

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

August Seydler

O novější anglické literatuře elektřiny a magnetismu. [IV.]

*Časopis pro pěstování matematiky a fysiky*, Vol. 13 (1884), No. 4, 213--225

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/121108>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1884

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>

# O novější anglické literatuře elektriny a magnetismu.

Napsal

dr. A. Seydler.

## II.

### **J. Clerk Maxwell: A Treatise on Electricity and Magnetism ;** vol. I. II. (druhé vydání 1882).

Bohatost a rozmanitost výzkumů Faradayových oslňovala, novost a původnost názorů jeho překvapovala ano zarážela většinu soudobých fysiků; přijímajíce jednou rukou bohaté dary, jež skýtala mnohostranná vynalezavost jeho, odmítali druhou rukou ducha novoty, jenž směle se povznesl nad obvyklé názory a svou cestou krácel za cílem jasně mu před zrakem tanoucím. Tak bylo alespoň na pevnině evropské; ve vlasti Faradayově vzrůstal však kolem něho hlouček mladších sil, jež převzaly a dále vedly úlohu, kterou si byl Faraday vytknul: zbaviti nauku o elektrině a magnetismu všech přímětků hypotetických a zbudovati ji na širém základě zkušenosti. Při tom bylo třeba, vykonati úlohu, o jejíž provedení se byl Faraday nestaral, maje nejbližší cíl na mysli; bylo třeba ukázati, že zvláštnosti mluvy Faradayovy na mnoze mizejí, převedeme-li ji v obvyklou, a pro všeobecné dorozumění též nejvhodnější mluvu mathematicko-fysikální; že rozdíl mezi jeho a mezi starším názorem na mnoze jest jen *formální*, nikoli *věcný*.

V tuto úlohu, t. j. v mathematické zpracování Faradayova názoru uvázali se zejména *Thomson* a *Maxwell*. Zvláště poslední uvedl výsledky svého mathematicko-fysikálního bádání o elektrině a magnetismu v celek dosti již zaokrouhlený, podav ve svém *Treatise* na ten čas nejlepší spis téhož odboru.

Z dodatků, obsažených v první části druhého vydání, jehož dokončení se bohužel již nedočkal, poznáváme s politováním,

mnoho-li bychom ještě byli mohli očekávat od hlubokého ducha jeho.

Kořen všech koncepcí a úvah, jimiž Faraday zreformoval učení o elektrině, dlužno hledati v názoru jeho o indukci elektrické (v. ročníku XII. str. 83.), jež lze stručně shrnouti v tyto tři věty:

1. Elektrostatické úkazy nejsou následek bezprostředního působení do dálky domnělých fluid elektrických, nýbrž vznikají působením, které se šíří od částice k částici tak, že částice ty jsou polarisovány, t. j. v jakési polární napjetí uvedeny (Exp. Res. č. 1165.)

2. Jakost ústředí, kterým se elektrické působení šíří, není lhostejnou; vliv jakosti na úkazy elektrické značí se v nové konstantě fysikální, t. zv. *specifické induktivní kapacitě*. (Exp. Res. č. 1167)

3. Každému množství jednoho (na př. kladného) druhu elektrisace přísluší nutně stejné množství druhu opačného (na př. záporného), tak že jeden druh elektriny o sobě vzniknouti nemůže. (Exp. Res. č. 1168).

První z těchto vět jest patrně *základní hypotésou* theorie Faradayovy, ana se pozorováním nemůže dokázati, nýbrž jen více méně pravdě podobnou učiniti; druhá jest *výrazem zkušenosti nové*, třetí *výrazem zkušenosti staré*, vpravené též v rámech hypotésy dvoufluidové, ačkoli před Faradayem na mnoze zneuznané. Věta druhá jest tudíž nejdůležitější, tvoříc východiště nové theorie; neboť má-li ústředí nějaký vliv na šíření elektrického působení, jest domněnka, že šíření to se děje od částice k částici a nikoli přímo do dálky, nejjednodušší, nikoli však nutnou (v. ročníku XII. str. 140. a násl.)

Po Faradayovi zbývala otázka, zda-li vůbec, dle známých zákonů mechanických dovoleno jest, takové působení od částice k částici předpokládati, a zda-li nás tato hypotésa dovede k oněm zjištěným zákonům elektrického působení, o něž se vítězně opírala hypotésa dvoufluidová.

Stojíce na půdě této starší theorie pojímáme působení vzájemné několika elektrovaných vodičů tak, že všechny částice vrstev elektrických, na povrchu vodičů rozestřených dle Coulombova zákona na sebe prostorem (= dielektrickým ústředím) pů-

sobí. Zovouce  $V$  potencialný úkon veškeré elektřiny v bodu  $(x, y, z)$  prostoru,  $V_1, V_2, \dots, V_m$  hodnoty (stálé), které týž úkon obdrží na povrchu vodiče prvního, druhého, ...  $m$ -tého, obdržíme pro množství elektřiny, na částici  $d\sigma$  kterého-koli vodiče obsažené, výraz:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n} d\sigma,$$

kdež jest  $n$  normala na částici  $d\sigma$  do zevnějšího prostoru vedená.

Potencial celé soustavy  $W$  čili potencialná energie její, t. j. množství práce, kterou může soustava následkem elektrického stavu svého vykonati, jest určena výrazem:

$$\begin{aligned} \text{(A)} \quad W &= -\frac{1}{4\pi} \Sigma \int V \frac{\partial V}{\partial n} d\sigma \\ &= -\frac{V_1}{4\pi} \int \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 d\sigma_1 - \dots - \frac{V_m}{4\pi} \int \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_m d\sigma_m. \end{aligned}$$

Dle Greenovy poučky\*) můžeme výraz ten změnit na

$$\text{(B)} \quad W = \frac{1}{8\pi} \int \left[ \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 \right] dS = \frac{1}{8\pi} \int R^2 dS,$$

kterýž integral se původně vztahuje k veškerému prostoru ležícímu mimo vodiče, a kdež znamená  $R$  výslednici elektrickou v bodu  $(x, y, z)$  určujícím polohu částice  $dS$ .

Z tohoto dvojího výrazu vidíme, že můžeme elektrickou energii celé soustavy pojmouti tak, jakoby původem jejím byly pouze vrstvy elektrické v *plochách* (na povrchu vodičů) obsažené aneb tak, jakoby sídlem jejím byl veškerý *prostor* mimo vodiče, či všeobecněji vůbec *celý nekonečný prostor*, neboť pro části prostoru uvnitř vodičů položené jest

$$V = \text{Const}, \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = 0.$$

---

\*) Viz mé fysiky díl I. §. 59., rovnice (7), kdež dlužno klásti  $U = V$ , a uvážiti, že jest

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0.$$

Srv. ostatně článek *Dr. Fr. Kolářka: Základové teorie elektrostatiky* v X. ročníku tohoto časopisu.

Integral (B) můžeme považovati co pouhé *mathematické* přetvoření integrálu (A); můžeme se však též tázati, zda-li mu nelze podkládati určitý význam *fyzikální*. V skutku lze výraz (B) pro energii  $W$  považovati za *součet* jednotlivých částí energie, vztahujících se k jednotlivým částicím prostorovým, tak že by energie obsažena v částici  $dS$  byla:

$$\frac{1}{8\pi} R^2 dS.$$

Fyzikálně (t. j. nemá-li vše zůstatí pouhou mathematickou fikcí) musíme rozuměti tomu tak, že v každé částici nastává děj, změna jakási, že částice ta uvádí se v stav napjetí, čímž v ní potencialná energie vzniká.

Tím dospěli jsme k theorii Faraday-Maxwellově. První otázkou jest, zda-li takové napjetí lze ustanoviti, které by jednak vzájemné působení elektrovaných vodičů vysvětlovalo, jednak rovnováhu dielektrických mezi nimi obsažených látek zaručovalo. Poměrně jednoduchý, ne však zcela bezpečný rozbor mathematický\*) vede Maxwella k výsledku, že lze oběma podmínkám vyhověti, předpokládáme-li, že působí:

a) ve směru silokřivek *napjetí kladné* (stress), jehož hodnotou pro jednotku plochy jest:

$$p = \frac{1}{8\pi} R^2,$$

b) ve směrech k silokřivkám kolmých *napjetí záporné* čili *tlak* (pressure) stejně velké, tudíž pro jednotku plochy:

$$p = -\frac{1}{8\pi} R^2.$$

Jako v obyčejné theorii pružnosti můžeme i zde souditi, že jest toto rozdělení tlaku a napjetí spojené (čili způsobené) určitými deformacemi, o jichž povaze bližšího ovšem nic říci nemůžeme; v deformacích těch tají se povaha *elektrické polarisace*. Aby tu věc učinil zcela názornou, volí *Maxwell* pro tyto deformace název *elektrického pošinutí* (electric displacement). Pošinutí to jest způsobeno *elektromotorickou silou*, která v ústředí vodivém

---

\*) Podrobnější výklad podán a k některým pochybnostem poukázáno v mém pojednání: Poznámky k mathematickému spracování Faradayovy theorie indukce, v *Zas. zprávách kr. č. spol. nauk r. 1882*.

má za následek elektrický proud; v ústředí dielektrickém vzniká místo proudu pouze takové pošinutí, a sice do té míry, až stoupající s rostoucím pošinutím reakce se vyrovná působící elektrické síle. Každá změna elektrické síly má tudíž v zápětí změnu pošinutí, které této síle jest úměrné; povolením síly povolí též pošinutí, zvětšením jejím se zvětšuje.

Deformace, které v různých hmotách následkem působení týchž sil vznikají (na př. prodloužení různých tyčí, způsobená stejnou vahou) jsou nestejně; právem můžeme očekávati, že též elektrická pošinutí, způsobená stejnou elektrohybnou silou v různých dielektrických ústředích, stejná nejsou. Onu různost v pružnosti hmoty označuje a měří její *koefficient pružnosti* (vlastně koefficienty, jichž jest více, v případě zcela všeobecném 21, v případě nejzvláštnějším hmoty stejnorodé isotropické dva); podobně mohli bychom mluvit o *koefficientu elektrické pružnosti*, naznačující slovem tím poměr elektrohybné síly k způsobenému pošinutí. Reciproká hodnota této veličiny, násobená na  $4\pi$ , užívá se místo ní, jsouc do vědy zavedená Faradayem co *specifická induktivní kapacita*.

Každou změnu elektrického pošinutí musíme považovati za elektrický proud, ovšem jen dočasný, trvající jen po dobu trvání oné změny; takový proud v dielektrickém ústředí nemůže trvati v témž směru po dobu delší jako ve vodiči, neboť pošinutí elektrické končí, dostoupivši jisté meze, násilným přerušením souvislosti hmotných částic dielektrického ústředí, tak zv. *výbojem* (disruptivním).

Přesvědčení, že musíme vedle obyčejných proudů ve vodičích rozeznávati proudy v dielektrických látkách, změnou elektrického pošinutí vzniklé, jest jednou z vynikajících zvláštností theorie Maxwellovy. Praví on (Treatise č. 60) následovně:

„Každý případ nabíjení neb vybíjení můžeme tudíž považovati jako pohyb v uzavřeném kruhu (t. j. v prostoru cyklickém), tak že každým průřezem stejné množství elektriny prochází v stejné době, a to platí nejen v případě kruhu voltaického, kdy vždy to bylo uznáno, nýbrž i v těch případech, kdy se obecně předpokládalo, že elektrina jest pouze nahromaděna na určitých místech.“

Těmito úvahami se výsledky z počátku uvedené, a v rovnicích (A), (B) jakož i ve výrazech pro napjetí  $p$  obsažené poněkud mění, totiž potud, že jsme při jich odvození nebrali zřetel na specifickou induktivní kapacitu. Elektrické pošnutí  $P$  jest, jako elektrická síla  $R$  vektorem, t. j. veličinou, kterou můžeme znázorniti přímkou a dle známé konstrukce rozložiti ve složky. Jsou-li  $f, g, h$  tyto složky pošnutí ve směru pravouhlých os, a  $X, Y, Z$ , složky elektrické síly, jest pro ústředí *elektricky isotropická*:

$$4\pi P = KR, \quad 4\pi f = KX, \quad 4\pi g = KY, \quad 4\pi h = KZ,$$

kdež jest  $K$  specifická induktivní kapacita daného ústředí. Pro ústředí *elektricky anisotropická*, t. j. taková, která v různých směrech působení elektrické síly v nestejně míře podléhají, musíme klásti  $f, g$  i  $h$  co lineární úkony složek  $X, Y, Z$ . Vektory  $P$  a  $R$  tvoří spolu úhel, jenž se rovná nule pouze ve třech k sobě kolmých směrech. Vztah mezi těmito směry lze snadno určití pomocí ellipsoidu toutéž konstrukcí, kterou se určuje též vztah mezi normalami plošných částic a směry příslušných tlaků neb napjetí v theorii pružnosti, neb vztah mezi osami rotačními a osami dvojice okamžitých na tuhou hmotu působících v abstraktní mechanice.

Na místo Laplace-Poissonovy rovnice nastupuje nyní všeobecnější:

$$\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} = \varrho,$$

kdež znamená  $\varrho$  hustotu elektřiny v prostorové částici ( $x, y, z$ ). Pro  $K = 1$ , tudý pro vzduch čili ještě lépe pro prázdný prostor mění se tato rovnice v původní Poissonovou; pro vodiče, jichž elektrisaci v rovnici (B) máme na mysli, jest  $\varrho = 0$ , jakož i pro izolatory, pokud v nich nepředpokládáme zvláštní vzrušení elektrické, t. j. samostatnou elektrisaci. Všeobecný výraz pro potenciální energii  $W$  v tom případě, kdy máme elektrisaci nejen na rozhraní vodičů a samotičů, nýbrž i v dielektrických ústředích samých, jest:

$$(A') \quad W = \frac{1}{2} \int V \left( \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} \right) dS \\ + \frac{1}{2} \int V (lf + mg + nh) d\sigma.$$

První integrál jest prostorový a rovná se nule, je-li všude  $\varrho = 0$ ; tím zbývá ve výrazu pro  $W$  pouze integrál povrchový, jenž jest úplným aquivalentem povrchového integrálu (A);  $l, m, n$  znamená v něm cosinusy směrné normaly plošné částice  $d\sigma$ , a výraz v závorce tudíž průmět elektrického pošinutí na směr normaly, tudíž v obyčejném případě ústředí isotropického:

$$-\frac{K}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n}.$$

Výraz (A') přeměníme snadno v integrál pouze prostorový, výrazu (B) obdobný ale všeobecnější:

$$(B') \quad W = \frac{1}{2} \int (fX + gY + hZ) dS.$$

Dejme tomu, že jest v celém prostoru:

$$(C) \quad \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} = \varrho = 0.$$

Kdyby  $f, g, h$  znamenaly složky pošinutí čili rychlosti kapaliny nestlačitelné, obdrželi bychom tutéž rovnici co podmínku kontinuity a zároveň co výraz nestlačitelnosti. Následkem toho vyslovuje *Maxwell* (l. c. 62.) tuto hypotesu:

Úkazy elektrické můžeme si myslet způsobeny pošinutím hypotetické tekutiny, jakéhosi fluida; veškerá ústředí dielektrická vyplňujícího; pošinutí v jednom směru podmiňuje elektrisaci kladnou, ve směru opačném elektrisaci zápornou. V dielektrickém ústředí nemůže náboj vzniknouti; neboť myslíme-li si v něm jakoukoliv plochu, skrze kterou pošinutí nastalo, musíme si patrně plochu tu představití na jedné straně kladně, na druhé straně záporně elektrickou, tedy zkrátka neelektrickou. Jinak jest: a) na rozhraní dvou dielektrických ústředí, b) na rozhraní dielektrických ústředí a vodičů\*). V obou případech máme po obou stranách takových ploch nestejně pošinutí následkem specifických zvláštností látkových, a tudíž určitý náboj elektrický.

---

\*) Rozdíl mezi dielektrickými ústředími a vodiči jest ostatně jen stupňový; snadno lze se přesvědčiti, že vodiče charakterisuje specifická induktivní kapacita

$$K = \infty.$$



Tato hypotéza Maxwellova tvoří dobrý základ pro ony tři věty, jež na začátku jakožto třes Faradayovy teorie byly podány; neboť bezprostřední působení do dálky jest tu nahrazeno napjetím v domnělém fluidum se šířícím, na zvláštnost ústředí jest náležitý zřetel vzat \*); nemožnost absolutního náboje elektrického následuje z neproměnnosti objemu téhož fluida, z jeho nestlačitelnosti, neboť každý přebytek na jedné straně musí býti vyvážen nedostatkem na straně druhé. \*\*)

Proti teorii Maxwellově lze však uvést též některé námítky, zejména:

a) Nevysvětluje zvláštní náboj dielektrických hmot, neboť v případě tom neplatí rovnice (C).

b) Předpokládá fluidum, které má s kapalinami nestlačitelnost, rovnicí (C) vytknutou, společnou, v němž však nepanuje ve všech směrech též tlak, jak na str. 216. uvedeno bylo. *Fluidum, které tvoří dle oné teorie substrat úkazů elektrických, podobá se tudíž některými vlastnostmi svými kapalině (nestlačitelné), jinými vlastnostmi svými hmotám tuhým. \*\*\*)*

---

\*) Tuto zvláštnost různých ústředí můžeme si zhruba znázorniti, představujeme-li si je co porovité hmoty (houby), v nichž jest poměr objemu vlastní hmotou vyplněného k objemu prázdnému nestejný. Vodiči neměly by dle toho naprosto žádných por, prázdný prostor (jak vskutku předpokládáme) naprosto žádné hmoty; mezi oběma krajními případy nalezájí se ostatní. Nestejnost pošnutí na rozhraní dvou ústředí vzdor nestlačitelnosti fluida stává se tu na první pohled patrnou.

\*\*) Touto okolností zdá se, jakoby se hypotéza Maxwellova blížila starší (Franklinově) hypotéze jednofluidové. Rozdíl mezi oběma jest však základní a nemenší, nežli rozdíl mezi hypotésou první a hypotésou dvoufluidovou. V obou starších hypotésách jsou fluida sama (nebo přebytek a nedostatek jednoho fluida) elektrinami a tyto působí na sebe a na hmoty s nimi spojené přímo dle zákona obráceného čtverce vzdálenosti. V nové hypotéze jest elektrisace pouhým stavem hmoty, v nějž jest hmota uvedena pošnutím elektrickým, a působení šíří se *prostřednictvím* elektrického fluida. Rozdíl podobá se tudíž v mnohém rozdílu mezi oběma hypotésami pro světlo. Světlový éther není též o sobě světlem, nýbrž vibrace jeho podmiňují úkazy světlové.

\*\*\*) Okolnost ta je ovšem na úkor hypotésy v tom ohledu, že se zavádí látka ode všech známých nám látek rozdílná; dlužno však připomenouti, že podobnou zvláštností vyniká též (ovšem také jen hypoté-

e) uchyluje se opět k hypotese, jejíž správnost nelze zjistiti, poněvadž nikdy nebude lze přesvědčiti se o pravosti jejího obsahu. Tím se vrací na tutéž půdu jako theorie dvoufluidová a nemůže činiti nároků na větší uznání. Dlužno však připomenouti, že Maxwell velmi opatrně si počíná se svou hypotésou. Obyčejně vyjadřuje se tak, jako by tato hypotéza nebyla více nežli *obrazem*, jímž chce znázorniti děje elektrické, aby o nich snadněji mluvit se mohlo. Tak na př. slovem „elektrické pošnutí“ můžeme naznačiti určitou fysikalní veličinu, kterou i bezpečnými methodami elektrometrickými měřiti můžeme, aniž bychom byli přesvědčeni o skutečném nějakém pošnutí ve hmotě.

Teprvé ke konci svého díla (Treatise, Chapt. XX. XXIII.) vyslovuje se Maxwell určitěji v ten smysl, že lze *úказы elektrické i magnetické, tudíž i elektrodynamické sobě představit jako výsledek napjetí a tlaků, určitým způsobem v étheru rozdělených, a že tíž éther jest zároveň substratem úkazů světlových*. Zajímavá a duchaplná tato hypotéza vznikla následkem důležitých vztahů mezi úkazy elektrickými a světlovými, o nichž na svém místě promluvíme.

Po tomto všeobecném přehledu názorů Maxwellových můžeme přikročiti k podrobnějšímu rozboru jeho spisu, při čemž se ovšem obmezíme na věci formálně neb věcně nejzajímavější. Spis ten jest rozdělen na čtyři části: *elektrostatiku, elektrokinetiku, nauku o magnetismu a elektromagnetismu*.

Pozoruhodný jest již úvod mathematicko-geometrický, v němž ponejprve jsou soustavně a přehledně sestaveny ony poučky, jichž při math. studium úkazů elektrických stále máme zapotřebí. Důležité zdá se mi zejména, že jest poukázáno k theorii quaternionů, jejíž plodné upotřebení ku řešení problémů math. fysiky způsobem tak duchaplným podal *Tait* ve svých *Elementech quaternionů*. Ačkoli se Maxwell obmezuje jen na zlomkovité zavádění dotyčných výrazů na příslušných místech, dostačí zajisté již několik těch od něho podaných vzorků na provedení důkazu, že se v mluvě oné theorie mathematické zákony přírodní mohou

---

ticky) éther světlový; pro mnohé vlastnosti jeho dlužno jej klásti mezi tekutiny (fluida), pro jiné vlastnosti (na př. transversální vibrace) mezi hmoty tuhé. Ostatně přidal se Maxwell k názoru (Faradayem vyslovenému, v. roč. XII. str. 202.), že jest světlový éther právě tím fluidem, které napjetím svým šíří stav elektrický (a magnetický).

formulovati způsobem neobyčejně průzračným a pohodlným. Stačí poukázati k jednoduchému příkladu, jenž i bez známosti oné theorie každému jest pochopitelným, t. j. zavedení pojmu *vektorů* (v. str. 218.). Elektrické pošnutí na př. v mnohém ohledu zastupuje hustotu elektřiny ve smyslu starší theorie, jest však přesněji charakterisováno co *vektor*, tak že vedle jeho velikosti též vztah ku prostoru k platnosti jest přiveden.

První kapitola *elektrostatiky* podává základní zkušenosti naše a opírající se o ně pojmy. Zejmena jest též poukázáno (č. 35) k tomu, že jest *elektřina veličinou fyzikální*, že však nemusí proto býti *látkou* (jako na př. obyčejná hmota), ani *energií* (jako na př. teplo). Dále jest podána (č. 36 a 37) jasná kritika hypotézy dvou- a jednofluidové. Důležitý jest odstavec „Plan of this Treatise“ (č. 59—62), který podává náčrtek názoru Maxwellova, jak již dříve byl vyložen. Obšrné matematické odůvodnění jeho jest podáno v kap. V.; zde jest zejména dokázána věta naznačená již Faradayem, že existuje v ústředí dielektrickém ve směru silokřivek napjetí a v kolmém směru stejně velký tlak. Kap. VI.—XII. mají více jen matematický interest; zajímavé jest upotřebení diagramů, t. j. (hlavně ovšem pro tvary rotační) sestavení hladin (jich poledníkových křivek) a siloznačných čar; dále metoda elektrických obrazů, roku 1848 Thomsonem objevená, již velmi důvtipně upotřebeno na řešení nesnadných problémů. Kap. XIII. podává theorii strojů elektrostatických (elektrik, elektrometrů atd.); původností svou zajímá zde theorie stroje influenčního (na indukci založeného, č. 212—213).

*Elektrokinetika* pojednává o pohybu elektřiny. Budiž *elektřina čímkoli*, o tom nelze pochybovati, že jest úkaz označený slovy: *elektrický proud*, úkazem kinetickým, že jest vodič proud *takový obsahující sídlem energie kinetické*. První kapitoly jednají o *obyčejných zjevech*, neposkytující příležitosti ku zvláštním poznámkám; zajímavá jest paralela mezi úkazy elektrickými a thermickými. Hmota jest schopna absorbovati teplo a zase propouštěti, nikoli však elektřinu, jinými slovy: pro thermickou kapacitu hmot neexistuje analogie v úkazech elektrických \*).

---

\*) Mluvíme ovšem též o *kapacitě* elektrické, t. j. však veličina zcela jiného druhu nežli kapacita thermická. Dva vodiči stejného tvaru

Velmi důležité v ohledu math.-fysikalním jsou kap. VII.—IX., jednající o pohybu elektřiny v prostorech trojrozměrných. Jako jsou složky elektrické indukce (elektrického pošnutí) ve všeobecném případě jakéhokoli ústředí lineárními úkony *všech* složek elektrické síly, podobně jsou též složky elektrického proudění takovými úkony. Z toho plynou pak následky velmi zajímavé a důležité, jichž rozbořením se hlavně *W. Thomson* zanašel.

Kap. IX. jedná o pohybu elektřiny skrze ústředí nestejnoroďa, zejména o přechodu z jednoho ústředí v druhé. Vyskytuje se tu zajímavá okolnost, že se theorie elektrické indukce, theorie elektrického proudění, a dodejme hned také theorie magnetické indukce, opírá o tytéž základní rovnice, tak že dává řešení jednoho problému zároveň řešením dvou obdobných problémů, když jenom význam některých veličin přiměřeně změníme. Platí totiž ve všech případech:

1. pro hmotné částice rovnice Laplace-ova, přiměřeně změněna, totiž:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial V}{\partial z} \right) = 0,$$

2. pro povrchové částice ležící na rozhraní dvou ústředí:

$$K_1 \frac{\partial V}{\partial n_1} + K_2 \frac{\partial V}{\partial n_2} = 0.$$

Zde znamená  $V$  ve všech případech potencialný úkon, buď elektrický neb magnetický; veličina  $K(K_1, K_2)$  jest:

- a) v případě elektrické indukce specifická kapacita *elektrická*;
- b) v případě magnetické indukce specifická kapacita *magnetická*;

c) v případě elektrického proudění *vodivost* (jednotky objemu).

Theorie elektrické a magnetické indukce jest ovšem v tom ohledu obecnější, že v ní pro některé části prostoru může (ano přísně vzato musí) nastoupiti buď na místo Laplace-ovy rovnice (1) Poissonova:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial V}{\partial z} \right) + 4\pi h = 0,$$

---

mají stejnou kapacitu elektrickou, byť i jeden z nich byl dutý a druhý plný. Zbytkový náboj (residual charge) v Leydenské láhvi ovšem zdánlivě poukazuje k jakési absorpci elektrické; úkaz ten se nyní však jinak vysvětluje.

aneb na místo jejího aequivalentu (2) pro rozhraní různých hmot příslušný aequivalent Poissonovy rovnice:

$$K_1 \frac{\partial V}{\partial n_1} + K_2 \frac{\partial V}{\partial n_2} + 4\pi k = 0,$$

kdež znamená  $h$  prostorovou,  $k$  plošnou hustotu elektrisace. Něco takového se v theorii elektrického proudění nevyskytuje. Další části oné kapitoly obsahují zajímavý rozbor pohybu elektřiny skrze ústředí, která se skládají z vrstev různých látek; hypotéza takových složitých ústředí může sloužiti k vysvětlení „zbytkového“ náboje, chceme-li se pojmu elektrické absorpce vyhnouti. K tomuto rozboru pojí se bezprostředně v kap. X. vyšetření pohybu elektřiny v ústředích dielektrických. Takové ústředí má také svou vodivost, byť i velmi nepatrnou; mimo to jest však uvedeno elektrickými silami v určitý stav napjetí, který se pozvolna mění, právě následkem vodivého pohybu elektřiny, čímž však vzniká ještě jiný pohyb charakterisovaný změnou elektrického pošinutí. Theorie tohoto poskytuje mnohé zajímavé zvláštnosti, tvoříc v jistém ohledu takřka přechod od elektrostatiky k elektrokinetice a jest také v praktickém ohledu velmi důležitá (pohyb elektřiny v podmořském lánu).

Poslední dvě kapitoly jednající o měření odporu a o hlavních výsledcích téhož měření. Na doklad, s jakou elegancí řeší *Maxwell* problémy math.-fysikalní, stůžž zde jeden případ, totiž theorie kombinace nazvané *Wheatstone-ovým mostem*.

Šest lineárných vodičů (drátů)

$BC, CA, AB, OA, OB, OC,$

mají odpory:  $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma;$

písmeny:  $x, y, z, \xi, \eta, \zeta,$

označíme intensity proudové v jednotlivých větvích této soustavy, které se stýkají po třech ve čtyřech bodech  $A, B, C, O$ . Posledními písmeny označíme zároveň potencialnou výši týchž bodů. Vodič  $BC$  obsahuje zdroj elektromotorické síly  $E$ , vodič  $OA$  galvanometr (tak že týž vodič tvoří most, spojující větve  $BOC$  a  $BAC$ ). Dle známých dvou zákonů Kirchoffových obdržíme pro 6 větví a 4 body následujících 10 rovnic:

$$\begin{array}{ll} ax = B - C + E & \alpha\xi = O - A \\ by = C - A & \beta\eta = O - B \\ cz = A - B & \gamma\zeta = O - C \end{array}$$

$$\begin{aligned} \xi + y - z &= 0 & \xi + x - y &= 0 \\ \eta + z - x &= 0 & \xi + \eta + \xi &= 0 \end{aligned}$$

Poslední rovnice plyne ze tří předcházejících; 9 neodvislých rovnic slouží tudíž k určení 9 neznámých veličin:  $x, y, z, \xi, \eta, \xi$ , a rozdílů mezi  $O, A, B, C$  (absolutní hodnoty potencialných výš) nelze patrně určit, neznáme-li hodnotu potencialného úkonu na určitém místě. Velmi jednoduchý výraz obdržíme pro  $\xi$ , totiž

$$\xi = \frac{E}{D} (b\beta - c\gamma)$$

z kterého plyne pro  $\xi = 0$ ,

$$b\beta = c\gamma,$$

známé pravidlo, na němž se zakládá upotřebení Wheatstoneova mostu.  $D$  jest zde výraz složený z veličin  $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$ .

(Dokončení.)

## O řešení rovnic třetího a čtvrtého stupně pomocí determinantů cyklických.

Napsal

Dr. F. J. Studnička.

I.

### O binomických rovnicích.

Značí-li  $\omega$  nějaký kořen binomické rovnice

$$\omega^n - 1 = 0,$$

jest i každá celistvá a pozitivní mocnina veličiny  $\omega$  jejím kořenem. Jestliž tu

$$\omega^n = 1, \tag{1}$$

z čehož plyne

$$\omega^{nk} = (\omega^k)^n = 1,$$

takže jsou též kořeny předložené rovnice

$$\omega, \omega^2, \omega^3, \dots, \omega^n, \tag{2}$$

kterážto řada obsahuje nanejvýš  $n$  rozličných hodnot, jelikož

$$\omega^{n+1} = \omega, \omega^{n+2} = \omega^2, \dots$$