstanta pružnosti étheru jest ve všech látkách táž, což vskutku odpovídá předpokladům učiněným Fresnelem. Jinak ovšem vlastností, které připisujeme étheru nyní, jsou naprosto rozdílné od vlastností, jež mu připisoval Fresnel.

Bylo již vyloženo, že mechanická interpretace Maxwellových rovnic, k níž jsme dospěli, jest pouze přibližná; spočívá podstatně na supposici, že rychlost étheru v elektrickém poli jest velmi malá, aneb, přesněji řečeno, že se během doby, po níž pole trvá, étherové částice vzdálí jen velmi málo z polohy, v níž byly před vznikem pole. Přihlédněme nyní, pokud je tento předpoklad oprávněn. Je patrné jistě splněn v polích periodických, zvláště, je-li frekvence kmitů dosti vysoká, ale jinak je tomu, jde-li o pole statická. Spojíme-li dvě koule dobře izolované ve vakuu se zdrojem konstantního potenciálního rozdílu, na př. s póly akumulátorové batterie o vysokém napětí, vznikne pole, jež může trvati po dobu takřka neomezenou. Pak vždycky nabudou výchylky étherových částic z původních poloh hodnot konečných, jež, trvá-li pole dosti dlouho, mohou býti i značné. Je otázka, jaký to má vliv na obraz, který jsme si o elektrostatickém poli učinili.

Jak řečeno, dá se síla v tomto případě vyjádřit potenciálem, a totéž platí dle rovnice (17) i o rychlosti, s níž éther proudí. Jest tedy

$$\frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} = 0 \quad \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0,$$

čili

$$\text{rot } \vec{v} = 0. \quad (21)$$

Rychlost \vec{v} libovolné étherové části závisí obecně na souřadnicích bodu, v němž ona část právě jest. Je-li, jak jsme původně předpokládali, rychlost dosti malá, a čas t , po něž trvá pole, nepřilíš dlouhý, pak se poloha jednotlivých částí étheru změní velmi nepatrně, rychlost možno po tu dobu pokládati za konstantní, takže výchylka z původní polohy $\vec{r} = \vec{v}t$, a z rovnice (21) plyne $\text{rot } \vec{r} = 0$, čili dle (18) $\vec{H} = 0$.

Dosáhne-li však \vec{r} hodnot konečných, platí obecnější vztah

$$\vec{r} = \int_0^t \vec{v} dt,$$

a patrně pak jest vyjma případy zvláštní (homogenní pole)

$$\text{rot } \vec{r} \neq 0.$$

Z rovnice (18) obdržíme potom i $\vec{H} \neq 0$, což znamená, že pole elektrostatické (nehomogenní) má po dosti dlouhé době vésti ke vzniku pole *magnetického*, jehož intensita, aspoň s počátku, roste. Tato konkluse, na niž první upozornil Witte, jest ovšem velmi pravdě nepodobná, a není známo nic, co by mohlo pro ni svědčiti. Vede tedy náš obraz elektromagnetického pole k důsledkům, jež jsou s experimentálními fakty ve sporu, a nezbývá, než jej opustiti.

Možno ovšem hledati i jiná zjednodušení rovnice (17'), jak to na př. učinil Larmor, který poněkud pozměnil definici rotace; je patrné, že pojem rotace v prostředích, jež pokládáme za kontinua, jak je tomu u étheru, je trochu neurčitý. Larmor sám interpretuje magnetickou sílu jako rychlost proudění étheru, sílu elektrickou jako rotaci jeho částic; jsou tedy u něho elektrická a magnetická síla navzájem zaměněny u srovnání s tím, co bylo právě vyloženo. Přizpůsobíme-li pak theorii Larmorovu výkladům předešlým, ukazuje se toto: Námitka Witte-ova, že pole elektro-

statické musí vésti ke vzniku pole magnetického, je v ní odstraněna, za to však zase není splněna přesně rovnice (14'). Znamená to, že by mohl na některých místech pole za vhodných poměrů vznikati náboj magnetický. Ale nynější theorie magnetického náboje (pravého) nezná, nutno tedy i tento pokus opustiti.

Nové obtíže by se vyskytly, kdybychom se pokusili vypracovati podrobnější obraz elektromagnetického pole, tak na př. při vyšetřování ponderomotorických sil v poli, při výkladu pole vzbuzeného Ohmovými proudy, a t. d. Tím se již nebudeme zabývati.

Mohli bychom ovšem při mechanické interpretaci Maxwellových rovnic nastoupiti již s počátku jinou cestu, než se stalo; mohli bychom totiž identifikovati magnetickou energii se živou silou pohybu étheru, kdežto jeho elastická energie byla by měrou energie elektrické. Není třeba příslušné úvahy obsírně prováděti, liší se od předešlých tím, že elektrická síla a síla magnetická, dielektrická konstanta a permeabilita jsou navzájem zaměněny. Éther tedy nyní proudí ve směru magnetických silokřivek; v poli vzbuzeném permanentními magnety vykonává pohyb bezvířivý, všechny proudokřivky, které jsou tu identické se silokřivkami magnetickými, jsou uzavřené. Je-li pole vzbuzeno jedním magnetem, pak všechny proudokřivky vycházejí z kladného pólu, ústí v pólu záporném a postupují magnetem ke kladnému pólu zpět. V poli vzbuzeném stacionárními proudy je pohyb étheru bezvířivý jen v místech mimo vodiče ležících, ve vodičích samých se magnetická síla potenciálem vyjádřiti nedá, tam tedy éther víří. Ostatně již Helmholtz ukázal na četné analogie mezi vlákny proudovými a vířovými. Specifická hmota étheru je úměrná permeabilitě, konstanta pružnosti (éter je zase quasirigidní) nepřímou úměrná konstantě dielektrické. Jde-li tedy o děje optické, je specifická hmota étheru ve všech látkách táž, jen pružnost jeho se mění. Přicházíme tak k představám Neumannovým a Mac Cullaghovým; dá se také ukázati, že výchylka étherové částice z polohy rovnovážné je v lineárně polarisované vlně rovnoběžná s rovinou polarisační.

Poněvadž není magnetického náboje, nemusíme předpokládati, že éther někde vzniká, jinde zaniká; to je značná výhoda proti theorii předešlé. Za to nastává jiná nesnáž; prostorová

hustota náboje elektrického má být všude nullou, neboť v pře-
dešlé theorii jsme našli, že magnetický náboj všude vymizí;
na jeho místo vstupuje nyní náboj elektrický. Možno ovšem říci,
že ve skutečnosti známe jen plošný elektrický náboj, který vzniká
jen na povrchu vodičů nebo na rozhraní dvou dielektrik, kde
kde se tedy vlastnosti látek mění rozpojitě, tím však, jak ukázal
Boltzmann,*) se obtíž úplně neodstraní.

Ale hlavní příčinou, proč tento obraz nelze pokládati za
správný, je rozdíl mezi vlastnostmi elektrické a magnetické síly,
který z Maxwellových rovnic nevyplývá. Jak totiž usoudil W.
Thomson ze stáčení polarisační roviny v magnetickém poli, Ko-
láček z Hallova zjevu, a jak plyne i z pyroelektrických vlast-
ností některých krystallů, nutno pokládati magnetickou sílu za
vektor *axiální*, sílu elektrickou za vektor *polární*. Magnetická
síla může být charakterisována jen něčím, co se děje *kol* mag-
netických silokřivek, na př. rotací, elektrická síla pak jen ně-
čím, co se děje jen *ve směru* silokřivek elektrických; magne-
tické silokřivky jsou *osy*, elektrické *směry*. V našem případě je
magnetická síla dána rychlostí pohybu étheru, síla elektrická
pak stočením étherových částic, tato by tedy byla vektorem
axiálním, ona polárním, tedy právě naopak, než má být. Proto
také nemůže tato představa vésti k správnému obrazu elektro-
magnetického pole; má význam jen mechanické analogie platné
v některých zvláštních případech.

Uvedené dva pokusy o mechanický výklad Maxwellových
rovnic jsou nejdůležitější, jiných pokusů podobných existuje velmi
mnoho. Souborně pojednal o nich Witte v několika pracích;**)
dochází k výsledku, že se elektromagnetické děje mechanicky
vyložití nedají, pokud éther pokládáme za kontinuum. Není tím
sice řečeno, že mechanický výklad dějů elektromagnetických je
vůbec nemožný, neboť možno předpokládati, že éther je složen
atomisticky, ale jistě je velmi obtížný a složitý; proveden dosud
nebyl. Všechny t. zv. mechanické výklady elektromagnetických

*) *L. Boltzmann*, Wied. Ann. 48, 78, 1893.

**) *H. Witte*, Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer
mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen. Berlin, 1906; dále
Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 7, 205, 1910, kde jsou uvedeny všechny
práce autorovy s olázkou étheru souvisící.

zjevů jsou vlastně jen mechanické analogie, někdy ovšem velmi zajímavé, připomínám jen Bjerknesevy práce o silách mezi oscilujícími koulemi v nestlačitelné tekutině. Přes to, že byly pilně pěstovány, nevedly k jednotnému obrazu o vlastnostech étheru — v tom směru je situace stejná jako v optice — ani nepřispěly k rozšíření znalosti elektromagnetického pole, jak očekával Maxwell. Vývoj další bral se cestou docela jinou.

Ta vedla k theorii elektronové, jejímž zakladatelem je Lorentz. Éther má v ní úlohu velmi podřízenou. Lorentz nehledá odvození Maxwellových rovnic z vlastností a pohybu étheru v poli, nýbrž jednoduše postuluje jich platnost pro vakuum (éter). Aby je rozšířil i na obyčejnou hmotu, vrací se k představám theorie fluidové, jež Faraday a Maxwell opustili; předpokládá, že v molekulách každé látky jsou částice opatřené nábojem elektrickým, jich pohyby jsou příčinou jevů elektromagnetických. Elektrický náboj má tedy v theorii Lorentzově existenci samostatnou, není projevem nějakých singularit v étheru, jak si představovaly theorie mechanické; Lorentz také se nezabývá úvahami, jak se éther hmotou modifikuje. Celkem je éther v theorii Lorentzově značně odhmotněn, stal se z něho pouhý nosič soustavy souřadné, na niž nutno vztahovati všechny pohyby těles, nebo jakýsi quasi-hmotný prostor opatřený určitými vlastnostmi.

Ale nějaká stopa hmotnosti zůstala étheru i v této theorii. Lorentz rozšířil Maxwellovy rovnice i na případ, kdy se tělesa v poli pohybují; při tom naskytla se otázka, pohybuje-li se éther s tělesy, nebo zůstává-li v klidu. Již Young a Fresnel se s ní setkali, rozhodli se pro předpoklad druhý, jich stanovisko přijal i Lorentz. Vskutku také se ukázalo, že rozšíření Maxwellových rovnic na tělesa v pohybu za předpokladu, že éther se s nimi pohybuje, vedlo k sporu s výsledky experimentálními. Éther je tedy v klidu, řekněme vůči stálícím, země a tělesa se jím pohybují, aniž jej strhují. Můžeme také říci, že se éther pohybuje relativně k zemi, čili, že při povrchu země vane étherový vítr. Směr i velikost jeho jsou nám sice neznámy, mění se však, a to dosti značně, během dne i roku následkem toho, že se země otáčí kol své osy a obíhá kol slunce. Je patrné, že tento étherový proud bude mítí vliv na děje elektromagnetické pozorované na zemi; vliv ten bude jiný v jiných dobách denních nebo

ročních; změny jeho měly by se tedy dáti konstatovati. Lorentz ovšem ukázal, že jde při tom o změny velmi malé, řádu v^2/c^2 , kdež $c=3.10^{10}km/sec$ značí rychlost světla ve vakuu, $v=30 km/sec$ je rychlost, s níž země obíhá kol slunce; touto rychlostí je totiž dána mez, v níž se mění rychlost onoho étherového větru. Byla však provedena měření, jimiž i ony velmi malé změny by mohly bvti konstatovány, tak na př. bylo hledáno, jsou-li rychlosti světla ve dvou k sobě kolmých směrech rozdílné, jak žádá theorie klidného étheru. Výsledky byly úplně negativní; nepodařilo se naléztí zjev, v němž by se jevil vliv pohybu étheru vůči zemi, a na konec se ustálil názor, že takového vlivu není. Průběh jevů elektromagnetických je tedy na pohybu země nezávislý.

To vše přimělo Lorentze k tomu, že svou theorii pozměnil tak, aby byla s těmito výsledky v souhlasu; ukázalo se, že to jde dosti snadno. Představu, že éther se nepohybuje se zemí, nebylo třeba opustiti, stačilo theorii doplniti dvěma novými hypotézemi. Dle první kontrahují se tělesa i nejmenší jich částice, elektrony, pohybují-li se vůči étheru, ve směru tohoto pohybu, dle druhé mění se současně i přitažlivé síly mezi molekulami. Tyto dva předpoklady stačí, aby negativní výsledky uvedených pokusů byly uvedeny v souhlas s theorii. Celkem lze říci, že dle této přepracované theorie Lorentzovy étherový vítr při povrchu země sice existuje, strhuje elektromagnetické vlny, mění průběh elektromagnetických dějů, současně však deformuje měřítko, mění chod všech zařízení k měření času, mění i ostatní přístroje tak, že se oba ty vlivy kompensují; pozorovatel, který pozoruje změnéné processy svými změnénými přístroji, dochází k týmž výsledkům, jako kdyby éther se pohyboval se zemí.

Nebude snad nevhodno objasniti toto stanovisko nové theorie Lorentzovy na jednoduchém příkladu, jenž pochází od Ehrenfesta. Představme si kouli, jejíž poloměr se číselně rovná rychlosti světla c . Ve středu jejím nechť je pozorovatel, který v určitém okamžiku vyšle signál světelný trvající velmi krátkou dobu; vnitřní povrch koule nechť světlo odráží. Jde nyní o to, co pozorovatel vidí. Pokládáme-li světlo za vlnění v étheru, musíme nejdříve věděti, je-li koule i s pozorovatelem vůči étheru v klidu nebo v pohybu. V prvním případě šíří se světlo v kouli na

všechny strany rychlostí stejnou, za 1 sekundu dorazí k povrchu koule, odrazí se a vrací zpět do středu koule, do něhož přichází se všech stran současně. Po odeslání signálu tedy pozorovatel s počátku nevidí nic, až po 2 sekundách se najednou celý povrch koule zableskne, pak je zase tma a děj se periodicky opakuje. Jinak by zjev dopadl, kdyby se koule pohybovala vůči étheru rychlostí v , a kdyby první theorie Lorentzova byla správná. Rychlost světla pak závisí na směru, světlo nevrátí se do středu koule se všech stran současně. Nejdříve se vrátí od bodů ležících ve směru kolmém k směru rychlosti v , tvořících tedy kruh, který nazveme rovník; signál od nich vrátí se v čase

$$t_1 = \frac{2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Nejpozději se vrátí světlo od pólů; signál od nich dojde v čase

$$t_2 = \frac{2}{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

od ostatních míst přijde signál v době mezi t_1 a t_2 . Patrně je $t_1 < t_2$, pozorovatel vidí tedy nejdříve zablesknouti se rovník, od něho vzdaluje se světlo na obě strany v soustředných kruzích, až dojde k pólům, které zasvítí poslední. Poznává tedy, že se nyní pohybuje vůči étheru, může stanovit směr pohybu a z rozdílu $t_2 - t_1$ i rychlost, s níž se pohybuje.

Ale měření ukázala, že tato konkluse správná není; ve skutečnosti nenastane nic, z čeho by pozorovatel mohl poznati, že není v klidu vůči étheru. Aby to vysvětlil, předpokládá Lorentz nejdříve, že nastane kontrakce ve směru pohybu, koule přejde v rotační elipsoid; pozorovatel neví o tom nic, neboť všechna jeho měřítka kontrahují se stejně. Poloosa elipsoidu připadající do směru, jímž se koule pohybuje, je rovna $c\sqrt{1 - v^2/c^2}$, rozměry ve směrech kolmých zůstanou nezměněny. Pak ovšem doba, za kterou signál se vrátí od pólů, není t_2 , ale kratší, patrně

$$t'_2 = t_2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

kdežto t_1 se nemění. Je tedy $t'_2 = t_1$; signál se vrátí od pólů za též čas jako od rovníku, a totéž platí, jak se dá ukázati,

i pro jiná místa koule. Vidí tedy pozorovatel celý vnitřek koule zasvítiti najednou tak, jako kdyby se koule nepohybovala. Ale jeden rozdíl ještě zůstal; signál se vrátí do středu koule po čase $2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, kdežto, je-li koule vzhledem k étheru v klidu, vrátí se po 2 sekundách, pohybem se tedy doba návratu prodlouží. Z toho by mohl pozorovatel přece jen poznati, že se pohybuje vůči étheru, mohl by změřiti i rychlost pohybu. Tento výsledek je však způsoben mlčky učiněným předpokladem, že měření času v obou případech je totéž. Ve skutečnosti plyne z uvedených hypotéz Lorentzových, že se chod chronometru a každého zařízení, jež slouží k měření času, *změní*, jakmile je uvedeme v pohyb vůči étheru. Chronometr, který se pohybuje vzhledem k étheru rychlostí v , jde dle Lorentze *pomaleji* v poměru $1 : \sqrt{1 - v^2/c^2}$ než chronometr, který zůstává vůči étheru v klidu. Na údaje *klidného* chronometru vztahují se podle odvození časy t_1, t_2 i t'_2 , kdežto pozorovatel sám měří čas chronometrem, který se pohybuje s ním rychlostí v . Ten jde pomaleji v poměru uvedeném, jeho údaje obdržíme, násobíme-li údaje chronometru klidného výrazem $\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Pak obdržíme místo t_1 a t'_2 jednoduše 2, tedy totéž, jako kdyby se koule nepohybovala. Tak dosaženo souhlasu s výsledky experimentálními, současně však zmizela poslední naděje, že se dozvíme aspoň něco o étheru.

Je pochopitelno, že s tímto stavem theorie mnozí spokojeni nebyli. Rovnice Lorentzovy vztahují se na systém souřadný, který je v klidu vůči étheru, vyskytují se v nich rychlosti vzhledem k onomu systému. To jsou veličiny neměřitelné, neboť nemáme prostředků, jak zjistiti, který systém souřadný je vzhledem k étheru v klidu, ale na druhé straně zase nemusíme je znáti, neboť, aplikujeme-li theorii na skutečná měření, pak rychlosti vůči étheru vypadnou a zbývají jen rychlosti nábojů a hmot vůči měřicím přístrojům. Není tedy divu, že se mnohým zdálo zbytečným zaváděti do theorie rychlosti vůči étheru, počal vystupovati názor, že éther je v theorii elektromagnetického pole zbytečný a vznikly pokusy úplně jej odstraniti.

Rozhodný krok v tom směru učinil Einstein, jenž nezávislost dějů elektromagnetických (a fyzikálních vůbec) na pohybu země, čili, přesněji řečeno, na rovnoměrném a přímočarém pohybu těles přímo postuloval; co je dle Lorentze výsledkem růz-

ných vlivů vzájemně se rušících, tvoří u Einsteina obsah základního principu fyziky, t. zv. *principu relativnosti*. Pak ovšem není třeba zaváděti absolutně pevný systém souřadný, a nemá to ani smyslu, neboť každý jiný systém, který by se vzhledem k systému absolutně pevnému pohyboval rovnoměrně a přímočaře, je stejně oprávněn. O existenci absolutně pevného systému se nikdy nic nedozvíme, systém takový tedy dle Einsteina neexistuje a neexistuje ani éther, jehož jediným účelem bylo jej definovati.

I toto stanovisko vzbudilo odpor a vedlo k polemice, časem dosti ostré, mezi těmi, kdož soudili, že fyzika buď je bez étheru vůbec nemožná, anebo aspoň, vystačí-li bez něho dnes, nebude tak vždycky, a mezi těmi, kdož éther z fyziky vylučovali. Mnoho z té polemiky nevyplývalo, zmínky zasluhuje snad jedině článek *Wiechertův*, *) který étheru hájí; jemu dosti temperamentně odpovídá *Campbell*. **) Pokud ovšem Einsteinův princip relativnosti byl omezen jen na systémy souřadné, které se vzhledem k sobě pohybují rovnoměrně a přímočaře, mohlo se aspoň říci, že mezi teorií Einsteinovou a změněnou teorií Lorentzovou nelze přímým pokusem rozhodnouti, obě popisují dané zjevy stejně dobře; je tedy lhotejno, připustíme-li existenci étheru nebo ne. Ale v poslední době rozšířil Einstein princip relativnosti na každý pohyb; ***) rovnice, jež vyjadřují přírodní zákony, platí dle něho stejně pro každý systém souřadný; nemění se tedy, vztáhneme-li je jednou na př. na systém spojený se sluncem, podruhé na systém spojený se zemí. V této teorii pro éther není místa.

Celkem lze říci, že éther nemá nyní pro fyziku toho významu co dříve; počal ho pozbývatí již tehdy, když utuchaly snahy o redukování všech dějů fyzikálních na děje mechanické. I přes alternativu: éther nebo akce in distans pomohla si dnešní fyzika. Není-li vakuum vyplněno étherem, není ještě nutno předpokládati, že dvě elektrická nebo magnetická tělesa ve vakuu účinkují na se akci in distans; neboť princip relativnosti připisuje elektromagnetickému poli jakousi realitu fyzikální; toto pole pak

*) *E. Wiechert*, Phys. ZS. 12, 689 a 737. 1911.

**) *N. Campbell*, Phys. ZS. 13, 120. 1912.

***) *A. Einstein*, Ann. d. Phys. 49, 769. 1916, též samostatně pod názvem: »Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie«. Lipsko, 1916.

obstarává přechod sil a energie od tělesa k tělesu. A tak hypotéza étherová, jež přes to, že nikdy se nestala ucelenou teorií, vykonala fysice veliké služby, ustupuje do pozadí, jiné nastupují na její místo.

Zprávy spolkové.

Výbor konal schůze dne 6. února, 10. dubna a 29. května. Ježto p. *Miroslav Jirák*, posluchač české techniky v Praze, nastoupil službu vojenskou vzdal se členství výboru a p. prof. *Stanislav Petíra*, c. k. setník, pro vykonávání vojenské povinnosti nemůže se účastniti výborových schůzí, byli povoláni k jich zastupování náhradníci sl. dr. *Marie Kuthanová*, prof. Č. O. A. v Praze, a p. *Josef Kaucký*, asistent university v Praze.

Dne 17. listopadu 1917 zemřela sl. *Bohumila Studničková*, dcera zvěčnělého protektora Jednoty, dv. r. dr. *F. J. Studničky*; v závěti, jíž celé jmění dala v užívání svým sourozencům, vyslovila přání, aby dědici pamatovali na Studničkův fond, při Jednotě zřízený, částkou K 4000—, s čímž tito projevíli souhlas. Čest budíž její památce!

K podnětu p. *J. Schulze*, prof. r. v Rakovníku, stará se Jednota o uctění památky zesnulého čestného člena svého, dv. r. dr. *Josefa Šolína*, prof. techn. v Praze, aby byla zasazena pamětní deska na jeho rodném domku v Trh. Kamenici. Do komise byli zvoleni pp. *Nušl*, *Sobotka*, *Valouch* a vyzván k součinnosti sl. profesorský sbor české techniky v Praze a Česká Matice Technická.

Také letos poskytlo Jednotě c. k. ministerstvo kultu a vyučování subvenci K 500— na vydávání Časopisu. Výdaje vydavatelské zvětšily se letos měrou netušenou přes veškeré snahy po úspoře omezením rozsahu a úpravou tisku a nejsou nikterak vyváženy zvýšením krámské ceny Časopisu a Přílohy. Pro příští ročník lze počítati s dalším zhoršením poměru; proto žádají se pp. auktoři článků o strpení, nemohou-li býti jejich články ihned uveřejněny. Zásoba rukopisů je tak veliká, že nebude lze v příštím roce otisknouti ani všechny články starší. Doporučuje se tudíž pp. auktorům, aby k pracem originálním připojovali stručný výpis, aby aspoň ten mohl býti brzy vytištěn.

Kromě České Matice Technické přistoupila také Česká chemická společnost pro vědu a průmysl k dohodě s Jednotou, že všechny tři korporace poskytují svým členům navzájem členské výhody při koupi spisů svým nákladem vydaných. Knihy dlužno objednat u spolku, jehož členem jest žadatel, a platiti hotově napřed (s připočtením výloh). S oběma spolky jedná Jednota o vydání »Theoretické a fysikální chemie od prof. dr. *Jiřího Baborovského*.