Karel Kuchař

James Clerk Maxwell a pojem pole v klasické fysice (Na okraj osmdesátého výročí smrti)

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 4 (1959), No. 4, 501--514

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/137748

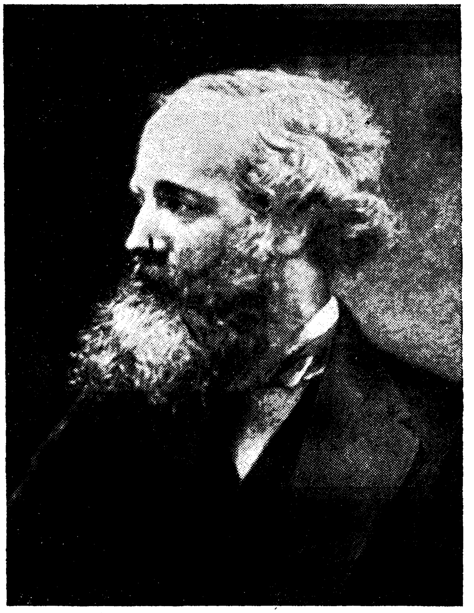
ciální geometrii, v tensorové geometrii, v algebraické geometrii a že vedle toho všeho obrátil se i k aplikacím geometrie v technice a v teorii pružnosti. Přitom nepropadl povrchnosti, ale řešil důležité a hluboké problémy na všech těchto úsecích. Neprivilegoval nikdy jen určitý úsek geometrie nebo jednu její metodu. Nejvíc je ovšem třeba vyzdvihnout jeho práce z tensorové geometrie, ať v teorii či v aplikacích. Byl předním naším znalcem tohoto oboru.

A ještě jedna jeho vlastnost dokresluje jeho vědecký charakter. Dovedl se nadchnout pěknými a dobrými výsledky jiných matematiků. Netrpěl nikdy odbornou žárlivostí, rád se přiučil z dobrých prací svých kolegů a vždycky je podporoval, hlavně ty mladší. Byl zkrátka, jak se říká, geometrem tělem a duší a snad právě proto vykonal tak velký a záslužný kus práce.

JAMES CLERK MAXWELL A POJEM POLE V KLASICKÉ FYSICE

NA OKRAJ OSMDESÁTÉHO VÝROČÍ SMRTI
(* Edinburgh 13. 6. 1831, † Cambridge 5. 11. 1879)

Kařel Kuchař, *Katedra teoretické fysiky matematicko-fysikální fakulty KU*



JAMES CLERK MAXWELL

I.

Máloktery myslitel má to štěstí, aby někdo stejně velký věnoval život propracování jeho díla. Stane-li se tak přece a dává-li si následovník práci s tím, aby vypadal pouze jako interpretátor, vzniká situace plná přitažlivosti pro historika, rozlišit mezi dědictvím a vlastními zásluhami. Klasickým případem je Platonův Sokrates. Odmyslíme-li si, že máme v ruce přes tisíc stran *Experimentálních prací o elektřině,* mohli bychom stejným právem mluvit o Maxwellově Faradayovi. Stránky Maxwellova dvoudílného *Pojednání o elektřině a magnetismu* jsou plné snahy co nejvěrněji pochopit Faradayovy představy a najít spojení mezi nimi a vlastní teorií, takže se na první pohled zdá, že jde jen o přepis Faradayovy teorie do matematické symboliky. „Přeložil jsem to, co jsem považoval za Faradayovy představy do matematické formy ..." [2, I, X], píše Maxwell v předmluvě k *Pojednání*. Nešlo však o překlad ve vlastním slova smyslu; nebyl určen jazyk, do kterého překládat. Před Maxwellem ležela celá řada nářečí, nepočítaje spisovný jazyk teorie elektřiny a magnetismu, jak se ustálil v klasických dílech Gausse a Webera. Maxwell si vybral nově vzniklý dialekt Hamiltonových *Quaternionů* (1852), s bohatou slovní zásobou a syntaxí jako dělanou pro Faradayovy představy; slovník však neexistoval a musel si jej sestavit sám. Pro ukázku z něj vybereme dvě hesla. Počet jednotkových magnetických siločar, které protínají danou plochu, přeložil Maxwell jako tok vektoru intensity magnetického pole **H** touto plochou a elektrotonický stav jako koeficient vzájemné indukce dvou okruhů kráte proud protékající primárním okruhem. Kromě vět, které jsou překladem vět Faradayových *Experimentálních prací* nebo z nich jdou deduktivně odvodit, obsahuje však Maxwellovo *Pojednání* ještě další (elektřina proudí jako nestlačitelná kapalina), které představují Maxwellův vlastní fysikální přínos a přibližují ho Platonovi, místo Xenofontovi kovanému v matematice.

Není možno pochopit význam něčí práce, neznáme-li její prameny a vliv, který vykonala. Věnujeme proto nyní pozornost Faradayovým *Experimentálním pracím*. Jejich převážnou většinu tvoří články, otištěné v *Philosophical Transactions* v letech 1831—1852, jejichž obsahem je prostý a přesný popis pokusů, které Faraday konal v londýnské *Royal Institution* s pomocí jediného válečného vysloužilce. Většina pokusů je toho druhu, že je můžeme opakovat v každém lépe zařízeném školním kabinetu. Srovnáme-li peníze vynaložené na Faradayovy objevy — objev elektromagnetické indukce, stáčení polarisační roviny světla magnetickým polem, zákonů elektrolysy — s jejich praktickými a teoretickými důsledky — generátory střídavého proudu, vysokoproudou technikou a existencí elementárního množství elektřiny — dospějeme k výsledku, který se již asi nikdy nepodařilo překonat. Průmyslová organisace vědecké práce, která započala v Německu ke konci minulého století, s desítkami lidí, kterých je zapotřebí k uskutečnění významnějšího vědeckého pokusu a ke zpracování jeho výsledků, s přístroji, které může někdy financovat pouze stát, proběhla současně s odklonem fysikálních teorií od názornosti. Výsledkem specialisace bylo i rozdělení fysiků na teoretiky a experimentátory, které ještě v minulém století nemělo svého dnešního smyslu: Maxwell sám byl nějakou dobu profesorem experimentální fysiky v Cambridge.

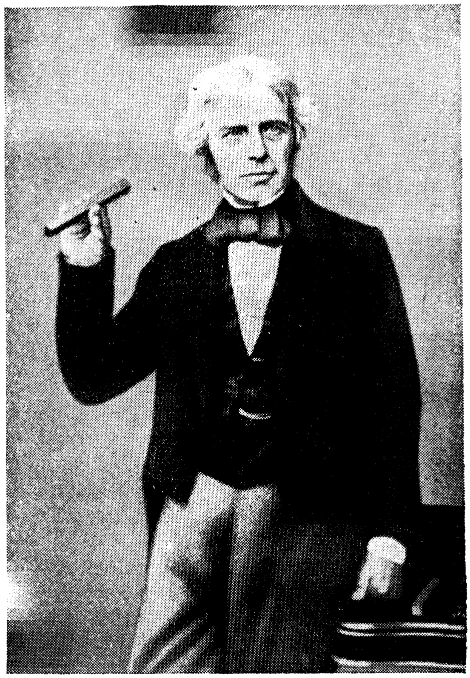
Faradayovy články podávají zprávu o pokusech zdařených i o pokusech, které nevedly k cíli, jako například pokus o vztazích gravitace a elektřiny. Maxwell srovnává v tomto ohledu Faradaye s Ampérem: „Ampérova metoda, ačkoli uvedena do formy indukce, nám nedovoluje sledovat vznik představ, které ji vedly. Je těžké uvěřit, že Ampére ve skutečnosti objevil zákon působení pomocí pokusů, které popisuje. Musíme ho podezírat, že zákon objevil nějakým postupem, který nám neukázal, což ostatně on sám přiznává, a že když později vystavěl dokonalý důkaz, odstranil všechny stopy po lešení, kterému k tomu pomáhalo. Faraday nám naopak ukáže své neúspěšné pokusy stejně jako úspěšné a své hrubé představy stejně jako propracované a čtenář, jakkoli nedosahuje jeho schopností indukce, cítí snad ještě více sympatie než obdivu a je v pokušení uvěřit, že kdyby měl příležitost, byl by rovněž objevitelem. Každý student by si měl proto přečíst Ampérovy práce jako skvělou ukázku toho, jak vědecky stylisovat objev, ale měl by si také studiem Faradaye pěstovat vědeckého ducha, pomocí akce a reakce, která nastane mezi nově odkrytými fakty, jak mu je předloží Faraday, a rodícími se představami v jeho vlastní mysli." [2. II. 163.] V tomto směru musíme řadit Ampéra k Archimedovi a Gaussovi, kdežto Faradaye ke Galileovi. Zatímco prvá linie je dnes v rozkvětu, zdá se, že druhá dosáhla vrcholu v renesanci. Teoretická fysika je díky Newtonovi mnohem více ovlivněna tradicí Eukleidových Základů, než se běžně považuje za slušné pro empirickou vědu. Toto dědičné zatížení jí umožnilo dosáhnout mnoha vynikajících úspěchů a zároveň nesmírně ztížilo úkol rozpoznat, proč jich vlastně dosáhla.

Faraday nebyl nikdy matematikem a neměl také nikdy čas ani příležitost, aby se jím stal. Viktoriánská pohádka o kovářském synkovi a knihařském pomocníku, který se vlastní pílí vyšvihl a zemřel v domě, který mu darovala královna, je nejen půvabná, ale i mnohé vysvětluje. V *Experimentálních pracích* nenajdeme jedinou rovnici a podívaná na stovky řádků nepřerušovaného textu je pro dnešního fysika tak neobvyklá, že okamžitě vzbudí pozornost. „Možná, že to byla pro vědu výhoda, že Faraday, ačkoli si byl plně vědom základních forem prostoru, času a síly, nebyl povoláním matematik.

Nepokoušelo ho to, aby se pustil do mnohých zajímavých výzkumů v čisté matematice, ke kterým by vedly jeho objevy, kdyby je formuloval matematicky, a necítil se nucen dávat svým výsledkům násilím tvar, který by byl přijatelný matematickému vkusu doby, nebo je vyjadřovat způsobem, na který by matematici mohli zaútočit. Byl tak ponechán v klidu u své vlastní práce, hledat souvislosti mezi svými představami a svými fakty a vyjadřovat je přirozeným, netechnickým jazykem.“ [2, II, 164.]

Kromě zpráv o pokusech se v *Experimentálních pracích* nacházejí ještě části obecnějšího rázu, zabývající se hlavně otázkou mechanismu působení sil na dálku a popisem elektrických a magnetických jevů pomocí siločar. V nich se poprvé ve fysice objevují zárodky pojmu pole.

HEINRICH HERTZ



MICHAEL FARADAY

Podle Newtonovy gravitační teorie působí na sebe tělesa silou, která závisí pouze na jejich hmotách a vzdálenosti v daném okamžiku. Otázka, která trápila fysiky od roku 1687 a Newtona ještě o něco dříve byla: jakým způsobem se přenáší silové působení milióny kilometrů prázdného prostoru, který odděluje dvě nebeská tělesa? Představme si, že by v prostoru vzniklo nové těleso; v tomtéž okamžiku by se muselo projevit jeho gravitační působení na všech tělesech v prostoru, ať již jakkoli vzdálených, jako kdyby síla přeskočila mezilehlý prostor; mluvíme proto o přímém působení na dálku.

Nejjednodušší způsob, jak se v životě vyrovnat s nepříjemnou skutečností, je přijmout ji prostě jako fakt; podobně se vypořádal s působením na dálku Cotes v předmluvě k druhému vydání Newtonových *Principií*, když je prohlásil za inherentní vlastnost hmoty. Newton s takovým řešením spokojen nebyl. V třetím dopise Bentleymu píše: „Že by byla gravitace vrozená, vlastní a podstatná pro hmotu, takže by jedno těleso mohlo působit na druhé na dálku skrze vacuum, bez prostřednictví něčeho jiného, čím a skrze co by se jejich akce a síla mohla s jednoho na druhé přenášet, je pro mne tak vyloženě absurdní, že jsem přesvědčen, že nikdo, kdo je schopen kompetentní filosofické úvahy, nemůže něčemu takovému uvěřit. Příčinou gravitace musí být nějaký činitel, působící stále podle jistých zákonů; zda je však tento činitel hmotný nebo nehmotný, přenechávám úsudku svých čtenářů.“

Charakteristickou zvláštností gravitace je, že proti ní neexistují isolující stěny. Upustíme-li jablko v pokoji, jehož stěny, podlaha a strop jsou vyrobeny z libovolného materiálu, bude padat stejně jako na volném prostranství. S elektrostatickými silami je tomu jinak. Máme-li vně pokoje elektricky nabité těleso, závisí síla, kterou toto těleso působí na náboj uvnitř pokoje na materiálu, ze kterého jsou vyrobeny stěny, a jsou-li stěny kovové, vymizí vůbec. To přivedlo Faradaye na myšlenku, že se elektrické působení šíří od jedné vrstvy materiálu k druhé postupně. Mějme kovovou skořepinu, v jejímž středu se nachází kulička; nabijeme-li kuličku kladně, indukuje se přímým působením na dálku na vnitřní ploše skořepiny stejně velký záporný náboj a na vnější ploše stejně velký kladný náboj. Položíme-li mezi kuličku a prvou skořepinu další skořepinu a nabijeme kuličku nyní, indukuje se nejprve záporný náboj na vnitřní a kladný náboj na vnější ploše mezilehlé skořepiny a tento kladný náboj indukuje opět záporný náboj na vnitřní a kladný náboj na vnější ploše prvé skořepiny, který je stejný, jako kdyby mezilehlé skořepiny nebylo, a nezmění se ani tehdy, je-li mezi kuličkou a prvou skořepinou větší počet mezilehlých skořepin. Myslíme-li si ještě mezilehlé skořepiny rozlámány na částečky, které od sebe odděluje nevodivé prostředí, dostaneme Faradayův model dielektrika. Elektrické působení se v něm šíří od každé částečky k následující, je-li však mezi dvěma dielektriky vakuum, působí povrchové částečky jednoho na povrchové částečky druhého silami na dálku. Zdá se, že Faraday váhal vysvětlit podobným způsobem vzájemné působení magnetů nebo elektrických proudů, které jsou od sebe odděleny materiálním prostředím. Permeabilita většiny látek s výjimkou ferromagnetik je totiž velmi blízká permeabilitě vakua, takže se zdá, že prostředí nemá na šíření síly vlivu.

Ale i v případě gravitace se kloní Faraday k názoru, že existuje v místech, kde není žádné těleso, na které by působila. „Zbývá třetí případ, že totiž síla existuje kolem Slunce a v nekonečném prostoru vždy, ať tu jsou druhá tělesa, na která by gravitace působila nebo ne; a nejenom okolo Slunce, ale i okolo každé hmotné částice, která existuje.“ [1, III, 574.] Znamenitý vědecký instinkt ho vede k otázce, která se stala klíčovou pro teorie relativity. „Ke gravitaci se pojí problém, který by nás nesmírně poučil, kdybychom se ho mohli dotknout nebo rozřešit. Totiž problém, zda gravitace vyžaduje času. Jestliže ano, ukázalo by se jednoznačně, že existovalo fysikální působení podél siločáry.“ [1, III, 409.] Že se elektromagnetické působení šíří konečnou rychlostí, totiž rychlostí světla, předpověděl teoreticky Maxwell a experimentálně ověřil Hertz. Že se i gravitační působení šíří rychlostí světla, plyne z obecné teorie relativity. Přímé experimentální ověření této předpovědi zatím nemáme.

Faraday zavedl do fysiky pojmy siločáry a silové trubice, které se ukázaly zejména výhodnými při formulaci zákonů elektromagnetické indukce. Zřejmě ho těšilo, že tento způsob popisu silového pole prohlásil fysik velikosti lorda Kelvina za rovnocenný starému způsobu. Pro Faradaye jsou však magnetické siločáry něčím více; existují i v prázdném prostoru kolem magnetu a jsou visualisací způsobu, kterým se prostorem přenáší magnetické působení. „Ti, kdož přijímají v nějakém stupni pojem éteru, si mohou představit tyto čáry jako proudy, nebo postupující vibrace, nebo stacionární vlnění, nebo jako stav napětí.“ [1, III, 529.]

II.

Pro Faradaye je šíření elektrického působení ve vakuu něčím základním; pro Maxwella je vakuum jen zvláštním druhem dielektrika. Dále budeme dielektrikem rozumět nevodivé materiální prostředí i vakuum. Dielektrikum vyplňuje podle Maxwella elektřina, vázaná elastickými silami (elektrickou elasticitou) k místu svého výskytu. Ve vodiči je elektřina volně pohyblivá a elektromotorická síla v něm vzbudí proud; v isotropním dielektriku se elektřina pouze posune ve směru intensity elektrického pole $\mathbf{E}$. Tím se dielektrikum polarisuje a elektrická elasticita v něm vyvolá stav napjatosti (elektrického napětí). Mírou elektrického posunutí je množství elektřiny, která projde jednotkou plochy, zatímco posunutí vzroste z nuly na svou měřenou hodnotu. V isotropním dielektriku je elektrické posunutí přímo úměrné intensitě elektrického pole; $\mathbf{D} = K\mathbf{E}$; koeficient úměrnosti $K = \frac{\varepsilon}{4\pi}$ nazývá Maxwell v těsné analogii s mechanikou koeficientem elektrické elasticity prostředí.

Představme si s Maxwellem vodivou kouli, umístěnou uprostřed isotropního dielektrika a nabitou nábojem e. Intensita elektrického pole $\mathbf{E}$ vně koule je stejná jako intensita pole, vzbuzeného náboje e, který je umístěn ve středu koule, a je tedy přímo úměrná náboji a nepřímo úměrná kvadrátu vzdálenosti r od středu koule. Elektrické posunutí je přímo úměrné intensitě pole $D = KE \sim \frac{e}{r^2}$. Celkové elektrické posunutí D_c kulovou plochou poloměru r, opsanou ze středu nabité koule dielektrikem, je $D_c = 4\pi r^2 D$ a nezávisí tedy na poloměru koule.

Abychom přenesli z nekonečna na kouli malý náboj δe, musíme podle předmaxwellovské elektrodynamiky vykonat práci $\varphi_0 \delta e$, je-li φ_0 potenciál nabité koule; tuto práci konáme proti síle, kterou působí na náboj δe náboj koule na dálku. Maxwellova představa je radikálně jiná. Nabíjíme-li kouli, posouvá se zároveň v dielektriku elektřina směrem od jejího středu; síla, kterou musíme přemáhat, není síla působící na náboj δe na dálku, ale elektrická elasticita celého okolního dielektrika. Pozorujme část dielektrika, omezenou dvěma blízkými kulovými plochami S_1 a S_2, opsanými ze středu nabité koule a vzdálenými o δr, kterým náleží potenciály φ_1 a φ_2. Během nabíjení koule vyteče plochou S_1 $\delta D_c = S_1 \delta D$ elektřiny a stejné množství i libovolnou kulovou plochou mezi S_1 a S_2. Elektrická síla $\mathbf{F} = \mathbf{E} \delta D_c$ vykonala proti elektrické elasticitě práci

$$F\delta r = S_1 \delta r \,.\, E\delta D = S_1 \delta r (\mathbf{E}, \delta \mathbf{D}) = \delta D_c (\varphi_1 - \varphi_2) \,.$$

Tato práce se skladuje úplně v podobě potenciální energie elektrické napjatosti dielektrika. Energie, kterou uskladní objemová jednotka vymezeného prostoru, nabijeme-li kouli tak, že v tomto prostoru stoupne elektrické posunutí $\mathbf{D}$, bude

$$\int_0^D E\delta D = \int_0^D \frac{1}{K} D\delta D = \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{2} D^2 = \frac{1}{2} ED = \frac{1}{2} (\mathbf{E}, \mathbf{D}) \,.$$

Práce, kterou elektrická síla vykoná v celém dielektriku, nabijeme-li kouli nábojem δe, je $\delta D_c(\varphi_0 - \varphi_\infty) = \varphi_0 \delta D_c$, protože δD_c nezávisí na r; aby byla stejná jako v předmaxwellovské elektrodynamice, musí být $\delta D_c = \delta e$. Protože pro $e = 0$ je $D_c = 0$ je $D_c = e$. Přivedeme-li na kouli z nekonečna náboj e, vyproudí libovolnou soustřednou kulovou plochou vedenou okolním dielektrikem stejné množství elektřiny ve formě elektrického posunutí; elektřina se v Maxwellově pojetí chová jako nestlačitelná kapalina a všechny elektrické proudy jsou uzavřené.

Na konci prvé kapitoly *Pojednání* shrnuje Maxwell zvláštnosti své teorie. 1. Elektrická energie sídlí v dielektriku i ve vakuu ve formě napětí. 2. Intensita elektrického pole vyvolává elektrické posunutí. 3. Energie objemové jednotky dielektrika je $\frac{1}{2}(\mathbf{E}, \mathbf{D})$. 4. Elektrická polarisace je provázena tahem podél siločar a stejně velkým tlakem ve směru kolmém k siločarám. 5. Ať je podstata elektřiny jakákoli, změna elektrického posunutí je pohyb elektřiny ve stejném smyslu jako elektrický proud. 6. Elektřina se pohybuje jako nestlačitelná kapalina, každý elektrický proud je uzavřený.

Hezkou ukázkou nového způsobu vyjadřování je Maxwellův popis vodivého proudu: „Není-li prostředí dokonalým isolátorem, povoluje neustále stav napětí, který nazýváme elektrickou polarisací. Prostředí povoluje elektromotorické síle, elektrické napětí se uvolňuje a potenciální energie stavu napětí se mění v teplo ... Při jevu zvaném elektrický proud se neustálý postup elektřiny prostředím snaží obnovit stav polarisace, jakmile vodivost prostředí jej ponechá poklesnout. Vnější činitel, který udržuje proud, proto stále koná práci tím, že obnovuje polarisaci prostředí, která se neustále uvolňuje a potenciální energie této polarisace se neustále mění v teplo ...“. [2, I, 156.]

Maxwell jde ve svých představách někdy ještě o krok dále. Mějme desky kondensátoru, mezi kterými se nachází dielektrikum. Přijmeme-li na okamžik Faradayův model dielektrika, indukuje náboj na desce na přilehlé straně částeček dielektrika náboj opačného znaménka a na odlehlé straně částeček náboj stejného znaménka. V mezním případě může být náboj indukovaný na přilehlé straně částeček, které leží bezprostředně u desky, stejně velký jako náboj desky, takže jej neutralisuje. Připíšeme-li všechnu energii mezilehlému dielektriku jak to činí Maxwell a popřeme-li, že je polarisace dielektrika způsobena silami na dálku, kterými působí náboj na deskách na částečky dielektrika, pozbývá náboj na deskách svého významu vůbec a zbývá jen stejně velký náboj na odlehlé straně částeček bezprostředně u desky, chápaný jako důsledek polarisace dielektrika, kterou považujeme za prvotní. Poněkud jinak vyjadřuje věc Maxwell. Vedeme-li rovnoběžně s deskami myšlenou rovinu dielektrikem a směruje-li elektrické posunutí od levé desky k pravé, bude pravá strana roviny nabita kladně a levá záporně. Mezi deskami se náboje na přilehlých stranách dvou blízkých rovin vyruší, protože se však neudrží polarisace ve vodiči, budou roviny vedené rozhraním desky a dielektrika nabity jen na jedné straně, a to rovina u levé desky na pravé straně kladně a rovina u pravé desky na levé straně záporně. „Proto náboj na rozhraní vodiče a okolního dielektrika, který stará teorie nazývala nábojem vodiče, musí teorie indukce nazvat povrchovým nábojem okolního dielektrika.“ [2, I, 155].

Prozatím může Maxwellův pohled na věci vypadat jako složitý, i když snad zajímavý způsob, jak vyjádřit stará a známá fakta. Vakuum vyplněné elektřinou, která se chová jako nestlačitelná kapalina, připomíná Descartesa; názor, který připisuje energii vakuu místo náboji, staré kosmologie, které se dívají na hvězdy jako na díry v obloze místo jako na tělese uprostřed prázdnoty. Nový pohled však vede zcela přirozeně k překvapujícím vztahům mezi elektřinou a magnetismem, které můžeme ověřit pokusem.

V roce 1820 sdělil Örsted na soukromé přednášce v Kodani několika pokročilým studentům svůj objev vlivu elektrického proudu na magnetickou střelku. Bezprostředně nato vyšetřoval Ampére vzájemné působení dvou okruhů, kterými protéká proud, a zjistil ekvivalenci magnetických účinků takového okruhu a magnetické dvojvrstvy. V roce 1831 objevil Faraday magnetoelektrickou indukci a vyjádřil její zákony způsobem, který jde pomocí Maxwellova slovníku okamžitě zapsat symbolicky; celková elektromotorická síla indukovaná v okruhu je úměrná rychlosti poklesu počtu čar magnetické indukce, které tímto okruhem procházejí. Maxwell pečlivě zaznamenal všechny tyto výsledky a vydává se dále cestou, která je zajímavá nejen proslulým cílem, ke kterému vede, soustavě rovnic elektromagnetického pole, ale i svými vlastními zákruty.

Prochází-li proud cívkou elektromagnetu a přerušíme-li kontakt, přičemž držíme konce drátu každý v jedné ruce, ucítíme slabý náraz, i když jsme nic takového nepociťovali při zapnutí a průchodu proudu. Faraday vysvětlil tento jev samoindukcí a poznamenal, že „první věc, která člověka napadne je, že elektřina proudí drátem s něčím, co se podobá hybnosti nebo setrvačnosti.“ [1, I, 330]. Mějme místo drátu, kterým protéká proud trubici, kterou proudí kapalina. Zahradíme-li kapalině náhle cestu, stoupne silně tlak v trubici na úkor energie kapaliny; princip, na kterém je založen vodní trkač. „Účinek setrvačnosti kapaliny závisí pouze na kapalině v trubici, na délce trubice a jejím průřezu v různých místech (řekli bychom, na vnitřní geometrii trubice), a ne na tom, jakým způsobem ji zkroutíme nebo jakým prostředím ji obklopíme. Navineme-li naproti tomu drát na sebe opačným směrem, samoindukce téměř vymizí, kdežto svineme-li jej do spirály, dovnitř které vložíme kus měkkého železa, zvětší se mnohonásobně.“ Tyto výsledky jasně ukazují, že je-li jev způsoben hybností, není to určitě hybnost elektřiny v drátu ...“ [2, II, 182.] Elektrickému proudu však přísluší zcela jistě energie. Vypneme-li zdroj elektromotorické síly, proudí proud dále, pokud se nezastaví odporem drátu a nevyvine se teplo, nebo pohybuje magnetem v okolí, který ho utlumí svými indukčními účinky, a koná tak mechanickou práci. „Zdá se tedy, že soustava obsahující elektrický proud je sídlem nějaké formy energie; a protože si nemůžeme představit elektrický proud jinak, než jako kinetický jev, musí být jeho energie kinetickou energií, to znamená energií, kterou má pohybující se těleso v důsledku svého pohybu ... [2, II, 183]. Jsme proto vedeni k otázce, zda nemůže probíhat nějaký pohyb vně drátu v prostoru, ve kterém neexistuje elektrický proud, ale ve kterém se projevují elektromagnetické účinky tohoto proudu.“ [2, II, 184.] Jaký pohyb měl na mysli, vysvětluje Maxwell jinde. „Myslím, že máme dobré důvody věřit, že v magnetickém poli probíhá nějaký jev rotace, že tuto rotaci vykonává velký počet velmi malých částí hmoty, z nichž každá rotuje kolem vlastní osy, která je rovnoběžná se směrem intensity magnetického pole, a že rotace těchto různých vírů jsou navzájem závislé pomocí nějakého mechanismu, který je spojuje ...

1. Intensita magnetického pole je výsledkem odstředivé síly těchto vírů.
2. Elektromagnetická indukce proudů je výsledkem sil, které vzniknou, když se rychlost vírů mění.
3. Elektromotorická síla vzniká z napětí na spojující mechanismus.
4. Elektrické posunutí vzniká z elastického povolování spojovacího mechanismu.“ [2, II, 427.]

Pomocí těchto vírů vysvětluje Maxwell stáčení polarisační roviny světla magnetickým polem. K následující úvaze však nepotřebuje znát přesnou povahu pohybu; předpokládá pouze, že jde o n ě j a k ý mechanický pohyb, aby mohl použít analytické mechaniky.

Mějme soustavu vodivých lineárních okruhů, jejichž tvar a polohu určují „geometrické proměnné“ $u_1, u_2, \ldots, u_n$ a „pohyb elektřiny a čehokoli, jehož pohyb je ovládán pohybem elektřiny“ [2, II, 198] proměnné $v_1, v_2, \ldots, v_m$. Předpokládáme-li, že pohyby podléhají pouze skleronomním vazbám, je kinetická energie soustavy homogenní kvadratickou funkcí zobecněných rychlostí

$$T = T_m + T_e + T_{me} = \alpha_{\alpha\beta}\dot{u}_\alpha\dot{u}_\beta + b_{ij}\dot{v}_i\dot{v}_j + c_{\alpha i}\dot{u}_\alpha\dot{v}_i\,;$$

zde i dále používáme Einsteinova sumačního pravidla pro latinské i řecké indexy, které nabývají všech hodnot od 1 až do počtu příslušných zobecněných souřadnic.

Koeficienty a, b, c mohou být funkcemi všech u a v a naším úkolem je dozvědět se o nich co nejvíce.

Koeficienty nezávisejí na proměnných v. Jsou-li proudy v okruzích stacionární, stav soustavy a tedy i její kinetické energie se nemění, ačkoli v okolním prostoru probíhá pohyb a v se tedy mění. Rovnice kontinuity nám umožňuje vzít za $\dot{v}_i$ proud, protékající i-tým okruhem, což také nyní učiníme.

Zobecněná síla $Q = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}}\right) - \frac{\partial T}{\partial q}$ kde q je kterákoli z u, v, se rozpadá spolu s T na tři části, Q_m, Q_e a Q_{me}. Podle toho, zda derivujeme podle geometrické proměnné u nebo podle proudu $\dot{v}$, má zobecněná síla charakter ponderomotorické síly nebo elektromotorické síly. Probereme jednotlivé případy postupně.

1. $Q_m(u_\alpha) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T_m}{\partial \dot{u}_\alpha}\right) - \frac{\partial T_m}{\partial u_\alpha}$ je síla čistě mechanického původu (T_m nezávisí na proměnných v) a nemusíme ji proto uvažovat.

2. $Q_m(v_i) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T_m}{\partial \dot{v}_i}\right) - \frac{\partial T_m}{\partial v_i} = 0$, protože T_m nezávisí na $v, \dot{v}$.

3. $Q_{me}(u_\alpha) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T_{me}}{\partial \dot{u}_\alpha}\right) - \frac{\partial T_{me}}{\partial u_\alpha} = C_{\alpha i}\ddot{v}_i + \left(\frac{\partial c_{\alpha j}}{\partial u_\beta} - \frac{\partial c_{\beta i}}{\partial u_\alpha}\right)\dot{u}_\beta \dot{v}_i.$

Prvý člen by se měl projevit pouze při změně proudů v okruzích. Druhý závisí na proudech lineárně a kdybychom změnili směr všech proudů, změnila by směr i síla. Maxwell provedl pokusy, které ho přesvědčily, že síly těchto vlastností neexistují nebo jsou alespoň tak malé, že leží v mezích pozorovacích chyb. Při jednom z nich zavěsil cívku s mnoha závity drátu na jemné vlákno a zapnul proud; podle analogie s kapalinou bychom čekali, že se cívka počne otáčet opačným směrem, aby hybnost soustavy zůstala zachována. „Kdybychom zjistili jakékoli působení této povahy, mohli bychom považovat jeden z tak zvaných druhů elektřiny, buďto kladnou nebo zápornou elektřinu, za reálnou substanci a elektrický proud bychom mohli popsat jako skutečný pohyb této substance v určitém směru." [2, II, 202.] Maxwell však nepozoroval, že by se cívka vychýlila.

4. $Q_{me}(v_i) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T_{me}}{\partial \dot{v}_i}\right) = c_{\alpha i}\ddot{u}_\alpha + \frac{\partial c_{\alpha i}}{\partial u_\beta}\dot{u}_\alpha \dot{u}_\beta$.

Prvý člen popisuje elektromotorickou sílu, která by měla vzniknout ve vodiči, který koná zrychlený pohyb. Maxwell nechal rotovat cívku zapojenou přes galvanometr kolem její osy a pozoroval, zda galvanometrem neprojde proud, jestliže ji prudce zabrzdí.

Pokus dopadl rovněž negativně. Z toho usoudil Maxwell, že energie T_{me} je v mezích přenosti měření rovna nule.

Prvému pokusu odpovídá pokus Barnettův (1931), druhému Tolmanův-Stewartův (1916). Kladné výsledky těchto pokusů měří kinetickou energii elektronů, které jsou nositeli v kovech. Tato část energie je však nepatrná ve srovnání s energií okolního magnetického pole vzbuzeného proudem, která je příčinou indukce a samoindukce.

5. $Qe(u_\alpha) = -\frac{\partial T_e}{\partial u_\alpha}$ je síla, kterou musíme působit na soustavu, abychom zvětšili souřadnici u_α; tato síla koná práci proti síle elektromagnetického původu, která je stejně velká, ale má opačný směr. $Qe(u_\alpha)$ závisí pouze na čtvercích a součinech proudů; obrátíme-li směr všech proudů, zůstane nezměněna.

6. $Qe(v_i) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial T_e}{\partial \dot{v}_i}\right)$ je elektromotorická síla, kterou musíme působit v i-tém okruhu, aby se v něm zvětšil proud. Tato síla přemáhá sílu elektromagnetického původu $-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \cdot$ $\cdot \left(\frac{\partial T_e}{\partial \dot{v}_i}\right)$, elektromotorickou sílu, vyvolanou magnetoelektrickou indukcí.

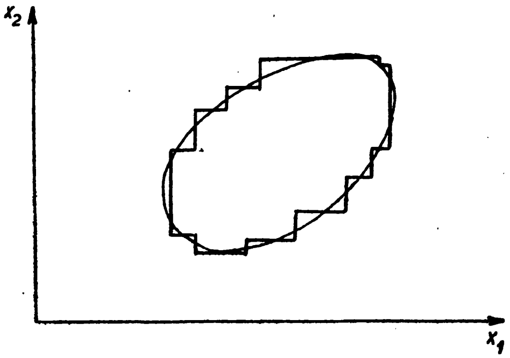
Pro dva okruhy Γ_1, Γ_2 je „elektrokinetická energie" $Te = \frac{1}{2c}L_1\dot{v}_1^2 + \frac{1}{2c}L_2\dot{v}_2^2 + \frac{1}{c}M\dot{v}_1\dot{v}_2$; L_i nazveme koeficientem samoindukce i-tého okruhu, M koeficientem vzájemné indukce obou okruhů; tyto koeficienty závisejí pouze na geometrických proměnných okruhů. c je tak zvaná Weberova konstanta. Zobecněnou hybnost $p_2 \equiv \frac{\partial T}{\partial \dot{v}_2} =$

$= \frac{1}{c}(L_2\dot{v}_2 + M\dot{v}_1)$ nazveme elektrokinetickou hybností druhého okruhu a podobně definujeme i p_1. Abychom zvětšili souřadnici u, musíme přemáhat ponderomotorickou sílu

$$\frac{\partial Te}{\partial u} = \frac{1}{2c}\dot{v}_1^2\frac{\partial L_1}{\partial u} + \frac{1}{2c}\dot{v}_2^2\frac{\partial L_2}{\partial u} + \frac{1}{c}\dot{v}_1\dot{v}_2\frac{\partial M}{\partial u}\,. \tag{1}$$

Působí-li v druhém okruhu vtištěná elektromotorická síla Q, přemáhá její část $R\dot{v}_2$ odpor okruhu a zbytek $Q - R\dot{v}_2$ zvyšuje jeho elektrokinetickou hybnost, tedy $Q - R\dot{v}_2 = \frac{\mathrm{d}p_2}{\mathrm{d}t}$. Poslední rovnici můžeme napsat ve tvaru $Q = R\dot{v}_2 + \frac{\mathrm{d}p_2}{\mathrm{d}t}$ a přečíst: vtištěná elektromotorická síla přemáhá jednak odpor okruhu a jednak indukovanou elektromotorickou sílu.

Vzájemné elektromagnetické působení dvou okruhů popisuje v elektrokinetické energii člen $\frac{1}{c}M\dot{v}_1\dot{v}_2$ a v elektrokinetické hybnosti druhého okruhu člen $\frac{1}{c}M\dot{v}_1$, který označíme p. Fixujeme-li primární okruh a proud $i_1 = \dot{v}_1$, který jím protéká, závisí p jen na geometrických proměnných druhého okruhu Γ_2, to znamená na jeho tvaru a poloze. Můžeme předpokládat, že každý element okruhu ds přispívá k hybnosti p celého okruhu dílem P, který závisí pouze na poloze x_i a orientaci $\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s}$ tohoto elementu, tedy



Obr. 1.

$$p = \int\limits_{(\Gamma_2)} P\left(x_i, \frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s}\right)\mathrm{d}s.$$

Máme-li dva okruhy, které se od sebe jen málo liší, jsou jejich elektrokinetické hybnosti skoro stejné. Libovolný okruh však můžeme aproximovat okruhem, jehož úseky mají směr souřadných os (obr. 1). Značí-li $\frac{1}{c}A_i$ příspěvek jednotkového elementu aproximujícího okruhu, který má směr i-té osy, k celkové hybnosti okruhu, můžeme vyjádřit hybnost jako $p = \int\limits_{(\Gamma_2)}\frac{1}{c}A_i\,\mathrm{d}x_i$; A_i závisí pouze na poloze elementu, neboť směr elementu je určen. Poslední křivkový integrál převedeme pomocí Stokesovy věty na plošný

$$p = \int\limits_{(\Gamma_2)}\frac{1}{c}A_i\,\mathrm{d}x_i = \frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)}(\mathbf{A}, \mathrm{d}t) = \frac{1}{c}\int\limits_{(S)}(\mathrm{rot}\,\mathbf{A}, \mathrm{d}\mathbf{S}) = \frac{1}{c}\int\limits_{(S)}(\mathbf{B}, \mathrm{d}\mathbf{S})\,.$$

Stejně postupujeme i v případě, že máme místo jednoho primárního okruhu takových okruhů více, nebo i v případě prostorového rozložení proudů, protože každé takové rozložení můžeme aproximovat soustavou lineárních proudů. Vektor

$$\mathbf{B} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A} \tag{2}$$

ztotožníme nyní s vektorem magnetické indukce a vektor $\mathbf{A}$ s vektorovým potenciálem.

Abychom určili elektromotorickou sílu Ψ, indukovanou v pohybujícím se okruhu Γ_2, musíme derivovat p podle času za předpokladu, že se jak A_i tak x_i mění s časem:

$$\Psi = -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)}A_i\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s}\mathrm{d}s = -\frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)}\left(\frac{\partial A_i}{\partial t}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s} + \frac{\partial A_i}{\partial x_k}\frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s} + \right.$$

$$\left. + A_i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s}\right)\mathrm{d}s = -\frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)}\left(\frac{\partial A}{\partial t}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s} + \left[\frac{\partial A_i}{\partial x_k} - \frac{\partial A_i}{\partial x_i}\right]\frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}s} + \left[\frac{\partial A_k}{\partial x_i}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}s}\frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t} + \right.\right.$$

$$+ A_i \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}t}\Big)\,\mathrm{d}s = \int\limits_{(\Gamma_2)} \Big(-\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}, \mathrm{d}\boldsymbol{r}\Big) + \int\limits_{(\Gamma_2)} \Big(\frac{1}{c}\Big[\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}, \operatorname{rot} \boldsymbol{A}\Big], \mathrm{d}\boldsymbol{r}\Big) + \frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\Big(A_k \frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t}\Big)\,\mathrm{d}s\,.$$

Poslední integrál je roven nule, neboť integrujeme totální diferenciál po uzavřené dráze. Značí-li $\boldsymbol{v}$ rychlost, kterou se pohybuje element ds, dostaneme pro Ψ konečně

$$\Gamma = -\int\limits_{(\Gamma_2)} \Big(-\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{B}]\,, \quad \mathrm{d}\boldsymbol{r}\Big)\,;$$

výsledek můžeme interpretovat tak, že v jednotkovém elementu okruhu působí elektromotorická síla

$$\boldsymbol{E} = -\operatorname{grad}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{B}]\,; \tag{3}$$

grad φ zaručuje obecnost výsledku, protože křivkový integrál z grad φ po uzavřené dráze vymizí. Tato elektromotorická síla nezávisí ani na směru elementu ds, ani na materiálu, ze kterého je okruh vyroben. Maxwell proto vyslovuje jednu ze svých nejslavnějších abstrakcí: „Vektor $\boldsymbol{E}$ je elektromotorická síla, působící v pohybujícím se elementu ds. Její směr a velikost závisí na poloze a pohybu ds a na změně magnetického pole, ne však na směru ds. Můžeme proto nyní abstrahovat od okolnosti, že ds tvoří část okruhu a považovat jej prostě za část pohybujícího se tělesa, ve které působí elektromotorická síla $\boldsymbol{E}$... Je-li těleso vodičem, vyvolá v něm elektromotorická síla proud, je-li dielektrikem, vyvolá elektromotorická síla pouze elektrické posunutí“. [2, II, 222.] Ponderomotorickou sílu $\boldsymbol{F}$, působící na okruh, kterým protéká proud i_2, určíme podle (1) z rovnice

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c}\, i_1 i_2 \operatorname{grad} M = i_2 \operatorname{grad} p = \frac{1}{c} \operatorname{grad} \int\limits_{(\Gamma_2)} i_2 A_i\, \mathrm{d}x_i\,,$$

kterou podobně jako v předchozím případě upravíme na tvar

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c}\int\limits_{(\Gamma_2)} i_2 \Big[\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}s}, \boldsymbol{B}\Big]\,\mathrm{d}s$$

a interpretujeme tak, že na element okruhu ds, kterým protéká proud i_2, působí síla $\mathrm{d}\boldsymbol{F} = \frac{i_2}{c}[\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \boldsymbol{B}]$. Přejdeme-li k prostorově rozloženým proudům, dostaneme pro hustotu objemové síly $\boldsymbol{f}$

$$\boldsymbol{f} = \frac{1}{c}[\boldsymbol{i}, \boldsymbol{B}]\,. \tag{4}$$

Aplikujeme-li nyní na obě strany rovnice (2) operaci div a na obě stran rovnice (3) pro prostředí v klidu ($\boldsymbol{v} = 0$) operaci rot, dostaneme druhou sérii Maxwellových rovnic ve tvaru, který je nyní běžný:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0 \tag{5}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = 0\,. \tag{6}$$

Stačí připojit Ampérovu domněnku, že každé magnetické pole je způsobeno elektrickými proudy, aby druhá série nabyla universální platnosti.

Prvá rovnice prvé serie je přepisem skutečnosti, že okruh, kterým protéká proud i, působí na okolní magnety jako homogenní magnetická dvojvrstva momentu $\tau = \frac{i}{c}$, ohraničená tímto okruhem. Magnetické pole dvojvrstvy jde popsat potenciálem, který je spojitý ve všech bodech prostoru mimo dvojvrstvu, ale při průchodu dvojvrstvou se mění skokem o $4\pi\tau$. Křivkový integrál intensity magnetického pole po uzavřené křivce, která neprotíná dvojvrstvu a tedy neobepíná proud, je roven O, a po křivce, která obepíná proud jednou, $4\pi\tau$; je-li S libovolná plocha, ohraničená integrační křivkou C, můžeme tyto skutečnosti zapsat stručně ve tvaru

$$\int\limits_{(C)} (\boldsymbol{H}, \mathrm{d}\boldsymbol{r}) = \frac{4\pi}{c}\int\limits_{(S)} (\boldsymbol{i}, \mathrm{d}\boldsymbol{S})\,.$$

Křivkový integrál na levé straně poslední rovnice převedeme podle Stokesovy věty na plošný a dostaneme

$$\int_{(S)} (\operatorname{rot} \mathbf{H}, \mathrm{d}\mathbf{S}) = \frac{4\pi}{c} \int_{(S)} (\mathbf{I}, \mathrm{d}\mathbf{S}) .$$

Tato rovnice je splněna pro libovolnou křivku C jen tehdy, je-li

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{I} . \tag{7}$$

Na pravé straně rovnic (4) a (7) vystupuje elektrický proud $\mathbf{I}$; pro všechny fysiky Maxwellovy generace by znamenal to, co při odvozování těchto rovnic znamenal pro nás; vodivý proud, protékající tělesem. Maxwell však zatíží klenbu teorie klenákem, který si připravil v prvém díle *Pojednání*. „Jednou z hlavních zvláštností tohoto pojednání je doktrina, kterou klade, že skutečný elektrický proud $\mathbf{I}$, na kterém závisejí elektromagnetické jevy, není totéž co vodivý proud $\mathbf{I}_v$, ale že při odhadu celkového pohybu elektřiny musíme přihlížet k časové změně elektrického posunutí $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$, takže musíme psát

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_v + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \ldots \text{“} \quad [2, \text{II}, 234] .$$

„Proud ve všech těchto případech musíme chápat jako skutečný proud, zahrnující nejen vodivý proud, ale i proud způsobený změnou elektrického posunutí.“ [2, II, 230.]

Předchozí tvrzení obsahuje Maxwellův největší objev a současně jeho největší omyl. Faradayem počíná ve fysice směr, který připisuje stále více vlastností prostoru mezi tělesy a ubírá je tělesům samotným. Faradayovy silové trubice, Maxwellovo vakuum vyplněné elektřinou, s pohyby, které v něm probíhají a s vlastnostmi elastického tělesa, které obsahuje všechnu energii elektrického působení nábojů i všechnu energii elektrických proudů, náboje, které jsou jen zakončením silových trubic nebo povrchovými náboji okolního dielektrika,pokračují přímou linií k moderním teoriím,které připisují poli kromě energie i jiné vlastnosti vyhražené dříve jen tělesům, jako hybnost, moment hybnosti nebo hmotu a dívají se na částice jako na pouhé singularity pole. Pro Maxwella je elektřina vyplňující vakuum stejně skutečná a někdy skutečnější, než elektřina tvořící náboj vodičů a její pohyb stejně skutečný jako vodivý proud. Magnetické účinky proudu $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ jsou podle rovnice (7) stejné jako účinky vodivého a podle proudu vzorce (4) na něj působí magnetické pole stejnou silou jako na vodivý proud. První polovinu předchozí věty potvrdily Hertzovy pokusy a sama o sobě stačila, aby zajistila jméno jak Maxwellovi tak Hertzovi. Těžko říci, zda druhá polovina věty předpovídá jevy, které jsou v rozporu s experimentem, nebo prostě jevy, které nemůžeme pozorovat. Sílu $\mathbf{f}$ můžeme rozdělit na tři části,

$$\mathbf{f} = \frac{1}{c} [\mathbf{I}_v, \mathbf{B}] + \frac{1}{c} \left[\frac{\partial(\mathbf{D} - \mathbf{E})}{\partial t}, \mathbf{B} \right] + \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \mathbf{B} \right] .$$

Podle moderních představ působí prvá síla na vodivý proud a druhá na proud, vzniklý posouváním elektricky nabitých částic, ze kterých je těleso složeno. Obě tyto síly ve vakuu vymizí. Třetí člen je různý od nuly i v dokonalém vakuu; podle nových představ taková síla prostě neexistuje. Maxwell chápe proud $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ jako celek a je mu cizí, rozdělovat jej na části, které by měly různé podstaty. Ačkoli vysvětluje magnetické vlastnosti látek mikroskopicky pomocí Ampérových molekulárních proudů a používá vektoru magnetisace, nezavedl vektor elektrické polarisace, který mu odpovídá. Třetí síla je pro něho stejně skutečná jako prvé dvě. Těleso by se mělo pohybovat jinak, než předpovídá nová teorie a experiment by mohl rozhodnout, která z teorií platí. Maxwell zemřel dříve, než Hertz počal ověřovat správnost prvé poloviny naší věty; kdyby se však dožil chvíle, kdyby experiment rozhodl proti její druhé půlce, mohl by namítnout, že v souhlase s jeho představami nepůsobí síla na proud, ale na těleso, které proud nese, a že nositelem proudu je éter. Těžko říci, jakým způsobem můžeme takovou sílu pozorovat. Síla působící na éter působila současně ke konci minulého století potíže fysikům; na počátku našeho století však rozhodl Einstein, že neexistuje éter.

Aplikujeme-li na obě strany rovnice (7) operaci div, dostaneme rovnici kontinuity elektrického proudu $\operatorname{div} \mathbf{I} = 0$, která nám říká, že se elektřina chová jako nestlačitelná kapalina. Maxwellova interpretace elektrického posunutí nám umožňuje vyjádřit tuto skutečnost ještě jinak. Mějme objem V, ohraničený plochou S, do kterého přivedeme jakýmkoli způsobem náboj e tak, že se po něm rozloží s hustotou ϱ. Protože elektřina je nestlačitelná, vyproudí plochou S stejně velký náboj ve formě elektrického posunutí

$$e = \int_{(V)} \varrho \, \mathrm{d}V = \int_{(S)} (\mathbf{D}, \mathrm{d}\mathbf{S}) = \int_{(V)} \operatorname{div} \mathbf{D} \, \mathrm{d}V \, .$$

Předposlední integrál jsme převedli pomocí Gaussovy věty na objemový; aby byla tato rovnice splněna pro libovolný objem V, musí být

$$\varrho = \operatorname{div} \mathbf{D}.\text{*)} \tag{8}$$

Rovnice (7) a (8) tvoří prvou sérii Maxwellových rovnic.

Přepíšeme ještě výraz pro elektrokinetickou energii soustavy lineárních proudů $T_e = \frac{1}{2} p_k i_k$ do tvaru, který je přiměřenější názoru, že jde o kinetickou energii pohybů, které probíhají v celém prostoru vně okruhů. Přejdeme nejprve k prostorovému rozložení proudů

$$T_e = \frac{1}{2} p_k i_k = \frac{1}{2} \sum_k i_k \frac{1}{c} \int_{(\Gamma_k)} (\mathbf{A}, \mathrm{d}\mathbf{r}) = \frac{1}{2c} \int_{(V)} (\mathbf{A}, \mathbf{i}) \, \mathrm{d}V \, .$$

Integraci můžeme rozšířit z prostoru, ve kterém protékají proudy na celý prostor. Za $\mathbf{i}$ dosadíme z (7) a integrujeme per partes. Protože intensita magnetického pole $\mathbf{H}$, vzbuzeného soustavou proudů v konečnu, vymizí v nekonečnu jako r^{-3}, dostaneme

$$T_e = \frac{1}{8\pi} \int_{(V)} (\mathbf{A}, \operatorname{rot} \mathbf{H}) \, \mathrm{d}V = \frac{1}{8\pi} \int_{(V)} (\operatorname{rot} \mathbf{A}, \mathbf{H}) \, \mathrm{d}V = \frac{1}{8\pi} \int_{(V)} (\mathbf{B}, \mathbf{H}) \, \mathrm{d}V \, .$$

Výsledek můžeme interpretovat tak, že energie pohybů v jednotce objemu činí $\frac{1}{8\pi} (\mathbf{B}, \mathbf{H})$, což připomíná výraz pro hustotu energie elektrického pole.

Podle Ampérovy hypothesy je každé magnetické pole vzbuzeno elektrickým proudem. Magnetická energie má proto podle Maxwella vždy charakter kinetické energie, kdežto elektrická energie charakter energie potenciální. V analytické mechanice můžeme odvodit pohybové rovnice soustavy, na kterou působí konservativní síly, z variačního principu, známe-li Lagrangeovu funkci soustavy, která je rozdílem její kinetické a potenciální energie. Je zajímavé, že Maxwellovy rovnice pro vakuum odvodíme pomocí Lagrangeovy funkce

$$\frac{1}{8\pi} \int_{(V)} (\mathbf{B}, \mathbf{H}) \, \mathrm{d}V - \frac{1}{2} \int_{(V)} (\mathbf{D}, \mathbf{E}) \, \mathrm{d}V \, , \tag{9}$$

i když nemůžeme přijmout Maxwellovy důvody, proč nazvat elektrickou energii potenciální a magnetickou energii kinetickou.

Způsob, kterým Maxwell dospěl ke svým rovnicím, je jiný než ten, který je dnes běžný. K rovnici (5) vede pozorování, že v přírodě neexistují volné magnetické náboje a rovnice (6) je přepisem indukčního zákona, shrnujícího řadu experimentů, které provedl Faraday. Rovnici (8) dostaneme z Coulombova zákona a moderní představy o polarisaci dielektrika. Ke stejným rovnicím dospívá Maxwell z předpokladu, že v prostoru kolem elektrického proudu probíhá mechanický pohyb, z několika jednoduchých pokusů, ukazujících, že $T_{me} = 0$ a z představy o elektřině jako o nestlačitelné kapalině. Na počátku této cesty vytyčila fysika 20. století výstražnou tabulku: Pozor — fysikální předpoklady, které nelze odůvodnit: vakuum vyplněné elektřinou a vířivými pohyby.

Nedbáme-li výstrahy, není nebezpečí, že by nás na cestě čekaly nepřekonatelné překážky, ale vystavujeme se risiku, že nebudeme mít jinou společnost než mrtvé, která se běžně považuje za poněkud stísňující. Můžeme se však vydat na cestu kousek za výstrahou. Nebudeme tvrdit, že můžeme použít dynamických úvah, protože jde o mechanický pohyb ve vakuu, ale budeme prostě poněkud tvrdohlavě trvat na tom, že jich můžeme použít. Možná že vzbudíme zvědavost poutníka a když se přesvědčí, že ho nenutíme obcházet výstrahu, půjde s námi.

Každá dedukce je jen variací na dané axiomy a nelíbí-li se někomu základní themata, je málo naděje, že bude poslouchat dál. Můžeme získat posluchače tím, že začneme první

*) Maxwellovo $\mathbf{D}$ se liší od dnešního faktorem $\frac{1}{4\pi}$. Srovnej též s výrazem (9).

variací, ale pravděpodobně zkazíme účinek, kterého chtěl dosáhnout skladatel. Estetickým vyvrcholením *Pojednání* měl být důkaz, že teorie elektromagnetického pole není nic jiného, než dynamická teorie zvláštního druhu mechanického pohybu. Jako u většiny průkopnických knih vytkl si i autor *Pojednání* úkol, který byl nad jeho síly a se vší pravděpodobností nad síly kohokoli jiného.

V historii přírodních věd je časté, že následovníci zapomínají opatrnosti, se kterou formulovali své výsledky jejich předchůdci a zobecňují je daleko za meze jejich platnosti. U Maxwella je však ztěží myslitelné, že by mohl dosáhnout výsledků, ke kterým dospěl, kdyby nezobecnil své představy tak, že se dopustil omylů. Kdybychom mohli přijmout pragmatické kritérium pravdy, museli bychom prohlásit, že Maxwellovy omyly byly pravdivé.

Elektromagnetismus představuje poslední pevnost, na kterou zaútočila klasická mechanika a Maxwellovo pojednání vítězství, které vítěze zničilo. Klasické pojmy se ukázaly příliš nepohyblivými nejen v uličkách mikroskopických rozměrů po způsobu Pyrrhových slonů, ale i v kosmických rozměrech vesmírných plání. Kvantová mechanika a obecná teorie relativity představují nový druh zbraní, kterými fysik bojuje v těchto taktických podmínkách; obě teorie vznikly z neúspěchů Maxwellovy elektrodynamiky. Téměř ve chvíli, kdy si klasická fysika uvědomila vítězství, které pro ni vybojoval Maxwell, byla sama poražena Einsteinem a Planckem. Jako ve válce připadla kořist bývalých bitev vítězi a tím se zachovala. A jako tak často v dějinách počali potomci pohrdat zbraněmi, kterými se bitvy vyhrávaly. Dnešní fysik je přesvědčen, že mechanický model je nutně neúplný a nepřesný a zapomíná na úspěchy, kterých dosáhli jeho největší přívrženci, Faraday a lord Kelvin, na jejichž práce z elektromagnetismu Maxwell navazuje.

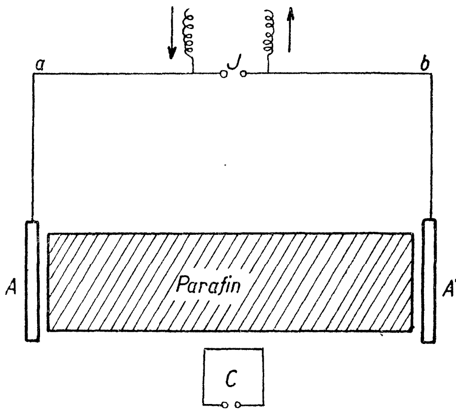
Zdá se, že ráz vědeckých válek prošel zcela opačným vývojem než ráz válek skutečných. Darwin a Maxwell jsou z posledních, kdo bojovali v měřítku mnohastránkových foliantů; články, kterými zvítězil Einstein se podobají rozměrem válkám, které rozhodovaly o osudu renesanční Itálie. Musíme však přiznat, že území elektrodynamiky, které se Maxwell snažil přičlenit k mechanice, nabylo dnes úplné samostatnosti. Obvyklý postoj, ve kterém se ve středověku portrétovali velmožové a v novověku vědci, je postoj dobyvatele po vítězné bitvě. Možná, že by bylo dobře vidět Maxwella na chvíli jako člověka, který bojuje za ztracenou věc. Tím dosáhl kontinuity tradice, bez které je dnes vědecká práce nemožná.

III.

V témže roce, kdy zemřel Maxwell, vypsala Akademie věd v Berlíně cenu na experimentální práci o vztahu mezi intensitami nestacionárního elektromagnetického pole a dielektrickou polarisací isolátorů, která byla bezprostřední příčinou toho, že Hertz na Helmholtzův popud začal se svými pokusy. Abychom zjistili, zda nestatické intensity mají jiný ráz než statické, musíme najít pole, které by se lišilo od statického co nejvíce. Kmity v leydenských lahvích, kterými Hertz pole budil, byly příliš pomalé. Na podzim roku 1886 se mu však podařilo vyvolat pravidelné a dostatečně silné oscilace v neuzavřených drátech, na jejichž koncích se nacházely malé kapacity, asi stokrát rychlejší než oscilace v leydenských lahvích. Pole vyšetřoval pomocí drátů, stočených do kružnice nebo čtverce, jejichž konce tvořily jiskřiště, ve kterém elektromagnetická indukce vyvolávala jiskření. Hned zpočátku zpozoroval, že současné elektrické jiskry v různých jiskřištích se navzájem zesilují; nejprve se domníval, že stojí před novou formou elektrického působení na dálku, když však shledal, že skleněná deska působení zastaví, kdežto křišťálová ne, přesvědčil se, že jde o vliv ultrafialového světla. Objevil tak fotoelektrický jev. Z tónu, kterým o tom mluví, vzniká dojem, že objev pro něho znamenal jen nepříjemné zdržení od vlastního pokusu.

Schema pokusu ukazuje obr. 2. Hertz vzbudil oscilace v drátu a, b přerušeném jiskřištěm J a zakončeném deskami A, A', které tvořily kondensátor. Očekával, že v jiskřišti sekundárního okruhu C vznikne silné jiskření, vložíme-li mezi desky blok parafinu, které skorem vymizí, jestliže blok odstraníme. Hertz se dal vésti představami Helmholtzovy teorie a domníval se, že je-li mezi deskami vakuum, působí v okruhu C pouze indukce vzdáleného proudu v drátu a, b. Ke svému překvapení shledal, že jiskření je stejně silné i bez parafinu. To předpovídá Maxwellova teorie, podle které časová změna elektrického posunutí má stejné indukční účinky jako vodivý proud, bez ohledu na to, zda probíhá v dielektriku nebo ve vakuu. Později našel Hertz takové polohy sekundárního okruhu C, že přiblížení bloku ztlumilo nebo naopak povzbudilo jiskření. 10. listopadu 1887 přednesl zprávu Akademii, která mu přiřkla cenu.

V předposlední kapitole *Pojednání* odvodil Maxwell rovnice, podle kterých by se mělo šířit v nevodivém nenabitém prostředí elektromagnetické působení a dokázal, že popisují vlnění, které postupuje prostředím rychlostí $\frac{C}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$. Konstantu c určil poprvé Weber, který vybil leydenskou lahev známé kapacity přes galvanometr a změřil jeho výchylku. Dostal hodnotu $c = 310\ 740$ km/sec, která je v mezích pozorovacích chyb rovna rychlosti světla. Maxwell vyslovil domněnku, že světelný éter je totožný s elektromagnetickým, a že světlo není nic jiného než elektromagnetické vlnění. V době, kdy Hertz konal své pokusy, bylo známo elektromagnetické vlnění postupující podél drátu a nikoho by nepřekvapilo, že se může šířit i dielektrikem. Hertz si však uvědomil, že by potvrdil Maxwellovu teorii, kdyby dokázal, že se elektromagnetické vlnění šíří vakuem rychlostí světla. Vzpomeneme-li si na metody, kterými se měřila rychlost světla, je jasné, že jich nemohl použít v oboru metrových vln, které měl k disposici, a šlo tedy o to, najít vhodný experimentální trik, jak měřit rychlost světla nepřímo.



Obr. 2.

Hertzovy se podařilo vyvolat jiskření až do vzdálenosti 12 m od zdroje; fáze vlny by se zatím musela několikrát změnit. Napneme-li tímto prostorem drát, indukčně vázaný se zdrojem kmitů, ustálí se v něm skoro okamžitě stojaté vlnění, jehož vlnovou délku můžeme změřit. Položíme-li nyní sekundární okruh do blízkosti drátu, indukuje v něm podle Hertze proud jednak působení od drátu, jednak působení, které se šíří přímo od zdroje. Tato dvě působení spolu interferují a pomocí interference můžeme určit délku vln ve vzduchu (vakuu) a ze známé frekvence zdroje vypočíst rychlost šíření. Hertz předpokládal, že se elektromagnetické vlnění šíří drátem stejnou rychlostí jako vakuem a byl zklamán, když předběžný pokus ukázal, že se interference mění tak, jakoby vlnění postupovalo vzduchem nekonečnou rychlostí. Teprve za několik neděl se opět k pokusům vrátil a zjistil, že jejich výsledek jde nejlépe vysvětlit předpokladem, že se elektromagnetické vlnění šíří vzduchem o něco rychleji než drátem. Ani to se nezdálo Hertzovy pravděpodobné a snažil se rozdíl rychlostí připsat experimentálním podmínkám, za kterých se pokusy konaly (resonanci místnosti, kovovým předmětům v okolí).

Při pokusech zpozoroval Hertz, že kovové předměty stíní působení a že se před nimi působení zesiluje; později ho napadlo, že jde o odraz a na jaře 1888 se pokusil soustředit vlnění parabolickými zrcadly z isolátoru a z vodiče. Pokus se nezdařil, zřejmě proto, že délka vln neodpovídala rozměrům zrcadel.

V létě 1888 studoval Hertz šíření elektromagnetického vlnění v meziprostoru mezi dvěma dráty, deskami a uvnitř kovové roury a ukázal, že se vlny šíří převážně v okolí drátu a ne v drátu samém. Na podzim objevil při pokusech, že zdroj nevyzařuje jen vlnění jediné vlnové délky, ale také vlnění mnohem kratších vlnových délek. Teoretické vysvětlení podali Poincaré a Bjerknes. S těmito decimetrovými vlnami opakoval Hertz předchozí pokusy. Zrcadlení parabolickým zrcadlem bylo tak očividné, že si k následujícím pokusům přinesl velký asfaltový hranol a podařilo se mu dokázat lom, odraz a dokonce i polarisaci elektromagnetického vlnění. Deset let po Maxwellově smrti se stala jeho teorie podle Hertzových slov „jistotou — lidsky řečeno".

Co to však vůbec je Maxwellova teorie, kterou pokusy měly potvrdit? „Na otázku „Co je to Maxwellova teorie" neznám kratší a přiléhavější odpovědi než „Maxwellova teorie je soustava Maxwellových rovnic." [3. II, 23.] Maxwellovo myšlení je podle Hertze zatíženo řadou starších představ a častokrát přechází od jedné interpretace k druhé, která je s ní neslučitelná. Hertzovým cílem je podat celou teorii důsledně z jediného stanoviska. Když Maxwell ke konci druhého dílu pojednání dospívá ke svým rovnicím, jde mu o to, aby nevynechal nic podstatného; když jimi Hertz začíná svůj článek *O základních rovnicích elektrodynamiky těles v klidu*, snaží se úzkostlivě, aby nenapsal nic nepodstatného. Eliminace vektorového potenciálu z druhé série rovnic je Hertzovou prací. Hertz nepřijal Maxwellovou interpretaci elektrického posunutí a nemá podle něho smyslu rozlišovat ve vakuu mezi intensitou elektrického pole a elektrickým posunutím. V důsledku toho se ve všech rovnicích místo $\mathbf{D}$ objeví $\frac{1}{4\pi}\mathbf{D}$, čímž získají značně na symetrii. Jak uvidíme, nemá pro Hertze vodivý proud samostatnou existenci a proto jej ze základních rovnic vylučuje pomocí Ohmova zákona ($\mathbf{I}_v = \sigma(\mathbf{E} - \mathbf{E}_0)$, $\mathbf{E}_0$ vtištěná elektromotorická síla, σ vodivost) a tím zároveň přisuzuje Ohmovu zákonu stejnou universální platnost jako Maxwellovým rovnicím.

„Jakmile jsme jednou tyto rovnice nalezli", píše Hertz, „nezdá se dále účelné odvozovat je z domněnek o elektrickém a magnetickém složení éteru a o podstatě působících intensit, jakoby to byly známější věci, jak by to ostatně odpovídalo historickému postupu. Spíše je účelnější navázat na tyto rovnice další domněnky o složení éteru" [3, II, 214]. Podle kritéria, že fysik připisuje existenci těm veličinám, pro které zavádí primitivní symboly, by měly pro Hertze existovat intensity elektromagnetického pole $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ a elektromagnetické vlastnosti látek, popsané materiálovými konstantami ε, μ, σ. $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$ však definuje Hertz jako síly, kterými působí elektromagnetické pole na jednotkový náboj a jednotkový pól magnetu, a protože později spatřoval v pojmu síly logické obtíže a snažil se jej v analytické mechanice nahradit pojmem vazby, je možné, že by se i v elektrodynamice pokusil o něco podobného. Ať již Hertz připisuje existenci čemukoli, jisté je, že ostatní veličiny mají pro něj výslovně pouze význam zkratek a označení."... jejich cena spočívá zčásti v možnosti kratšího vyjadřování, zčásti však už v tom, že sprostředkují spojení naší teorie se staršími názory nauky o elektřině." [3, II, 223.] $\mathbf{D}$ a $\mathbf{B}$ jsou zkratky pro $\varepsilon\mathbf{E}$ a $\mu\mathbf{H}$, které propůjčují rovnicím jednoduchý kausální tvar. Vodivý proud $\mathbf{I}_v$ je zkratka pro $\sigma(\mathbf{E} - \mathbf{E}_0)$ a hustota volného náboje zkratka pro $\frac{1}{4\pi}$ div $\mathbf{D}$; běžná jména jim dáváme proto, že splňují rovnici kontinuity.

Maxwellova označení se zachovala dodneška, ne však jeho terminologie; elektrické posunutí, koeficient elektrické elasticity, nebo elektrokinetická hybnost jsou zřetelné archaismy. Z toho je vidět, že Hertzův zjednodušený formalismus zvítězil nad Maxwellovou interpretací. Hertzovo pojetí má však i značné slabiny; zda jsou magnetické vlastnosti látek způsobeny molekulárními proudy nebo jaká je podstata vodivého proudu jsou otázky, které mu jsou naprosto cizí.

Hertz je snad poslední velký fysik, který byl zároveň teoretik i experimentátor. Moderní rozdíl obou mentalit se však na něm projevil ve formě jakéhosi rozštěpení vědecké osobnosti. Je téměř nepředstavitelné, že by Maxwellova teorie prvé poloviny jeho článku mohla někoho přivést na myšlenku provést jeho vlastní pokusy, nebo články popisující výsledky jeho pokusů někoho přimět, aby si sedl a napsal na papír Maxwellovy rovnice. Dávno před tím, než to explicitně vyslovil Wittgenstein, se stalo zvykem odhazovat žebřík, po kterém jsme se dostali nahoru. Tento článek by chtěl vyslovit stejnou úctu k žebříku Maxwellových pojmů, jakou choval Thomas Mann k žebříku Jakobovu.

Literatura:

[1] Michael Faraday, *Experimental Researches in Electricity*, Vol. I—III, London, Bernard Quaritch, 1839, 1844, 1855.

[2] James Clerk Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Vol. I—II, Sec. ed., Oxford, Clarendon Press, 1881.

[3] Heinrich Hertz, *Gesammelte Werke*, Bd. I—III, Leipzig, J. A. Barth, 1894.