

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

Václav Posejpal

O konstituci látky a poměru hmoty a energie. [II.]

*Časopis pro pěstování matematiky a fysiky*, Vol. 43 (1914), No. 2, 188--200

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/121403>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1914

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>

Gournerie nazývá křivku  $n$  harmonická trinodála, křivku  $l$  harmonická trilaterála (s ohledem na plochy kvadrispinální, při jichž studiu k nim dochází), Schoute zove trinodálu eliptickou „Kreuzkurve“ a hyperbolickou „Kohlenspitzenkurve“ \*) Harmonické trinodály vzniknou jako centrálné průměty obecných křivek čtvrtého řádu s třemi dvojnými body, volíme-li jen náležitě střed promítání i průmětnu; při tom jedna strana základního trojúhelníku jest úběžná, ostatní dvě mohou býti kosé, speciálně vzájemně kolmé. Střed trinodály eliptické jest pak jejím dvojným bodem izolovaným, právě tak úběžný bod hlavní osy základní hyperboly pro trinodálu hyperbolickou.

Naším úkolem bylo ukázati jen na význam obou duálních křivek vzhledem k základní kuželosečce středové při posuzování reálnosti problému jejich normál, při čemž dá se trinodála snadno z evoluty odvoditi.

## O konstituci látky a poměru hmoty a energie.

Dr. Václav Posejpal.

(Pokračování.)

### § 3. Stanovení čísla $N$ z pohybu tělísek Brownových.

Popis matematický pohybů Brownových podal na základě theorie kinetické Einstein r. 1905 a 1906. Skoro současně s ním. ale přece později a méně úplně řešil touž úlohu Smoluchovskí. Perrin vyzkoušel, částečně za pomoci svých žáků, správnost theorie Einsteinovy jak na translačních, tak i na rotačních pohybech tělísek, i na zákonech diffuse těchto tělísek v různých emulsích, jež rovněž z Einsteinovy theorie vyplývají. Omezím se zde na podrobnější zmínku o měření z pohybů translačních, jež přivedlo k hodnotě  $N$  téměř identické s hodnotou nalezenou z rozdělení tělísek do výšky, totiž  $68 \cdot 8 \cdot 10^{22}$  proti  $68 \cdot 3 \cdot 10^{22}$ .

\*) Poznámka. Je-li

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \text{ rovnici } k_2, \text{ jest } \left(\frac{a}{x}\right)^2 + \left(\frac{b}{y}\right)^2 = 1 \text{ rovnici křivky } n;$$

tu uvádí poprvé Terquem v „Nouv. annales de mathém.“ (tome 6, Paříž 1847), mylně však jako polárně reciprokou křivku s  $k_2$  vzhledem k základní kružnici  $x^2 + y^2 = a^2 - b^2$ .

Pohyby Brownovy jsou tak náhodné a dráha tělíška tak nepravidelná, že jest naprosto nemožno měřiti její skutečnou délku za čas i sebe kratší a z ní skutečnou rychlost tělíška. Jediné, co lze s bezpečností změřiti, jest úsečka spojující 2 polohy téhož tělíška, dané jistým intervalem časovým. Tuto úsečku budeme nazývati posunutí tělíška za uvažovaný čas.

Předpokládejme emulsi o identických tělíškách, již pozorujeme, jak obvykle, mikroskopem s osou vertikální. Uvažujeme-li posunutí tělíšek za jistý čas  $\tau$  a promítneme každé toto posunutí na libovolný vodorovný směr  $OX$ , musí, poněvadž v tomto směru žádná zevní akce na tělíška nepůsobí, býti tyto projekce rozděleny kolem hodnoty nullové zcela náhodně. Nazveme-li  $\xi^2$  průměrnou hodnotu dvojnásobí těchto projekcí, bude toto  $\xi^2$  úměrno době zvolené  $\tau$ , tak že poměr

$$\frac{\xi^2}{\tau}$$

bude konstantou pro tělíška daného kalibru, charakterisující živost jich pohybů. Předpokládá se, že tělíška budou v dané emulsi difundovati dle téhož zákona jako molekuly v roztoku, shledává Einstein, že koeficient diffuse  $D$  se bude rovnati jednak

$$D = \frac{1}{2} \frac{\xi^2}{\tau}, \quad (5)$$

jednak

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{6\pi\zeta a}, \quad (6)$$

z čehož

$$\frac{\xi^2}{\tau} = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{3\pi\zeta a^2} \quad (7)$$

a tedy

$$N = \frac{\tau}{\xi^2} \frac{RT}{3\pi\zeta a^2}. \quad (7')$$

$\zeta$  jest koeficient viskozity kapaliny, v níž tělíška jsou, a  $a$  poloměr kulových tělíšek.

Pozorování posunutí tělíška se dělo obyčejně po půl minutě, tedy  $\tau = 30$  sek. tak, že u každého zjištěna aspoň 4 po-

sunutí. Poněvadž osa mikroskopu byla vertikální, dalo pozorování přímo horizontální projekci každého posunutí.

Jedinou obtíží tohoto měření jest neztratiti dané tělísko s očí, což jest dosti nesnadnou úlohou vzhledem k tomu, že totéž ustavičně stoupá a klesá. Rozumí se samo sebou, že jako v měřeních předešlého § tak i zde měněny podmínky pokusu, t. j.  $T$ ,  $\xi$ ,  $a$  v mezích co nejširších.

Referuje o uspokojivém výsledku této kontroly Einsteinova vzorce, jenž, pokud se týče významu pro realitu molekul, nezůstává za výsledkem práce předchozí, Perrin vždy se zálibou připomíná následující poznámku. vízící se k faktu, že první pokus verifikovati Einsteinův vzorec (7'), jež učinil r. 1908 V. Henri cestou kinematografickou, podal výsledek rozhodně nepříznivý theorii Einsteinově:

„Připomínám tuto věc (negativní výsledek V. Henriho), poněvadž jsem byl velice překvapen lehkostí, s níž byli fyzikové kinetické theorii nejoddanější ochotni připustiti, že theorie Einsteinova musí obsahovati některé neoprávněné hypotesy. Bylo mi to důkazem, jak jest ve skutečnosti omezenou důvěra, již poskytujeme theorii, že i ti, kteří je budují, v nich vidí spíše heuristické pomůcky než opravdové důkazy.“

Co konečný výsledek svých měření čísla  $N$  z pohybů Brownových uvádí Perrin

$$N = 68.5 \cdot 10^{22}.$$

Je to nej přesnější hodnota, jak dosud vůbec byla stanovena.

#### § 4. Povaha atomu.

Po tomto zjištění atomové struktury látky Perrinem, jež nutno akceptovati, vzniká bezprostředně potřeba odpovědění na otázku, jak a-z čeho jest atom zbudován, a bude to asi dlouho ještě trvati, než dojde k odpovědi definitivní. Jsou to především vlastnosti elektromagnetického pole, které odpověď na tuto otázku si neodbytně vynucují. Abychom to pochopili, přehlédneme krátce tyto vlastnosti stručnou historickou retrospektivou jich poznávání.

Výzkum elektromagnetického pole vykazuje 3 fáse. První, representovaná Coulombem, operuje s elektrickými náboji, jež do dálky na sebe vzájemně působí a jsou analogické hmotám v teorii gravitační.

Druhou fází charakterisují jména Faraday, Maxwell, Hertz. Faraday, nemoha se spřáteliti s myšlenkou bezprostředního působení do dálky, hledá sídlo dějů elektrických a magnetických v prostředí, v němž se odehrávají. Povaha prostředí, obklopující zelektrované těleso, určuje síly, jimž bude podléhati. Základním pojmem jest intensita pole elektrického a magnetického, silokřivka. Tam, kde silokřivky vznikají neb končí, jsou náboje, jichž význam jest podřadný. Maxwell, jenž myšlenkám Faradayovým dává matematický výraz, nahrazuje méně přesný pojem silokřivek určitým pojmem indukčního toku skrze danou plochu. Tok indukce skrze jednotku plochy jest vektor úměrný intensitě pole. Konstanta úměrnosti charakterisuje prostředí. Náboj elektrický jest definován čistě matematicky: jeho obnos v uzavřené ploše jest úměrný toku indukce vycházejícímu z této plochy. Elektromagnetické akce se šíří s určitou konečnou rychlostí a to v étheru s rychlostí světla. Hertzovi pak náleží zásluha, že zjistil tento poslední fakt, odkryl vlny elektromagnetické a změřil jejich rychlost.

Tato Maxwell-Faradayova theorie měla některé značné obtíže, jako jsou: Zákony elektrolyse, složité chování se hmoty vůči vlnám elektromagnetickým šířícím se již i v těch nejjednodušších případech, jimiž jsou průhledná dielektrika, s rychlostí jinou než v étheru, závislou nejen na prostředí, nýbrž i na povaze rozruchu, nic nepravila o mechanismu emise a absorpce těchto vln hmotou, nic o tom, jak silokřivky jsou k zelektrovanému tělesu připoutány atd. Zkrátka, základním nedostatkem této theorie bylo, že nic nedovedla říci o vzájemném vztahu hmoty a étheru.

Bylo tudíž třeba theorii Maxwell-Faradayovu po této stránce doplniti, vymysliti mechanismus tohoto vzájemného vztahu, umožňující výměnu energie mezi oběma. A to žádá nezbytně vysloviti se o stavbě atomu. Řešením této úlohy počíná třetí, dnešní fáse ve studiu elektromagnetického pole, a lze ji charakterisovati jménem Lorentzovým. Podstatným jejím znakem jest návrat.

k představě o existenci elektřiny co takové a účelná synthesisa této představy s teorií Maxwell-Faradayovou. Vedle toho obohacena jest původní představa Coulombova poznáním atomové struktury elektřiny. K tomuto poznání vedla celá řada důležitých experimentálních fakt, z nichž na prvním místě jsou *zákony elektrolysy*. Helmholtz první na to poukázal, že známé jednoduché zákony Faradayovy vedou za předpokladu atomové struktury hmoty k atomové struktuře nábojů elektrických. S tohoto hlediska lze je pak vysloviti takto:

Všeliký atom neb radikál jednomocný transportuje při elektrolyse týž náboj elektrický co do absolutní hodnoty, at kladný neb záporný. Atomy neb radikály dvojmocné, trojmocné atd. transportují náboj dvojnásobný, trojnásobný atd.

Skládá se tedy elektrické množství, jež elektrolytem prošlo, ze stejných elementárních kvant, nezávislých na chemické povaze látky, jež je transportuje tak, že každá její nejmenší částka nese těchto kvant násobek rovný své chemické valenci. Poněvadž pak gramatom jednomocného iontu transportuje při elektrolyse 96540 coulomb, a poněvadž počet jeho atomů jest dán číslem Avogadrovým  $N$ , lze snadno to elementární kvantum elektrické stanovití. Nazveme-li je  $e$ , máme

$$N \cdot e = 96540 \cdot 3 \cdot 10^9$$

a poněvadž víme, že

$$N = 68 \cdot 5 \cdot 10^{22},$$

tedy

$$e = 4 \cdot 2 \cdot 10^{-10}$$

c. g. s. elektrostatických.

Na druhém místě vede k poznání atomové struktury elektřiny *vedení v plynech*.

Jak známo, činí paprsky Röntgenovy a Becquerelovy plyny, jimiž procházejí, vodiči elektřiny tím, že v nich vytvářejí elektrická centra, kladné a záporné ionty, pohyblivé vlivem elektrického pole. Existence těchto iontů jest nejlépe dokázána schopností ionisovaných plynů kondensovati nasycenou vodní páru. Pára sráží se na iontech jako kondensačních centrech, tak že každá vodní kapka má elektrické jádro. Townsend, J. J. Thomson, H. A. Wilson a Millikan, měříce rychlost těchto kapek, se kterou

padají pod pouhým vlivem tíže a za druhé pod současným působením vertikálního pole elektrického, dokázali, že náboje iontů jsou jednoduchými násobky elementárního kvanta, jehož hodnota v mezích pozorovacích chyb úplně souhlasí s hodnotou, nalezenou při elektrolyse. Výslovné zmínky zaslouží pokusy Millikanovy, jež bezprostředním pozorováním jediné kapky přímo zjistil, že její náboj, když se mění, se mění skokem a sice vždy o malý násobek jmenovaného kvanta elementárního. Uspořádání jeho pokusu bylo následující:

Deskový kondensátor s horizontálními rovinami má v horní desce jemný otvor jehlou. Nad tento otvor se mírným proudem vzduchu přivedou jemné kapky rozprášeného oleje. Některé z nich projdou otvorem a dostanou se mezi desky kondensátoru. Tam jsou ostře ze strany osvětleny a mikroskopem ve směru horizontálním pozorovány. Elektrické pole se volí tak, aby vliv tíže značně převyšovalo (asi 4000 Volt na *cm*). Zavedeme-li pole, stoupá kapka, přerušíme-li je, klesá vlivem tíže, a tak lze i po několik hodin ve vzduchu vznášeti určitou kapku, aniž by se ztratila ze zorného pole, v němž se jeví jako světlý bod na tmném pozadí. Je-li náboj kapky  $e'$ , váha  $mg$  a rychlost, se kterou se pohybuje pouhým vlivem tíže,  $v$ , za současného pak působení elektrického pole  $h$ ,  $v'$ , možno předpokládati, že rychlosti  $v$  a  $v'$  jsou úměrny ženoucím silám, tedy

$$v : v' = mg : (he' - mg),$$

a tedy

$$e' = m \frac{g}{h} \frac{v + v'}{v}. \quad (8)$$

Kdyby náboj kapky se změnil na  $e'_1$  neb  $e'_2$  atd., zůstane rychlost  $v$  stejnou,  $v'$  však přejde na  $v'_1$ ,  $v'_2$  atd.

Z rovnice (8) pak vychází:

$$\frac{e'}{v + v'} = \frac{e'_1}{v + v'_1} = \frac{e'_2}{v + v'_2} = \dots \quad (9)$$

Pozorováním kapky shledal nyní Millikan, že rychlosti  $v$  a  $v'$  zůstávají po dosti dlouhou dobu stálými. Jest to známkou, že kapka nemění ani své váhy, nevypařuje se, ani svého náboje. Nicméně, trvá-li pozorování dosti dlouho, dočkáme se toho, že

rychlost  $v'$  skočí náhle na nějakou novou hodnotu  $v'_1$ . To tedy znamená, že náboj  $e'$  se skokem změnil na  $e'_1$ . Tato náhlá změna rychlosti a náboje se opakuje mnohem častěji, ionisujeme-li plyn, ve kterém se kapka vznáší. Patrně kapka přitahuje blízké ionty a jimi svůj náboj mění.

Děje-li se nyní tato změna náboje celými násobky jednoho a téhož elementárního kvanta (a to nejčastěji ziskem neb ztrátou jednoho jediného), jak předpokládáme, musí postupné hodnoty součtu rychlostí  $v + v'$ , jež jsou dle (9) úměrny příslušným nábojům  $e'$ , býti úměrny celým číslům a takovým, že dvě sousední se liší zpravidla o 1. A to jest splněno. Tak na př. pro jistou kapku oleje shledány pro  $v + v'$  následující postupné hodnoty:

2·00, 4·01, 3·01, 2·00, 1·00, 1·99, 2·98,

jež jsou s chybou menší 1% v poměru celých čísel

2, 4, 3, 2, 1, 2, 3.

Třetím velkým dokladem atomové struktury elektriny jest *emise elektrických částíček*. Vysílají je kovy buď při disruptivním výboji, buď vlivem záření světelného, především ultrafialového neb konečně při vysoké teplotě. Částičky ty, nesouce jméno paprsků katodových, nabíjejí plyny, jež je silně pohlcují, záporně, a udělují jim obdobně jako záření Röntgenovo schopnost kondensovati vodní páru. Měřením vychází, že tyto paprsky katodové jsou elektrická kvanta záporná, identická s elementárním kvantem, nalezeným při elektrolyse. Nesou jméno tělísek katodových neb *záporných elektronů*. A tyto záporné elektrony lze nejrozmanitějším způsobem zjistiti jako součástku hmotných atomů: Nejen že můžeme různým způsobem, jak právě řečeno, je z hmoty ven dostatí ve způsobě katodových paprsků, ale také zákony záření vedou k existenci těchto tělísek jakožto nezbytných stavebních prvků všech atomů hmotných. Mají hmotu, ovšem nesmírně malou proti hmotě atomů materiálních.

Stručně vyjádřen jest pak dnešní názor o stavbě atomů a o vztahu etheru a materie asi tento:

Základním prvkem jest světelný ether. Jest to prostředí *spojité, homogenní*, vyplňující veškerý nám dosažitelný prostor.



Jest v každém bodě schopen současně dvou modifikací, jež se dají charakterisovati dvěma vektorovými veličinami, jež jsou elektrické pole  $h$  a magnetické pole  $H$ . Těmto polím odpovídají dva jim úměrné vektory indukční, totiž indukce elektrická  $K_0 h$  a indukce magnetická  $\mu_0 H$ .  $K_0$  a  $\mu_0$  jsou konstanty, dielektrická konstanta a permeabilita etheru. Jejich číselná hodnota závisí na volbě jednotek. Přítomnosti každé z těchto modifikací etheru odpovídá lokalisace energie v témž místě etheru, jejíž obnos připadající na jednotku objemu jest dán výrazem

$$\frac{K_0 h^2}{8\pi} \text{ respektive } \frac{\mu_0 H^2}{8\pi}.$$

Každé z polí  $h$ ,  $H$  může se měniti od místa k místu a na témž místě s časem.

V tomto etheru existují oblasti, ve kterých mohou sice jako všude jinde existovati elektrická a magnetická pole, které však jsou současně sídlem nábojů elektrických, kladných i záporných, v etheru pohyblivých. Náboje záporné jsou zastoupeny zápornými elektrony, jichž náboj i hmota jsou nesmírně malé, jak víme. Povaha nábojů kladných jest méně známa. Tyto oblasti, to jsou atomy materiální. Je-li obnos obou nábojů stejný, jest atom na venek neelektrický, jinak jest elektrický elektrinou, jež jest v převaze. Positivní náboj tvoří jádro atomu, poutající elektrony záporné. Vázanost těchto elektronů na atom není stejná, některé z nich mohou za vhodných podmínek atom buď na čas neb i trvale opustiti. V neelektrolytických vodičích jsou mimo to přítomny záporné elektrony volně mezi atomy pohyblivé.

Magnetická indukce  $\mu_0 H$  jest v etheru tak rozdělena, že její tok skrze jakoukoliv uzavřenou plochu jest roven nulle, ať plocha chová prostory vyplněné látkou neb jen pouhý ether. Znamená to, že není fluid magnetických. Silokřivky magnetického pole jsou vždy a všude v sebe uzavřeny. Indukce elektrická  $K_0 h$  splňuje stejnou podmínku ve vakuu. Obsahuje-li však uvažovaná uzavřená plocha látku s náboji elektrickými, jest úhrnný tok elektrické indukce z této plochy úměrný uzavřenému náboji elektrickému.

Časové změny obou polí, jichž sídlem může ether býti, jsou v zajímavé souvislosti; změna jednoho má za následek vznik druhého a naopak. Zákony této závislosti byly již udány Maxwellem a zní:

α) Elektromotorická síla neb práce sil elektrických podél libovolné uzavřené křivky  $C$  se rovná změně za jednotku časovou indukčního toku magnetického, jdoucího skrze libovolnou plochu  $S$ , omezenou křivkou  $C$ .

Druhý zákon jest úplně analogický, totiž:

β) Magnetomotorická síla neb práce sil magnetických podél libovolné uzavřené křivky  $C$  se rovná změně za jednotku časovou indukčního toku elektrického, jdoucího skrze libovolnou plochu  $S$ , omezenou křivkou  $C$ .

Důsledkem těchto dvou zákonů jest, že každý elektromagnetický rozruch se šíří ve vakuu danou rychlostí  $V$ , při čemž jest jednak

$$V = \frac{1}{\sqrt{K_0 \mu_0}}, \quad (10)$$

jednak jest, jak bližší počet ukazuje, tato rychlost  $V$  dána poměrem jednotky elektromagnetické elektrického množství k jednotce elektrostatické. Jest známo, že tento poměr se rovná rychlosti světla.

Shrneme-li tedy vše, vidíme, že k představě o atomové struktuře látky čili materie druží se představa o atomové struktuře elektřiny. Tam atom, zde elektron a mezi oběma úzký vztah: atom jest zbudován z elektronů. Reální existence obou jest nepochybná, Perrin a Millikan učinili je v jistém smyslu přímo viditelnými. Bylo by svrchovaně zajímavé projíti, jak to v citovaném shora díle činí Langevin, celou elektrodynamiku a ukázati, jak její zákony se dají na základě této koncepce o stavbě atomu jednotně chápati. Učiníme tak pouze v jistém směru, tom totiž, který nás přivede k poznání úzkého vztahu mezi *energií a hmotou*. Z té příčiny odkazují ještě na práci Langevinovu v Journal de Physique (5), 3, 553—591, 1913.

### § 5. Hmota a inercie.

Připomeňme si především zákon setrvačnosti čili inercie a různé definice hmoty čili massy. Při tom budme pamětlivi rozdílů pojmů hmota = massa a na druhé straně látka = materie.

Setrvačnost jest vlastnost látky, že se snaží udržeti pohybový stav, který právě má a jímž může býti buď klid, neb rovnoměrný přímočarý pohyb. Má-li nastati změna rychlosti ať co do velikosti nebo co do směru, jest třeba zevnější akce, síly. Dle Newtona pak předpokládáme, že síla, jež působí na dané těleso uděluje mu zrychlení  $\gamma$ , jest úměrná tomuto zrychlení, tedy

$$f = m\gamma \quad (11)$$

a poměr obou

$$m = \frac{f}{\gamma} \quad (11')$$

jest definicí hmoty daného tělesa.

Tuto hmotu můžeme však definovati také jinak, a sice především na základě *impulsu*. Impulsem  $G$  daného tělesa rozumíme vektor, rovný nulle, je-li těleso v klidu a té vlastnosti, že jeho vzrost za jednotku časovou jest dán co do směru a velikosti výslednicí sil působících na dané těleso. Působí-li tedy na těleso jediná síla  $f$ , jest impuls, jež mu sdělí za čas  $dt$ , roven  $f dt$ . Úhrnný impuls tělesa pak se v daném okamžiku rovná vektorovému součtu elementárních impulsů, udělených mu od začátku pohybu silami, které naň během té doby působily. Impulsem daného systému těles rozumíme vektorový součet impulsů jednotlivých. Nepodléhá-li systém žádným silám zevním a *platí-li pro možné působení těles systému na sebe princip akce a reakce*, zůstává úhrnný impuls systému stálým, zatím co impulsy jednotlivých těles se mění.

Bylo-li těleso v čase  $t = 0$  v klidu a má-li v čase  $t = t$  rychlost  $v$ , jest jeho impuls

$$G = \int_0^t f dt = \int_0^t m\gamma dt = mv.$$

Součin hmoty  $m$  a rychlosti  $v$  tělesa jest vektor téhož směru jako  $v$  a nazývá se *hybnost tělesa*. Z hořejší rovnice vychází,

že impuls tělesa se rovná jeho hybnosti a hmota tělesa poměru impulsu a rychlosti

$$m = \frac{G}{v}. \quad (12)$$

Konečně možno hmotu tělesa definovati pomocí energie kinetické. Rozumíme pak energií kinetickou daného tělesa v pohybu algebraický součet prací všech sil, které na těleso od začátku pohybu působily tak, že jeho konfigurace nedoznala nijaké změny. Zákon setrvačnosti vede pak známým způsobem obdobně jako svrchu k výsledku, označíme-li kinetickou energii písmenem  $w$ ,

$$w = \frac{1}{2} mv^2,$$

z čehož vychází pro hmotu tělesa poměr

$$m = \frac{2w}{v^2}. \quad (13)$$

Kterákoliv z rovnic (11'), (12), (13) může sloužiti za definici hmoty. Dle rovnice (11') jeví se hmota tělesa jako koeficient jeho inercie, dle (12) jest hmota kapacitou impulsu a nazývá se dle H. Poincarého hmotou maupertuisskou (dle astronoma Maupertuis), dle rovnice (13) jest kapacitou jeho energie kinetické a H. Poincaré ji nazývá hmotou kinetickou. Newtonova mechanika předpokládá, že všechny tři definice hmoty vedou u téhož tělesa k témuž výsledku, a považuje setrvačnost za základní vlastnost materie.

Ukážeme nejprve, že ani jedno, ani druhé není správné.

Obrátme se nejprve k setrvačnosti a ukažme, že část její jest původu elektromagnetického a jak velký jest obnos hmoty, jí odpovídající.

## § 6. Kinetická hmota elektromagnetická.

Existenci elektromagnetické inercie prokážeme nejprve tím způsobem, že vyšetříme přírůstek hmoty, a sice hmoty kinetické, daného tělesa následkem toho faktu, že bylo zelektrováno. Důkaz pochází ve své podstatě od J. J. Thomsona, z let 1881, když byl sotva jednadvacetiletý.

Představíme si dané těleso na př. ve tvaru koule o polo-  
měru  $a$  a zelektrujme je nábojem  $e$ . Uvedeme-li je do pohybu  
rovnoměrného, superponuje se na pole elektrické, jež těleso ob-  
klopuje, pole magnetické. Jest to důsledek Maxwellova zákona  
 $\beta$ , § 4., pg. 196., nesporně dokázaný pokusy Rowlandovými. Směr  
a velikost tohoto magnetického pole jsou, jak následuje: Budiž  $O$   
okamžitá poloha tělesa pohybujícího se rychlostí  $v$  ve směru  $Ov$ .  
Budiž  $A$  libovolný bod uvažovaného magnetického pole, a označme

$$\overline{OA} = r \\ \sphericalangle (Ov\hat{O}A) = \alpha.$$

Pak intenzita magnetického pole  $H$  v bodě  $A$  jest, pokud rychlost  
 $v$  jest malou proti rychlosti světla,

$$H = \frac{e \cdot v \sin \alpha}{r^2}, \quad (14)$$

a jest kolmá k rovině  $AOv$ . Pokud náboj se nachází pouze na  
povrchu koule, platí (14) jen pro  $r > a$ .

Vznik pole  $H$  má za následek lokalisaci energie v etheru,  
těleso obklopujícím. Úhrnný její obnos dle toho, co dříve ře-  
čeno, jest

$$W_m = \int \frac{\mu_0 H^2}{8\pi} d\tau = \int \frac{\mu_0}{8\pi} \frac{e^2 v^2 \sin^2 \alpha}{r^4} d\tau,$$

při čemž se integrace vztahuje na celý nekonečný prostor ome-  
zený povrchem koule a nekonečnem. Za element  $d\tau$  zvolme  
prsten, který vznikne otočením plošného elementu  $r d\alpha \cdot dr$  kolem  
osy  $Ov$ . I jest

$$d\tau = r d\alpha dr \cdot 2\pi r \sin \alpha$$

a tedy

$$W_m = \int_{r=a}^{r=\infty} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \frac{\mu_0 e^2 v^2}{4} \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} dr d\alpha = \frac{\mu_0 e^2}{3a} v^2. \quad (15)$$

Tuto energii  $W_m$  musíme tedy tělesu dodat, má-li z klidu  
býti uvedeno do pohybu o rychlosti  $v$ . Stane se tak prací sil,  
těleso do pohybu uvádějících. Konfigurace tělesa se tím nikterak  
nepozmění, a jest tato práce úměrná čtverci dosažené rychlosti.  
Má tedy energie  $W_m$  vlastnosti energie kinetické, těleso ná-

sledkem ze elektrování se chová tak, jako by jeho kinetická hmota vzrostla o obnos

$$m_0 = \frac{2}{3} \frac{\mu_0 e^2}{a}. \quad (15')$$

Pohybuje-li se těleso, dosáhší rychlosti  $v$ , dále rovnoměrně, zůstává  $W_m$  stálým, tedy k udržení rovnoměrného pohybu není třeba práce. Zastaví-li se těleso, klesne  $W_m$  na nullu, magnetická energie  $W_m$  se nám vrátí ve způsobě práce sil reagujících proti silám těleso zastavujícím.

Kinetická hmota  $m_0$  jest v úzké souvislosti s potenciální energií, již těleso nábojem získalo. Intensita elektrostatického pole, jež naše nabitá koule vzbudí, jest, jak známo,

$$h = \frac{e}{K_0 r^2}$$

a tedy energie elektrická v etheru tím lokalisovaná

$$W_0 = \int \frac{K_0 h^2}{8\pi} d\tau = \int_a^\infty \frac{e^2}{2K_0 r^2} dr = \frac{e^2}{2K_0 a}. \quad (16)$$

Vidíme, že  $m_0$  jest přímo úměrno  $W_0$ . Změní-li se tedy tato potenciální elektrická energie ať změnou náboje neb poloměru koule, změní se úměrně i elektromagnetická její hmota  $m_0$ .

(Dokončení.)

## Princip relativnosti.

Přednášel prof. Dr. Arnošt Dittrich z Třeboně v J. Č. M. a F. dne 31. května 1913.

(Dokončení.)

**Ověření principu.** Připomeňme si ještě jednou stručně obsah principu relativnosti. *Označíme-li souřadnice bodu v prostoru  $xyz$  — jak zvykem — čísly reálnými, čas „ $u$ “ — jak dosud není zvykem — číslem imaginárním, jsou geometrické věty o 4-rozměrných útvech oblasti  $xyzu$  fysikálními větami.*

Lze tedy oklikou přes číslo  $i$  z vět Euklidovy geometrie vysoukávati věty fysikální, věty, v nichž jest zúčastněn čas. To jest úspěch přímo pohádkový. Nalezli jsme prostředky,