

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

August Seydler

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

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 13 (1884), No. 5, 245--253

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122201>

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.

(Dokončení.)

Třetí díl Maxwellova spisu jedná o magnetismu. Zde se nám vyskytuje v druhé kapitole zajímavý pojem *magnetické indukce* co korrelat pojmu *magnetické síly*. Je-li dána soustava magnetů, můžeme známým způsobem určití potencialný úkon V a z něho vypočítati složky α , β , γ magnetické síly v *zevnějším prostoru* co výrazy

$$\alpha = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad \beta = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad \gamma = -\frac{\partial V}{\partial z}.$$

Pro hmoty gravitující můžeme stejným způsobem určití složky gravitace v *prostoru vnitřním*, t. j. pro body ležící v hmotě samé, jejíž působení vyšetřujeme. Jinak pro hmoty magnetické; následkem polarnosti magnetických částí stává se výraz pro ony složky neurčitým. Kolem bodu, v němž složky magnetické síly určití chceme, opišme velmi malou plochu libovolného tvaru a vyšetříme o sobě působení zevnější hmoty, a působení hmoty uvnitř oné plochy obsažené. První působení dává v limitě složky α , β , γ podobným způsobem jako pro zevnější prostor určené; druhé působení dává *různé* složky dle toho, jakého tvaru plochu volíme, i když ji v limitě učiníme nekonečně malou. Ze všech možných případů jsou však tyto dva nejdůležitější:

a) Plocha má tvar nekonečně tenkého válce, jehož osa má směr výslednice sil α , β , γ . Působení hmoty uvnitř této plochy obsažené rovná se nulle, a veškeré působení jest dáno složkami

$$\alpha = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad \beta = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad \gamma = -\frac{\partial V}{\partial z}.$$

Výslednici těchto složek H můžeme vhodně nazvati *magnetickou silou* uvnitř magnetických hmot.

b) Plocha má tvar nekonečně tenké desky, jejíž normala má směr výslednice sil α , β , γ . Působení hmoty uvnitř této plochy obsažené nerovná se nulle, nýbrž má složky

$$4\pi A, 4\pi B, 4\pi C.$$

Zde jsou A , B , C složky t. zv. magnetisace J , t. j. magnetického momentu částice dS nalézající se tam, kde právě (uvnitř magnetu) působení vyšetřujeme, děleného objemem dS téže částice. Veškeré působení na též místě má tudíž v případě b) složky

$$a = \alpha + 4\pi A, b = \beta + 4\pi B, c = \gamma + 4\pi C$$

a výslednici

$$B = H + 4\pi J$$

nazývá *Thomson magnetickou indukcí* uvnitř magnetických hmot. Pro zevnější nemagnetické hmoty jest $J = 0$, tudíž není rozdílu mezi magnetickou silou a indukcí.

Skoro každá hmota jest však magnetického stavu schopna; působením magnetických sil se tento stav v ní indukuje, magnetisace její nerovná se nulle, nýbrž jest to veličina daným magnetickým silám úměrná, tak že můžeme klásti

$$J = \kappa H,$$

kdež znamená κ jakousi, pro danou hodnotu charakteristickou konstantu. Pak jest pro tutéž hmotu

$$B = (1 + 4\pi\kappa) H = \mu H,$$

a konstantu μ , která udává poměr magnetické síly a indukce v oné hmotě, můžeme nazvati dle analogie z theorie indukce elektrické čerpané *specifickou induktivní kapacitou magnetickou*.

Na základě těchto pojmů dospívá Maxwell v kap. IV. k zájímavé transformaci Poissonovy theorie magnetické indukce; základní rovnice její rovnají se, jak shora uvedeno, úplně základním rovnicím pro theorii elektrické indukce a elektrického proudění. *)

Dlužno připomenouti, že tato theorie obsahuje hmoty para- i diamagnetické; pro první jest κ kladné, pro druhé záporné, ale tak, že jest *vždy* $\mu = 1 + 4\pi\kappa$ kladnou veličinou.

Také Weberovu theorii magnetické indukce, dle níž dlužno magnetisování pojímati co otáčení magnetických molekul ve směr

*) Vzoroky, které Maxwell podává, nejeví sice takový úplný souhlas; velmi jednoduchou transformací lze je však uvésti na společný tvar na str. 223. padaný, jak obšírně bude vyloženo v II. dílu mé fysiky.

působící silou magnetickou určený, rozšířil Maxwell (kap. V.) hledaje vysvětlení zbyvajících magnetismu v hypotese, že se otočené molekuly nevrací více do své původní polohy, nýbrž že se jen o menší úhel nazpět otočí.

Část čtvrtá, o *elektromagnetismu* jednající, jest bez odporu nejzajímavější; název ten zahrnuje u Maxwella (právem) širý obor vzájemného působení buď proudů mezi sebou, buď proudů a magnetů. Stojí na půdě Faradayem připravené pojímá Maxwell prostor kolem proudů elektrických rozložený (elektromagnetické pole) co sídlo silokřivek, o jichž průběhu nás poučuje podrobná diskuse zkušenosti. Tyto křivky prozrazují se dvojnásobným působením: *a)* na magnety, *b)* na vodiče jiné proudy obsahující; nesmíme však z toho souditi na dvojí druh těchto silokřivek, příslušné k působení *elektromagnetickému* i k působení *elektrodynamickému* silokřivky jsou *identické*. Z toho soudíme, že můžeme soustavu elektrických proudů nahraditi soustavou magnetickou a naopak; vznik příslušných silokřivek *magnetických* (jak je dle této úvahy *vždy* smíme zváti) můžeme si mysleti podmíněný buď přímým působením do dálky (starší theorie, *Ampère*) neb jakýmsi napjetím elektromagnetickým, rozšířeným v celém prostoru zevnějším, (novější theorie, *Faraday*) aneb můžeme bez ohledu na jakoukoli hypotese vyšetřiti pouze mechanické podmínky, z nichž zákony elektromagnetické působení ovládající můžeme odvoditi. Tato poslední cesta, rozhodně nejsprávnější, nastoupena jest s velikým úspěchem v kap. V.—VII., když byl dříve Maxwell podal v kapitolách předcházejících přehled účinků proudů a magnetů jak ponderomotorických (elektrodynamických) tak elektrodynamických (induktivních), dále stručný sice avšak velmi pečlivý a poučný rozbor theorie *Ampère*-ovy a metody *Faraday*-ovy. *)

*) Směr *Ampère*-ův a směr *Faraday*ův se nevyklučují, jsouce dispartní ne však kontradiktorní. *Ampère* vyhledává na základě několika vybraných dat experimentalných základní zákon mathematický působení elektrodynamického a snaží se, by z něho všechny úkazy vyložil cestou *deduktivní*; *Faraday* vyhledává zákony téhož působení cestou *induktivní*; ani jeden ani druhý nestaví se příkře na stanovisko nějaké hypotese, ohražující se spíše v pozitivní části svých prací proti přijetí jakékoli domněnky. Nelze však upřítí, že směr *Ampère*em vytknutý příznivější jest rozvoji hypotese dvoufluidové, která zejména

Soustava hmot obsahujících elektrické proudy jest jevištěm sil obyčejných a sil elektrický původ majících, čili jest sídlem energie mechanické a energie elektrické (elektrokinetické). Veličiny, jež určují polohu obyčejných hmot (čili jejich všeobecné souřadnice), buďtež $x_1, x_2, x_3 \dots$; veličiny, jež určují okamžitý stav elektrický v jednotlivých vodičích, buďtež $y_1, y_2, y_3 \dots$. Jelikož se hmoty pohybují a stav elektrický mění*, jsou veličiny x a y úkony času, a jejich derivace dle času: $\dot{x}_1, \dot{x}_2, \dot{x}_3 \dots$ $\dot{y}_1, \dot{y}_2, \dot{y}_3 \dots$ jsou ve (všeobecnějším toho slova smyslu) rychlosti, které svou velikostí charakterisují intenzitu kinetického stavu soustavy.**) Stav ten jest podmíněn a) pohybem hmot, b) elektrickým dějem, jež nazýváme proudem a který, budiž si v podstatě čímkoli, musí též býti považován za jakýsi pohyb, za zjev kinetický čili za základ kinetické energie. Rychlosti \dot{y} můžeme tudíž považovati za míru *intenzit jednotlivých proudů*; veličiny y

německými fysiky (F. Neumann, Weber, Riemann, Clausius, C. Neumann atd.) na vysoký stupeň byla vzdělána. Z druhé strany kloní se Faraday v povšechných úvahách svých o elektromagnetismu (podobně jako v teorii elektrostatické indukce) k názoru o šíření se působení od částice k částici. Od prvního i od druhého názoru vede (vyločením všeho hypotetického) cesta k stanovisku ryze mechanickému, jehož (buď výslovně vytknutým neb mlčky přijatým) východiskem jest *princip zachování energie*. Druhý názor má však, ať tak díme, blíže ku poslednímu stanovisku, jak poznáváme ze šťastného a rychlého dostoupení jeho přívržencem onoho názoru, Maxwellem. Však i přívrženci názoru prvního snaží se ze své strany dospěti k němu, jak poznáváme z novějších prací Helmholtzových, Clausiových, Riemannových, C. Neumannových, které proti výlučně hypotetickému stanovisku Weberovu domáhají se základních zákonů elektrodynamických vycházejíce též od principu zachování energie. Zda-li názor Weberův s principem tím v souhlas může být iuveden, což zejména Helmholtz popírá, jest dosud spornou otázkou.

*) Že taková změna skutečně v proudu, byť i ustáleném, se vyskytuje, prozrazuje *spotřeba energie*. Proto nelze sobě mysleti věčné trvání takového proudu, kdožto věčné trvání elektrostatického napjetí u ústředí dokonale izolujícím alespoň logicky možné jest.

**) Dle anglického způsobu označíme diff. poměry dle času tečkou nad písmenem; jest tudíž:

$$\dot{x}_1 = \frac{dx_1}{dt}, \text{ atd.}$$

byly by v starší mluvě množstvím elektřiny v jednotlivých, proudy obsahujících vodičích od začátku v pohyb uvedených.

Veškerou kinetickou energii soustavy T můžeme vyjádřiti součtem:

$$T = T_m + T_e + T_{me}$$

kdež jest:

$$T_m = \frac{1}{2}(x_1 x_1) \dot{x}_1^2 + \frac{1}{2}(x_2 x_2) \dot{x}_2^2 + \dots + (x_1 x_2) \dot{x}_1 \dot{x}_2 + \dots$$

$$T_e = \frac{1}{2}(y_1 y_1) \dot{y}_1^2 + \frac{1}{2}(y_2 y_2) \dot{y}_2^2 + \dots + (y_1 y_2) \dot{y}_1 \dot{y}_2 + \dots$$

$$T_{me} = (x_1 y_1) \dot{x}_1 \dot{y}_1 + (x_1 y_2) \dot{x}_1 \dot{y}_2 + \dots + (x_2 y_1) \dot{x}_2 \dot{y}_1 + \dots$$

Výrazy v závorkách jsou koeficienty, jež mohou býti všeobecně úkony veličin x a y ; jednoduchá úvaha poučuje nás však, že v tomto případě závisí jen na veličinách x . T_m znamená patrně část živé síly, závislou na pohybech obyčejné hmoty, T_e část závislou na proudění elektrickém; T_{me} jest člen, který závisí na kombinaci čili současnosti obou pohybů. Maxwell provedl pečlivé pokusy k tomu cíli, aby se přesvědčil, zda-li takový člen skutečně existuje, a dospěl k výsledku zápornému*), klade tudíž:

$$T_{me} = 0.$$

Poněvadž pak člen T_m pouze k obyčejnému pohybu se vztahuje a svou změnou působení obyčejných sil prozrazuje, nemusíme k němu přihlížeti a zbývá tudíž jen člen T_e pro vyšetření elektrodynamického působení. Dle základních vzorků mechaniky obdržíme pro složku X výsledné síly, vztahující se ku změně souřadnice x (tak že sobě přísluší X_1 a x_1 , X_2 a x_2 , X_3 a x_3 , ...) výraz, určující *ponderomotorické působení*:

$$X = - \frac{\partial T_e}{\partial x} = - \frac{1}{2} \dot{y}_1^2 \frac{\partial (y_1 y_1)}{\partial x} - \dots$$

a pro složku Y , která mění souřadnici y (tak že sobě opět přísluší Y_1 a y_1 , Y_2 a y_2 , Y_3 a y_3 , ...) a určuje tudíž *elektromotorické působení*:

$$Y = \frac{\partial T_e}{\partial y},$$

na př.

$$Y_1 = (y_1 y_1) \dot{y}_1 + (y_1 y_2) \dot{y}_2 + \dots$$

*) V novější době pokoušeli se někteří o to, dokázati též existenci části T_{me} veškeré elektrokinetické energie, v. *Wiedemann*, Beiblätter, sv. V.

Tímto způsobem jest obojí působení jednoduše ze všeobecných vět mechanických (Lagrangem podaných) odvozeno. Zároveň vidíme, že jest *elektrokinetická energie* T_e též úkon, který byl na základě Ampère-ova vzorku odvozen od F. Neumanna co *elektrodynamický potencial*. Pro dva proudy na př. jest:

$$T_e = \frac{1}{2}L_1\dot{y}_1^2 + M\dot{y}_1\dot{y}_2 + \frac{1}{2}L_2\dot{y}_2^2.$$

Jsou-li tvary vodičů proudy obsahujících neproměnný, jsou L_1 a L_2 konstanty a pouze

$$M = \iint \frac{\cos(s_1s_2)}{r} ds_1 ds_2,$$

mění se změnou vzájemné polohy vodičů těch. V případě tom jest ponderomotorická síla, s kterou se vodiči ve směru x odpuzují

$$\dot{y}_1\dot{y}_2 \frac{\partial M}{\partial x},$$

a elektromotorické síly, ve vodičích obou proudů vzbuzené

$$L_1\dot{y}_1 + M\dot{y}_2 \quad \text{a} \quad M\dot{y}_1 + L_2\dot{y}_2.$$

Kap. VIII. a IX. podávají na základě všech v předešlých dílech i v tomto zjednaných dat soustavný přehled všech rovnic ovládajících zjevy elektrické a magnetické, při čemž ohebnost vzorků dle theorie quaternionů sestrojených příznivě vyniká.

Jasným výkladem a elegantním sestavením vzorků lahodí též kapitola X., v níž jsou obě soustavy elektrických měř *elektrostatická* a *elektrokinetická* rozebrány a mezi sebou porovnány. I když volíme tytéž základní jednotky délky, času a hmoty (na př. centimetr, sekundu a gramm v t. zv. soustavě C. G. S.) obdržíme dvě různé soustavy veličin elektrických, volíme za základ

a) buď jednotku *elektřiny* t. j. množství, které na stejné množství v jednotce vzdálenosti působí, jednotce hmoty takto elektrované udílí jednotku urychlení (soustava elektrostatická); v tomto případě jest *jednotka magnetismu* odvozena t. j. jednotkový moment magnetický jest určen jednotkovým proudem elektřiny, který obíhá kolem jednotkové plochy, čímž vzniká magnetická deska;

b) buď *jednotku magnetismu*, t. j. množství, které jednotce hmoty opatřené stejným množstvím magnetismu udílí jednotkové urychlení (soustava elektromagnetická); zde jest *jednotka elektřiny*

odvozena co množství, které v jednotce doby poskytuje proud, jenž obíhaje kolem jednotky plochy dává magnetickou desku mající moment jednotkový.

Počet elektrostatických jednotek elektřiny, obsažených v jednotce elektromagnetické, jest rychlost

$$v = 310740 \frac{\text{kilom.}}{\text{sek.}}. \quad (\text{Weber})$$

Toto číslo liší se od rychlosti světla ve vzduchu pouze as o 3%; shoda tato není nahodilá, poskytujíc pokyn k vyhledání určitých vztahů mezi úkazy elektromagnetickými a optickými.

V kap. XI. vyjadřuje Maxwell elektrokinetickou energii dané soustavy integralem obsahujícím částice veškerého prostoru, z toho soudí, podobně jak v elektrostatice jsme seznali (viz str. 215.), že jest stav elektromagnetický podmíněn jakýmsi napjetím ústředí mezi vodiči proudonosnými obsaženého. Toto napjetí vypočítává *Maxwell* podobně jako napjetí elektrostatické; nalezené výrazy jsou velmi jednoduché, podávajíce jasný přehled o rozdělení jeho v prostoru. Jakým způsobem vzniká a jak šíří se zvláště tento stav v prostoru? Na první otázku nesešnádná jest odpověď; spíše můžeme se s druhou obírat, i připadl *Maxwell* na domněnku, že *světlový ether*, totéž ústředí, v němž se optické stavy hmoty šíří, zároveň jest prostředníkem úkazů elektrických a magnetických (elektromagnetických). Myšlénku tu rozvádí šíře v kap. XX., kdež podává „elektromagnetickou theorii“ světla. Praví zde na začátku (č. 781 a násl.): „Pokusil jsem se o vysvětlení elektromagnetických úkazů pomocí mechanického působení převáděného od jednoho tělesa k druhému prostřednictvím media vyplňujícího prostor mezi nimi. Undulační theorie světla též předpokládá existenci takového media. Nyní chceme ukázati, že jsou vlastnosti elektromagnetického media *identické* s vlastnostmi světlového media.“

„... Když studium dvou rozdílných větví vědy neodvisle nás přivedlo na myšlénku media, a když vlastnosti, které musíme přičítati témuž prostředí, chceme-li vyložiti elektromagnetické úkazy, jsou téhož druhu jako vlastnosti, které přisuzujeme světlovému mediu, bychom vyložili úkazy světelné, zvyšuje se tím značně pravděpodobnost fysikalní existence téhož media.“

„Kdybychom pak našli, že jest rychlost, s jakou se šíří elektromagnetické vzrušení, tatáž jako rychlost světla, a to nejen ve vzduchu, nýbrž také v jiných průzračných ústředích, měli bychom mocné důvody pro přesvědčení, že světlo jest jakýmsi zjevem elaktromagnetickým.“

Vyloživ dále, že jest světlový éther v době průchodu světla sídlem energie z části kinetické, z části potencialné, a že totéž platí pro (domnělé) ústředí, v němž se šíří elektromagnetické vzrušení, přechází Maxwell k mathematickému spracování této myšlénky a dospívá k tomu výsledku nad jiné důležitému, že jest rychlost postupu elektromagnetického vzrušení určena výrazem :

$$V = \frac{1}{\sqrt{K\mu}},$$

kde jsou veličiny K a μ specifické induktivní kapacity, K elektrická a μ magnetická.

Ve vzduchu jest

$$\text{v el. st. míře: } K = 1, \quad \mu = \frac{1}{v^2}, \quad V = v,$$

$$\text{v el. magn. míře: } K = \frac{1}{v^2}, \quad \mu = 1, \quad V = v.$$

Zde jest v shora (str. 251.) uvedený poměr jednotek elektromagnetické a elektrostatické; rychlost elektromagnetického působení ve vzduchu rovná se tudíž skoro úplně rychlosti světla.

Magnetická kapacita μ neliší se v průhledných ústředích značně od kapacity vzduchu; elektrická kapacita takových ústředí rovnala by se dle nalezené věty čtverci exponentu lomu. Pro paraffin našli *Gibson* a *Barclay* $K = 1.975$, jest tudíž

$$\sqrt{K} = 1.405,$$

exponent lomu

$$n = 1.422,$$

souhlas tudíž dosti značný.

Nelze pouštět se do podrobnějšího rozboru elektromagnetické theorie světla; budiž jen připomenuto, že k týmž výsledkům dospěl jinou cestou *Lorenz* (*Pogg. Ann.* sv. 131.), čímž se pravděpodobnost theorie té značně zvyšuje. Dále budiž poukázáno ku působení magnetismu na světlo (otáčení polarisační

roviny), které ve světle uvedené theorie snadněji nežli způsobem jiným se vyloží (kap. XXI.).

Kap. XII.—XVIII. jednají o zvláštních případech elektrických proudů (proudy deskové, proudy rovnoběžné, proudy kruhové; pozoruhodná jest theorie Aragovy rotační desky, č. 668—669), dále o elektromagnetických strojích a pozorováních.

Konečná (XXIII.) kapitola rozebírá různé theorie elektrického působení do dálky (Weber, Riemann, C. Neumann, Betti), při čemž v historickém ohledu zejména zajímá poukázání k mínění Gaussem již r. 1835 vyslovenému (v. G. Werke, sv. V. str. 629). Týž spatřoval úhelný kámen elektrodynamiky ve vyhledání theorie, v které by se šíření elektrického působení pojímalo co úkon času, a sám se po delší dobu zanášel vzděláváním takové theorie. Pozdější theorie, vzniklé zejména na půdě německé, obsahují v sobě též tuto myšlénku, provedenou však jiným způsobem, tedy ne tak, že by se šíření působení elektrického bralo dle analogie šíření světla. Vládne tu stále myšlénka přímého působení do dálky, gravitací do vědy zavedená *actio in distans*, která v theorii Weberově největší své triumfy slavila.

Maxwell táže se však: když přechází v případech těch „něco“ z částice na částici, čím jest toto „něco“, když opustilo jednu částici a nežli dospělo k druhé? Je-li toto „něco“ energií, musí zajisté existovati ústředí čili medium, v němž sídlí tato energie, když byla opustila částici první a nežli dospěla k druhé. „Všechny ty theorie vedou tudíž nutně k představě takového media, v němž se působení šíří, a připouštíme-li toto medium co hypothesu, měla by tato zaujímati důležité místo v našem badání a měli bychom se vynasnažiti, bychom sestrojili sobě ve všech podrobnostech duchovní obraz působení téhož media, a učiniti to bylo stálou snahou mou v tomto spise“ (č. 866).
