

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Vladimír Novák

Rapports présentés au Congrès International de Physique réuni à Paris en 1900. [III.] Reports presented on the International Congress on Physics held in Paris in the year 1900 [III.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 31 (1902), No. 4, 300--326

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/120961>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1902

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>

Považujeme nyní \bar{r} za stav soustavy, která jest shodná se soustavou, jejíž stav jest r . Předpokládejme dále, že též pohyb obou soustav jest shodný. Pak jest v každé době t stav $\bar{r} = rS'$. Poněvadž dle předchozího

$$dt \sum_1^n [\bar{x}'_v \bar{X}_v + \bar{y}'_v \bar{Y}_v + \bar{z}'_v \bar{Z}_v] = dt \sum_1^n [x'_v X_v + y'_v Y_v + z'_v Z_v],$$

je-li

$$\bar{r} = rS',$$

jest při shodném pohybu obou soustav též

$$\int_0^t dt \sum_1^n [\bar{x}'_v \bar{X}_v + \bar{y}'_v \bar{Y}_v + \bar{z}'_v \bar{Z}_v] = \int_0^t dt \sum_1^n [x'_v X_v + y'_v Y_v + z'_v Z_v].$$

Pravá strana této rovnice představuje práci, kterou síly původní soustavy během doby t vykonávají. Levá strana udává práci, kterou shodná soustava při shodném pohybu během téže doby t vykoná. Rovnice ta praví pak, že práce shodnou soustavou při shodném pohybu vykonaná, rovná se práci původní soustavou v téže době vykonané. Tato samozřejmá věta jest důsledkem vzorců (58).

(Dokončení.)

Rapports présentés au Congrès International de Physique

réuni à Paris en 1900 sous les auspices de la Société Française de Physique, ressemblés et publiés par *Ch. Éd. Guillaume* et *L. Poincaré*.

Referuje

Dr. Vladimír Novák,
docent české university v Praze.

(Pokračování.)

Pro intensitu i' záření v prostředí, jehož index lomu jest n platí zákon Clausiův

$$i' = n^2 i,$$

kde i jest intensita téhož záření v prostoru vzduchoprázdném. Platí-li pro záření o rozmanitých délkách vln

$$\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} d\lambda = A_{\lambda} \int_0^{\infty} e_{\lambda} d\lambda,$$

slovy řečeno, je-li absorpční mohutnost tělesa takového pro všechny délky vln veličinou stálou a mění-li se souhrn všech délek vln dopadajícího záření odrazem pouze kvantitativně (nikoliv kvalitativně), nazývá se takové těleso *šedým*.

V dalším uvedena jest *realisace záření tělesa absolutně černého*. Ačkoliv žádná látka, přísně vzato, nemá vlastností tělesa úplně černého, lze přece jednak ze záření tělesa neúplně černého, jednak určitým uspořádáním docílití výsledků platných pro záření tělesa úplně černého.

Značí-li R_{λ} mohutnost reflekční, jest

$$A_{\lambda} = 1 - R_{\lambda}$$

a tudíž

$$e_{\lambda} = E_{\lambda} + e_{\lambda} R_{\lambda},$$

což znamená, že emise tělesa úplně černého rovná se emisi tělesa jakéhokoli, zvětšené o část celkové energie tělesem úplně černým vyzařované, kterou těleso zářící schopno jest odrážeti.

S velikou přibližností dosáhne se záření tělesa úplně černého, udržují-li se stěny uzavřeného prostoru na téže teplotě a vychází-li záření na venek pouze malým otvorem. Tohoto způsobu užili *Lummer* a *Pringsheim* a později *Paschen*. *E. St. John* dokázal jím, že záření hořáku Auerova jest pouze zjevem thermickým, nekombinovaným s luminiscencí.

Oprávněnost zmíněného způsobu vyplývá též částečně z pokusů *Christiansenových*, který ukázal, že kostka *Leslieova* drsným povrchem září mohutněji než lesklým; povrch pokrytý vropy působí jako dutiny, z nichž záření vychází malými otvory. Elektrického zahřívání platinové trubice použili *Lummer* a *Kurlbaum*, aby tak dosáhli záření tělesa úplně černého.

V posledním odstavci druhé této kapitoly auctor poukazuje k zákonu *Draperově*, dle něhož všechna tělesa tuhá a též některé

tavené kovy, zahřáty na tutéž temperaturu začínají svítiti; zákon tento nelze přijati jako konsekvenci zákona Kirchhoffova, zvláště když novější pozorování Weberova jemu odporují. Vznikání šedivého světla při postupujícím zahřívání jako první známka záření viditelného vysvětluje se fyziologickým sestrojením sítnice.

V kapitole třetí auctor uvažuje záření jako funkci teperatury a délky vlny.

Zákon Newtonův, dle něhož ochlazení tělesa přímo jest úměrno difference teplot tělesa ochlazujícího se a jeho okolí, platí jen pro malé difference v teperaturě; ve větším rozsahu, nikoli však pro teperatury vysoké, platí zákon *Dulong-Petitův*

$$S = ma^{\Theta},$$

kde S značí úbytek tepla za jednotku času, vyzářeného jednotkou průřezu, Θ teperaturu tělesa, m faktor určující povahu tělesa a a konstantu pro všechna tělesa. Hodnota této konstanty jest

$$a = 1.0077.$$

Pokusy se zářením platinového drátku, zahříváného elektrickým proudem, jež provedli na př. *Rivière, Siemens, Abney a Ferting, Botomley a Schleiermacher*, ukázaly, že vyzářené teplo jest menší než-li jak vychází dle zákona *Dulong-Petitova* a větší než vychází z formule

$$S = (a\Theta_1^3 + b\Theta_2) - (a\Theta_1^3\Theta_2 + b\Theta_1),$$

v níž Θ_1 a Θ_2 značí absolutní teperatury tělesa zářícího a okolí, a a b konstanty a která vyjadřuje zákon *Rosettiho*.

Zákon *Stefanův* potvrdil *Schneebelei*.

Následuje pak theoretické odvození zákona *Stefanova Boltzmannem* a měření rozdělení tepelné energie ve spektru různých zdrojů světelných, která provedli *Jaques* (1879), *Desains* a *Curie* (1880) a zvláště pak *Langley* (1886). Výsledky měření *Langleových* ukazují, že tepelné zdroje umělé liší se velmi značně od záření slunečního. Maximum tepelného záření u zdrojů pozemských jest vždy daleko pod nejnižším zářením slunce v části infračervené. S rostoucí teperaturou vzrůstají ordináty jednotlivých křivek, značících rozdělení záření tepelného ve spektru a to u lámavějších paprsků rychleji než u méně lámavých; ná-

sledkem toho maximum tepelného záření posunuje se při rostoucí teplotě k fialovému konci spektra.

Křivky nejsou symetrickými, omezující větší plochu v části od maxima ku větším délkám vlny.

Auktor uvádí v dalším theorii *Michelsonovu*, dle níž

$$\lambda_m^2 \Theta = \text{const}$$

$$E = C \Theta^3 \lambda^{-6} e^{-\frac{c}{\lambda^2 \Theta}},$$

kde λ_m značí délku vlny, při které záření má hodnotu největší, C a c jsou konstanty, a srovnává tyto výsledky se vzorci *Weberovými*

$$\lambda_m \Theta = \text{const}$$

$$E = C \lambda^{-2} e^{a\Theta - \frac{1}{b^2 \Theta^2 \lambda^2}}$$

a vzorci *Kövestligethy*-ho

$$\lambda_m \Theta = \text{const} = a$$

$$E = \Theta^4 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 \Theta^2 + a^2)^2}.$$

Michelsonovi nedopatřením nesprávně vytýká, že z křivky platí pro spektrum hranolové odvozoval vztahy pro spektrum normalní.

Uvedené vzorce pro mohutnost emissní E nesouhlasí s výsledky experimentálními, a také tyto u různých pozorovatelů mezi sebou nesouhlasí.

Důležitý výsledek našli *Lummer* a *Kurlbaum* o závislosti záření lesklé platiny s teplotou. Mezi 400° až $1600^\circ C$ jest celková emise tepla úměrna *páté* mocnině absolutní teploty

Vzorec

$$\lambda_m \Theta = \text{const}$$

odvodil theoreticky *Wien* ze svého zákona o pošinutí (viz předešlý referát). Platí tedy pro záření tepelné

$$S = \int_0^\infty E d\lambda = \sigma \Theta^4 \text{ (zákon Stefan-Boltzmannův)}$$

$$\lambda_m \Theta = \text{const} = A \text{ (zákon Wienův),}$$

z něhož následuje

$$E_m \Theta^{-5} = \text{const} = B.$$

Pro rozdělení energie zářivé ve spektru černého tělesa, plynu, nalézá Wien vzorec

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda\theta}},$$

který se potvrzuje měřeními *Lummer-Kurlbaumovými* a *Paschenovými*.

V druhé části třetí kapitoly auctor přihlíží k experimentálnímu potvrzení zákonů záření těles úplně černých. Měřeními, která provedli Lummer a Pringsheim (1897—1900), zjištěna platnost zákona Stefan-Bolzmannova pro záření černého tělesa v intervallu 100—1300°.

Práce, které provedli *Paschen* a *Wanner* shodují se s měřeními *Lummer-Pringsheimovými* v tom, že

$$\begin{aligned}\lambda_m\theta &= \text{const} \\ E_m\theta^{-5} &= \text{const}\end{aligned}$$

čili, že platí přesně zákon Wienův a Stefanův. Za to nesouhlasí ve výsledcích týkajících se rozdělení energie ve spektru. *Paschen* a *Wanner* poukazují k oprávněnosti rovnice Wienovy o rozdělení energie tepelné ve spektru, kdežto *Lummer* a *Pringsheim* vytýká úchyly při větších délkách vln a vysokých teplotách.

Wienova rovnice určující rozdělení tepelné energie ve spektru potvrzuje se též Planckovou teorií. *Planck* srovnává záření tělesa černého s elektromagnetickým polem omezeným pevnými, reflektujícími stěnami, které uzavírají počet elementárních oscillatorů. Tyto oscillatory vysílají vlny elektrické, vydávající tím část své energie, absorpce energie nastává pouze resonancí, nikoliv tedy galvanickou vodivostí. Pro případ uvedený platí druhá věta mechanické theorie tepla, což znamená, že entropie systému vzrůstá až k určitému maximu, které jest znamením stabilní rovnováhy celého úkazu.

Planck zavádí analogicky *entropii elektromagnetickou* a odvozuje ji z „přirozeného záření“, které jest podmíněno úplně nepravidelným rozdělením vysílání energie z jednotlivých kmitů parciálních, z nichž můžeme si složit paprsek.

Na to dokazuje, že rovnováha elektrodynamická jest identickou s rovnováhou thermodynamickou, připustíme-li, že záření

jest úkazem elektromagnetickým. Určuje tedy maximum entropie elektromagnetické záření tělesa úplně černého.

Auktor a Pringsheim uvádějí proti uvedené teorii Planckově nedostatek důkazu, že každý vzorec lišící se od Wienova vzorce, určujícího rozdělení tepelné energie ve spektru, vede k výrazu pro entropii, který se neřídí větou Clausiovou. Proto Planck doplnil původní teorii úvahami novými, kterými se dokazuje existence nekonečného počtu rovnic určujících rozdělení energie ve spektru, které zároveň vyhovují známým zákonům o záření a větě o entropii.

I proti této nové teorii Planckově vyskytly se námitky. Wien uvádí dvě. Planck při svých vývodech superponuje energii a entropii jednotlivých resonátorů, ačkoliv působení resonátorů je vzájemně závislé. Za druhé Wien popírá, že analogie mezi ustáleným stavem rovnovážným elektromagnetickým a thermodynamickým postačuje k odvození výsledků platných pro záření tepelné.

V kapitole čtvrté auktor uvádí výsledky měření emise tělesa černého v míře absolutní. *Christiansen* našel pro černou plochu 1 cm^2 , obklopenou okolím teploty 0° , záření $0\cdot0167$ kalorií za sec.

Kurlbaum methodou úplně rozdílnou

$$E_{1,00} - E_0 = 0\cdot0176 \frac{\text{kalorií}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

čili v absolutní míře

$$E_{1,00} - E_0 = 0\cdot0731 \frac{\text{watt}}{\text{cm}^2}$$

a pro konstantu zákona Stefanova

$$\sigma = 5\cdot32 \cdot 10^{-12} \text{ watt.}$$

Z rovnice:

$$\lambda_m \Theta = \text{const}$$

Ize určití teplotu tělesa šedého neb absolutně černého, známo-li příslušné λ_m . Přibližné určení takové jest však možno i u těles jakýchkoli, jsou-li obklíčena stěnami reflektujícími a vychází-li záření jen malým otvorem.

Pro těleso černé platí

$\lambda_m \Theta = 2940$

pro leštěnou platinu $\lambda_m \Theta = 2630$.

Z toho vychází, pokládáme-li následující záření za taková, že lze je zařaditi mezi záření tělesa černého a leštěné platiny:

pro oblouk elektrický	$\lambda_m = 0.7\mu$	$\Theta_{max} = 4200$	$\Theta_{min} = 3750^\circ$ abs.
„ Nernstovu lampu	1.2	2450	2200
„ Auerovu lampu	1.2	2450	2200
„ žárovou lampu	1.4	2100	1875
„ svíčku	1.5	1960	1750
„ argandský hořák	1.55	1900	1700.

V kapitole poslední auctor shrnuje různé formule, vyjadřující rozdělení tepelné energie ve spektru v jedinou formu

$$E = C' \Theta^5 (\lambda \Theta)^{-\mu} e^{-\frac{c'}{(\lambda \Theta)^\nu}},$$

kde C' a c' nejsou konstantami, ale

$$C' = E_m \Theta^{-5} (\lambda_m \Theta)^\nu e^{\frac{\mu}{\nu}}$$

a

$$c' = \frac{\mu}{\nu} (\lambda_m \Theta)^\nu.$$

Dosavadním pozorováním se vyhovuje, platí-li

$$4.5 \leq \mu \leq 5$$

$$1 \geq \nu \geq 0.9.$$

Úplné rozluštění otázky této vyžaduje dalších pečlivých měření.

4. O emisi plynů. E. Pringsheim.

Zákon Kirchhoffův o stálém poměru mezi emisí a absorpcí platí jen pro záření kalorické, t. j. takové, při němž energie zářivá pochází z energie tepelné, přeměňujíc se při absorpci zase zpětně v energii tepelnou.

U všech těles při záření kalorickém jest poměr mohutnosti zářivé a absorpční stálý při téže teplotě a téže délce vlny.

Tomuto zákonu Kirchhoffovu nevyhovují často způsoby, kterými se záření plynů dociluje, poněvadž vedle kalorické změny energie jedná se též o úkazy chemické a elektrické.

Zákonu Kirchhoffovu vyhovují záření zahřátých par a plynů:

H_2O , CO_2 , I, Br, Cl, S, Se, As, Na, K, Li, Tl, dávají-li spektra nepřetržitá anebo spektra pásmová.

Spektra pásmová a čárová plynů a par fluorujících nevyhovují základní podmínce zákona Kirchhoffova; podobně též taková spektra plynů, která vznikla výbojem elektrickým, kde totiž zářivost plynu provázeno jest též úkazy chemickými a elektrickými.

Čárové spektrum natria, žháním uhlíčitánu sodnatého, nepovstává rozžhavením natriových par, vzniklých dissociací soli, ale redukcí kovu přítomným vodíkem.

Plyny mohou vysílati spektra pásmová a nepřetržitá pouhým zvýšením teploty. Tato spektra nemohla býti však ani nejvyššími známými teplotami proměněna na spektra čárová.

Auktor končí theoretickými úvahami; spatřuje pevný základ budoucí theorie emise světla v studiu výboje elektrického zředěnými plyny, zejména v paprscích katodových a Goldsteinových. Světelné zjevy povstávaly by pak nejspíše elektricky nabitými částicemi, nesmírně malými (elektrony).

5. *Síly Maxwell-Bartoli-ovy vznikající tlakem světla. P. Lebeděv.*

Dle elektromagnetické theorie světla vzniká v mediu, kterým se světlo šíří, tlak k vlnoploše kolmý, jehož číselná hodnota rovná se obsahu energie v jednotce objemové.

Tlak tento souhlasně dle *Maxwella* a *Bartoliho* počítaný, obnáší při paprscích slunečních, dopadajících kolmo na čtvereční metr 0.4 mg, je-li plocha absolutně černou, 0.8 mg, dopadají-li paprsky na zrcadlo. Auktor sestrojil přístroj, kterým lze světelný tento tlak měřiti. Podařilo se mu odstraniti vliv sil vznikajících tepelným vedením plynu zahřátého, obklopujícího plochu, na kterou paprsky dopadají, jakož i vliv sil radiometrických, které vznikají difference teploty plochy osvětlené a plochy ve stínu a jež záleží na křivosti povrchu a na blízkosti jiných povrchů. Výsledky měření potvrdily theoretické výpočty *Maxwellovy* a *Bartoliovy*.

Světelný tento tlak má vliv na utváření se komety; repulsí drabných meteoritů mění se tvar komety, ano i její jádro.

6. *Spektrum infračervené. H. Rubens.*

Auktor popisuje starší práce o spektru infračerveném a poukazuje k methodám, kterými bylo měřeno. Ohromný pokrok

znamenají práce *Langleyovy*. Citlivost moderních přístrojů pro měření záření infračerveného jest následující. Bolometr *Langleyův* dává úchylku 1 mm při změně teploty o jednu milliontinu stupně, bolometr *Lummer-Kurlbaumův* jest tak citlivý, že záření svíčky ve vzdálenosti 1 m způsobilo by úchylku 8000 mm. Článek *thermoelektrický* dával by úchylku 2500 mm způsobenou zářením svíčky ze vzdálenosti 1 m; *radiometr* v stejných okolnostech úchylku 1600 mm. *Radiomikrometrem* lze konstatovati záření svíčky ze vzdálenosti 2·8 km.

Auktor popisuje pak nejnovější měření *disperse a formule dispersní*. Výsledky měření jsou tyto. Při většně studovaných látek, zvláště pak při křemenu, fluoritu a sklech korunových má křivka dispersní (označující závislost délky vlny a indexu lomu) v části infračervené zřetelný bod obratu. Tento bod obratu, ačkoliv méně význačný, jest též u soli kamenné, sylvinu a u všech flintových skel; křivka dispersní probíhá tak, že se proměňuje téměř v přímku skloněnou k ose úseček a teprve později nabývá tvaru, který dovoluje souditi na bod obratu.

Dispersní křivky xylolu, benzolu a sirouhliku probíhají zcela jinak; s rostoucí hodnotou délky vlny index lomu blíží se k jisté hodnotě stále.

Tyto křivky lze vyjádřiti formulí Cauchyho

$$n = a_1 + \frac{a_2}{\lambda^2},$$

kde a_1 značí index lomu pro délku vlny nekonečně velikou. Tento index rovná se druhé odmocnině z dielektrické konstanty.

Z rozmanitých vzorců dispersních nejlépe osvědčuje se formule *Ketteler-Helmholtzova*

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

kteřá jest zvláštním případem rovnice

$$n^2 = b^2 + \sum_v \frac{M_v}{\lambda^2 - \lambda_v^2},$$

kde b má též význam jako dříve a_1 , λ_v jest délkou vlny střední v pruhu absorpčním, M_v záleží pak na absorpci a délce vlny v příslušném pruhu absorpčním.

Průhlednost látek určena jest dvěma absorpčními pruhy ve spektru, dispersi jich lze vyjádřiti vzorcem Ketteler-Helmholtzovým, kde λ_1 značí délku vlny absorpčního pruhu ve směru ke konci ultrafialovému, λ_2 pak délku vlny absorpčního pruhu bližšího ultračervenému konci spektra.

Metallickým odrazem dociluje auctor kalorických paprsků *dlouhé vlny*, po čtyřnásobném odrazu *zbývají paprsky* poměrně homogenní, zajímavých vlastností, upomínající na vlny *elektromagnetické*.

Látky, které propouštějí paprsky kalorické krátké vlny, absorbují tyto zbývající paprsky (dlouhé vlny). Čím méně některé látky (na př. parafin, petrolej) propouštějí paprsků tepelných, tím spíše propouštějí paprsky elektromagnetické. Analogické vlastnosti vln Hertzových a kalorických paprsků dlouhé vlny lze jen nesnadno konstatovati, poněvadž záření prvního druhu jest homogenním i co do délky vlny i co do jednotnosti fáze, kdežto ve druhém případě obého nestává.

V části závěrečné auctor poukazuje na grafická znázornění celkového spektra, které obsahuje paprsky od 0.1μ až do paprsků vln ∞ dlouhých. Lord *Rayleigh* poukázal k výhodě voliti za abscissu výkresu logarithmus délky vlny. Znázornění odpovídá pak akustickým škálám, tak že též difference absciss souvisí s. týmž poměrem délek vln nebo počtu kmitů.

7. O teoriích a vzorcích dispersních. E. Carvallo.

Vzorcem dispersním míníme vztah mezi délkou vlny λ a indexem lomu n . Vztah tento vyšetřuje se pro délku vlny v mezích $0.2 - 0.4\mu$ fotograficky, od $0.4 - 0.7\mu$ přímým pozorováním a od 0.7 do 8μ thermo-elektrickým článkem nebo bolometrem.

Theorie vyžaduje existenci ústředí, kterým se světlo šíří — etheru světelného — a předpokládá, že hmota pohyb etheru modifikuje. Touto modifikací vysvětluje se disperse.

Formule dispersní vyhověti musí třem případům, obyčejné dispersi, jakou poskytuje na př. voda, sirouhlík, sklo, sůl, křemen a pod. Za druhé dispersi anomální a za třetí dispersi pozorované na tělesech s povrchovými barvami, s leskem kovovým, jako jsou pevný fuchsín, cyanin, hypermangan draselnatý, zeleň malachitová atd.

Prvému případu vyhovuje vzorec

$$(I) \quad \frac{1}{n^2} = c'\lambda^4 + c\lambda^2 + a - b\lambda^{-2} - b'\lambda^{-4},$$

kde a, b, b', c, c' , značí konstanty, λ délku vlny; druhému případu vzorec

$$(II) \quad n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

kde λ_1 a λ_2 značí délky vlny příslušné místům, ohraničujícím pruh anomální. (Pro světlo sodíkové na př. délky vln čar D_1 a D_2)

Třetímu případu vyhovuje vzorec

$$(III) \quad n^2 = b^2 + \frac{M\lambda^2 + N}{(\lambda^2 - \alpha)^2 + \beta^2}.$$

Na to probírá auktor jednotlivé theorie.

Theorie *Briotova* vychází z hypotese, že hmota etherem v pohyb se neuvádí, ale působí na pohyb etheru reakcí úměrnou elongaci pohybu.

Theorie tato jest *extremní*, *druhým extremem* jest theorie *Cauchyho*, jež předpokládá, že hmota podléhá stejným pohybům jako ether, tak že prostředí vyplněné hmotou a etherem chová se jako homogenní.

Theorie *Briotova*, *Cauchyho*, jakož i *Boussinesqova*, která předpokládá částečný pohyb částic hmoty a působení této na ether, vedou k obdobným rovnicím vzorce (I).

Sellmaier předpokládá, že vzájemné působení etheru a částic hmotných úměrně jest vzájemnému pošnutí částic hmotných a etherových, výsledkem jest vzorec souhlasný s (II).

O. E. Mayer vysvětluje perturbaci pohybu etherových částic, již vyvolává hmota třením těchto částic, úměrným jich rychlosti. Výsledky theorie této nesouhlasí s pozorováním.

Theorie *Helmholtzova* dospívá ke vzorci

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - c\lambda^2; *)$$

*) *Poznámka.* Označení veličin ve vzorcích, které přicházejí též v referatu předešlém, učiněno (oproti originálům) souhlasným.

který povstane z rovnice (II) rozvedením posledního zlomku v řadu a zanedbáním všech členů mimo první.

Theorii *Cauchyho* a *Briotovu* lze přijati pouze pro případ těles průhledných, theorie *Helmholtzova* osvědčuje se též pro případ absorpce světla, jest tedy nejobecnější.

8. Rozdělení paprsků spektrálních. *J. R. Rydberg.*

Fysikální vlastnosti prvků souvisí s jich atomovými hmotami. Věta tato platí též pro spektra prvků. Auktor předem uvádí příslušnou literaturu, dělí pak spektra v *čárová* a *pásmová*. Čárová spektra jsou dvojí struktury. Jednak sestávají z dvojitých neb trojitých čar, které lze srovnati v řady, nebo lze v nich vyhledati čáry s konstantní diferencí ve frekvenci. Prvější nazývá auktor čárovými spektry *prvého typu*, ostatní čárovými spektry *typu druhého*. Spektra čárová typu prvního sestávají ze skupin čar základních, z proužků mlhavých a z čar slabých. Jednotlivé tyto druhy čar spektrálních náleží určitým formám pohybu vlnivého. Pro spektra čárová typu prvního platí všeobecně: Kmitočet určitého druhu vibrace jest periodickou funkcí atomové hmoty prvku. Spektra druhého typu a spektra pásmová nejsou dosud tak prozkoumána, aby bylo možná porovnávatí tato spektra u různých prvků a souditi tak na nějaký vztah mezi délkou vlny a hmotou atomovou.

9. *O rychlosti světla. A. Cornu.* Auktor popisuje a kriticky rozebírá dvě metody určení rychlosti světla a to metodu *Fizeauovu*, užívající otáčejícího se ozubeného kola (metoda statická) a metodu *Foucaultovu*, při níž se pozoruje pošnutí světelného obrazu, vzniklé rychlým otáčením zrcadla (metoda dynamická). Následují pak poznámky o modifikacích těchto dvou metod základních, kterými měřili rychlost světla *A. Cornu*, *Young* a *Forbes*, *Michelson* a *Newcomb*.

Obě metody předpokládají platnost těchto společných podmínek:

1) Pohyb, který jest podstatou světla, šíří se ústředím, jehož bylo k měření světla použito, přímočaře, rychlostí stálou, nezávislou na intenzitě světla.

2) Pravidelné šíření světla nikterak nepozměňuje hmota, pohybující se kolmo k paprskům světelným rychlostí, která mizí proti rychlosti světla.

3) Děj normalního odrazu světla nastane v době neko-
nečně malé vzhledem k době, v níž světlo probíhá danou drahou.

Pro metodu Foucaultovu přistupují ještě tyto dvě pod-
mínky:

4) Zákony odrazu šikmého v ústředí, které se pohybuje
rychlostí, jež mizí proti rychlosti světla, souhlasí se zákony
platnými pro ústředí v klidu.

5) Zákony odrazu paprsku světelného, vycházejícího ze
zdroje skutečného neb virtuálního, jehož příčné pošnutí děje
se rychlostí velmi malou proti rychlosti světla, jsou tytéž jako
když jest zdroj světelný v klidu.

Výsledkem metody první jest číslo $300400 \pm 300 \frac{km}{sec}$

„ druhé „ „ 299860 ± 30 „ .

Obě metody lze vhodným uspořádáním spojití, přesnost
výsledku této modifikace není však tak veliká jako u metody
druhé, která za to předpokládá více podmínek. Auktor má za
to, že podmínky 4) a 5) nejsou dokonale vyplněny, na základě
tom vypočítává velikost systematické chyby u metody druhé
a nalezá jako nejpřesnější výsledek číslo

$$300130 \pm 270 \frac{km}{sec}.$$

10. *Měření rychlosti „v“.* H. Abraham. Auktor rozděluje
metody, kterými se určuje poměr jednotky elektrického množ-
ství v soustavě elektromagnetické a elektrostatické (číslo „v“) na
čtyři druhy. Při prvním měří se elektrické množství (Weber
a Kohlrausch 1856, Rowland 1879), při druhém užívá se
oscilací elektrických, (Colley 1886, Webster 1898, Lodge a Gla-
zebrook 1899), při třetím se měří kapacita, (Ayrton a Perry
1879, Hockin 1879, Stoletov 1881, Klemenčič 1884, Himstedt
1886—88, Rosa 1889, J. J. Thomson a Searle 1890, Abraham
1892), při čtvrtém konečně užívá se absolutního elektrometru.
(Maxwell 1868, Pellat 1891, Hurmuzescu 1896, Perot a Fabry
1898). Z pozorování, jichž přesnost lze považovati asi za stejnou,
auktor počítá hodnotu střední

$$v = 300010 \frac{km}{sec}.$$

11. *O stanovení rychlosti šíření se vln elektromagnetických.*
R. Blondlot a C. Gutton.

V únoru r. 1888 Hertz učinil akademii Berlínské klassické sdělení, že totiž působení elektromagnetické šíří se vzduchem touže rychlostí jako světlo. Fakt tento rozmanitými methodami byl potvrzen.

Blondlot (r. 1891) určoval rychlost šíření se vln elektromagnetických měřením délky vlny a periody. Perioda stanovena ze známé kapacity C kondensatoru a koeficientu samoindukce L dle vzorce Kelvinova

$$T = 2\pi \sqrt{C \cdot L}.$$

Délka vlny určena přímým měřením na základě resonance. Při druhé řadě měření (r. 1893) *Blondlot* stanovil časové posunutí téhož rozruchu elektrického, šířícího se dvěma známými cestami, které se délkou dráhy značně lišily.

Trowbridge a Duane (r. 1895) určovali vedle délky vlny, dobu kmitu T empiricky, zvětšením vibratoru Hertzova.

A. Saunders (1897) měřil rovněž délku vlny a příslušnou dobu kmitu, užívaje při tom uspořádání Michelsonova pro měření rychlosti světla.

Mac Lean (1899) sestrojil resonator téže formy a velikosti, jakou měl oscillator, měřil pak periodu kmitů resonatoru a příslušnou délku vlny.

Ebert (1895) našel, že délka vlny elektromagnetické není závislou na její intenzitě.

Klemenčič, Czermak, Zehnder a jiní potvrdili pak nezávislost délky vlny elektromagnetické na délce jiskry, která vlnu tu způsobila.

12. *Způsob šíření se energie a napjetí elektrického v poli elektromagnetickém.* *J. H. Poynting.*

Podle Maxwella má v poli elektromagnetickém každý element objemový určité množství energie elektromagnetické. Při rovinných vlnách jest směr síly elektrické kolmým k síle elektromagnetické. Proud energie, který je k oběma vektorům kolmý, rovná se součinu obou sil, dělenému 4π . Toho lze upotřebiti při ustáleném proudu válcovým vodičem. Energie elektromagnetická vstupuje do vodiče ze strany a proměňuje se v něm

na Jouleovo teplo. Obecnější případ nastane, kdy oba vektory svírají úhel od pravého se lišící. Energie v tomto případě jest vzhledem k předešlému zmenšena v poměru sinusu úhlu oběma vektory sevřeného. Dle tohoto pravidla *Poyntingova* lze počítati rozdělení energie v poli elektromagnetickém.

Auktor řeší pak problem pozvolného výboje kondensatoru a problém jednoduchého kruhu proudového, v němž jest jediný článek.

Druhá část pojednání obsahuje názory auktorovy o pohybu elektrických trubic silových, kterým vysvětluje se povstání pole magnetického.

Energie elektrická rozdělena jest v ústředí ve stavu rovnovážném, když existují dva stejné náboje opačného znamení, při čemž dva elementy jsou spojeny vždy trubicí silovou, v níž jest v příčném průřezu napjetí konstantní, po délce pak napjetí rovná se náboji na koncích trubice. Připojí-li se k této představě ještě pohyb nábojů, lze touto kombinací vyložiti pole magnetické. Auktor podává doklady na pěti příkladech, při nichž řeší: 1. nabíjení kondensatoru, 2. ustálený proud článku, 3. proud bez pole magnetického, vznikající pozvolným vybíjením se kondensatoru, 4. tak zvaný zpáteční proud zemí při telegrafu, 5. proudy střídavé.

13. *Vlny Hertzovy. A. Righi.* Auktor pojednává o vlnách Hertzových s dvojho hlediska. Ukazuje jednak podobnost vln Hertzových s vlnami světelnými, jednak vypisuje upotřebením jich při telegrafii bez drátu.

Kapitola I. obsahuje popis a povšechnou kritiku oscillatorů a receptorů vln Hertzových. V kap. II. uvedeny jsou koherery (radiokonduktory), zakládající se na změně odporu sloupečku kovových pilin neb uhelného prášku, rozloženého mezi kovovými elektrodami v trubicce skleněné, po případě vzduchoprázdné. Zajímavé jest, že u některých látek nastává působením vlny Hertzovy nikoliv zmenšení — ale zvětšení odporu. Úkaz tento pozoroval *Aschkinass* na kysličnsku olovičitém a sirniku mědnatém. Nejvhodnější látkou pro koherer dle dosavadních zkušeností jsou piliny niklové. *)

*) Marconi užívá směsi pilin niklových (96%) a zrnek stříbrných (4%).

Kap. III. líčí ty vlastnosti elektrických vln Hertzových, které připomínají úkazy světelné — jako interferenci, ohyb, absorpci, odraz, lom, odraz totalný a dvojlom. V části poslední podán jest výklad telegrafie bez drátů v úpravě Marconiho. Elektrické vlny vysílačem vzbuzené šíří se jednak přímo k receptoru, jednak odrazem od země, tak že receptor přijímá vlnu vzniklou interferencí. Zdánlivou propustnost vln Hertzových pahorky a jinými překážkami na povrchu zemském lze vysvětliti ohybem vln.

Vlny při telegrafii bez drátů vycházejí všemi směry a může kdokoliv zprávu vyslanou zachytiti receptorem. Těmto vadám hledí čeliti novější návrhy, byť ne všechny pokusem potvrzené. Jedná se hlavně o sestrojení receptoru, který by jen na určité vlny reagoval.

14. *Radiokonduktory. E. Branly.* Pojednání toto rozšiřuje a doplňuje II. kap. referatu předešlého. 1) Koherery zmíněným způsobem sestrojené, jichž odpor jest několik millionů Ω , zmenšují odpor svůj působením vlny elektrické na 1000 i 100 Ω .

2) K plnění radiokonduktorů užívá se rozmanitých látek. Tak na př. pilinek kovů, práškovaných vodičů, směsí prášků vodičů s látkou izolující, kterou může býti i kapalina. Někdy se též taví směs kovů a práškovaného izolatoru, povstává pak koherer velmi kompaktní.

3) Působení elektrické jiskry z dálky na odpor radiokonduktoru jest jen zvláštním případem úkazu obecného, který záleží v tom, že silně napjatý proud (ať přímý či indukovaný) procházející radiokonduktorem zmenšuje značně odpor jeho.

Příčinou změny odporové jest vysoké napjetí, nikoliv pak intensita proudu. Proto se radiokonduktory hodí za receptory vysílačů Hertzova, Righiho, Lodgeho, zkrátka všech těch, při nichž jest vysoká frekvence záření elektrického.

4) Při užití vysílače Righiho (elektrody, mezi nimiž se výboj děje, jsou v oleji) jest radiokonduktor citlivým až do vzdálenosti 150 m.

5) Má-li býti radiokonduktor chráněn před vlivem elektrického záření, stačí jej uzavřítí do kovového obalu. Uzavírá-li obal *hermeticky*, postačí tenká vrstva kovová.

6) Změna odporu radiokonduktoru způsobená elektrickou vlnou, nevyrovnává se, když záření ustalo. Lze však mechanickým otřesením, nebo mírným zahřátím docílití přibližně původního odporu. *)

7) Která látka se nejlépe hodí pro radiokonduktor, o tom dosud není úsudku rozhodného. Systematické studium rozmanitých kovů provedl r. 1899 *Bose*, který zkoušel změnu vodivosti radiokonduktorů různými kovy, při různém tlaku plněných, při různém napjetí proudu změnu odporu vyvolávajícího.

8) Uspořádání vodivých částic v trubici radiokonduktoru bývá různé. Buďto se trubice plní práškem nebo pilinami; nebo se užívá malých kuliček nebo destiček železných, ocelových nebo aluminiových, sestavených podobně Voltovu sloupu. V obou případech posledních záleží na podstatě kovu. Z této stránky lze kovy rozdělití ve dvě třídy. Prvá obsahuje: zinek, měď, stříbro, mosaz; druhá železo, ocel, aluminium, vismut, olovo a cín. Kontakt dvou desek, z nichž jedna náleží prvé třídě, nemá velikého odporu, za to však kontakt dvou desek druhé třídy má odpor značný, který se elektrickým zářením značně umenšuje a mechanickým otřesem zase původní hodnoty nabývá. Zvláště velkého odporu se docílí střídavým kladením desek ze dvou různých kovů druhé třídy.

9) O příčině změny odporové v radiokonduktoru existují hlavně tyto dva výklady. Dle prvního náhledu přeskočí mezi částicemi vodivými malé jiskřičky, které izolující prostory vyplní kovovým práškem; dle druhého nastane dokonalejší styk kovových částic působením elektrostatického náboje (*Lodge*), nebo stavením jednotlivých částíček dohromady. *Tommasina* pozoroval tyto souvislé řetězky částic vedoucích od jedné elektrody k druhé r. 1899. Dle této druhé theorie oprávněn jest pak název „*koherer*“. Branly uvádí proti theii *Lodgeho* případy radiokonduktorů, zjednaných tavením směšenin kovů a izolatorů, nevysvětluje však, jak si v tomto případě vzrůst vodivosti představuje.

10) Místo nesčetných kontaktů mezi pilinkami nebo práškem

*) *Koherery* sestojené ze směsi kovu a uhlového prášku nebo dvou různorodých uhlových prášků takového otřesu nepotřebují, dekoherují samy.

radiokonduktoru lze též užití dvou měděných oxydovaných tyčinek, které křížem přes sebe položeny pouze na jednom místě se dotýkají. Původní odpor změní se dopadem vlny elektrické až na desetitisícinu.

Některé kovy, k podobným pokusům užitě, nemusily být oxydovány, zvláště když jednomu z nich dána podoba bodce.

11) Radiokonduktory jsou velmi citlivým zkoumadlem elektrických vln, byť nereagovaly pouze na vlnění určité délky vlny.

12) Při některých látkách, na př. platinovaném sklu, kysličníku olovičitém a pod. pozorován byl vzrůst odporu způsobený ozářením. Úkaz se vykládá chemickou změnou látky v kohereru.

13) *Guillard* pozoroval již r. 1850, že souvisí částice prachu ve vzduchu elektrovaném, *Varley* shledal (r. 1870) značné zmenšení odporu prášku uhlového, když zvětšil elektrom. sílu proudu jím procházejícího.

Podobně lze považovati za předchůdce Branly-ova v otázce kohereru lorda *Rayleigha* a *Calzecchi-Onesti-ho*. Praktické řešení telegrafie bez drátu způsobilo v krátké době tak znamenitý vývoj radiokonduktorů.

15. *Plyny jako dielektrika. E. Bouty*. První část pojednání obsahuje měření dielektrické konstanty. První pokusy o měření dielektrické konstanty různých plynů učinil *Faraday*. Z měření těchto vycházel fakt, že buďto jest dielektrická konstanta u všech plynů stejnou, nebo že jsou u různých plynů rozdíly jen nepatrné. Širšího podkladu theoretického nabyla otázka dielektrické konstanty plynů vztahem *Maxwellovým*, dle něhož dielektrická konstanta (K) rovná se čtverci indexu lomu (n)

$$K = n^2.$$

Prvních precisních resultatů získal *Boltzmann* (r. 1875), jehož metoda záležela v měření kapacity kondensatoru, který byl postupně různými plyny plněn. Podobné metody v změněném pouze uspořádání užili později pozorovatelé *Ayrton* a *Perry* (1877), *Klemenčič* (1885), a *Lebeděv* (1891). Z měření relativních (při různém tlaku plynu) *Boltzmann* a *Klemenčič* přesvědčili se, že u všech plynů jest rozdíl

úměrným tlaku. Značí-li d specif. hmotu plynu, lze hořejší větu vyjádřiti rovnicí

$$\frac{K - 1}{d} = \text{konst.}$$

Zákon Maxwellův osvědčuje se pouze při některých nesnadno stužitelných plynech. Lebeděv našel též úchyly při parách kapalin organických při teplotě 100° a 126°. Platí-li zákon Maxwellův pro látku ve skupenství kapalném, platí též pro tutéž látku jako páru.

Přijmeme-li theorii Clausiovu a Mossotiho, dle níž vodivé molekuly plynu jsou odděleny ústředím izolujícím, jest dielektrická konstanta

$$K = \frac{1 + 2h}{1 - h},$$

kde h značí zlomek objemu izolujícího ústředí vyplněného molekulami. Z této rovnice plyne

$$\frac{h}{d} = \frac{K - 1}{K + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.}$$

Tento vzorec určuje vztah dialektrické konstanty a specif. hmoty látky pro různá skupenství nebo různou teplotu.

Platí-li zároveň zákon Maxwellův, přechází hořejší vzorec v rovnici

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.},$$

kteřou Lorentz z jiného stanoviska obecně odvodil.

Poněvadž K jest přibližně rovno jedné, plyne vztah

$$\frac{K - 1}{d} = \text{konst}$$

z rovnice Clausiovy-Mossotiho, která se tak měřeními Boltzmana a Klemenciče potvrzuje, pokud se ovšem přihlíží ke změnám specif. hmoty, souvisícím s různým tlakem plynu. Lebeděv, Linde a Hasenöhrl obrátili svou pozornost ke změnám specif. hmoty při proměně skupenství a shledali platnost vzorce Clausiova pro ty případy, v nichž zároveň splněn byl zákon Maxwellův.

Hořejší rovnice neplatí tudíž všeobecně, také vzhledem k tlaku platí pouze v mezích jedné atmosféry a tlaku několika milimetrového sloupce rtuťového.

Theorii Clausiovu-Mosottioho nelze snadno srovnati s názory o konstituci plynu.

V druhé části pojednáno jest o mezích mohutnosti dielektrické (dle Maxwella „electrical strenght“). První pokusy orientační provedl *Faraday*, který pozoroval výboje elektrické ve dvou paralelních větvích. V jedné dál se výboj mezi dvěma elektrodami neproměnně postavenými, v ústředí plynu zkoumaného, v druhé přeskakovaly jiskry v atmosf. vzduchu mezi elektrodami, jichž vzdálenost byla tak dlouho regulována, až se výboj dál stejně často v obou větvích.

Pozdější práce *Baille-ovy*, *Libiegovy* a *Paschenovy* (1882-89) nevedly k výsledkům souhlasným, poněvadž — dle autora *) — nepřihlíženo k vlivu elektrod.

Vzdálenost doskoku jiskry záleží vedle ústředí izolujícího 1. na prachu, který v ústředí tom se vznáší, nebo který se na elektrodách nachází, 2. na povrchu elektrody, který se již první jiskrou modifikuje, 3. na působení ultrafialových paprsků, pocházejících z výbojů v jiných částech výbojového kruhu, 4. na povaze a úpravě elektrod.

Všem těmto okolnostem hleděl se vyhnouti *J. J. Thomson* sestrojením výbojové trubice bez elektrod. Při určitém zředění shledal, že plyny stávají se vodivými, se stoupajícím zředěním stoupá vodivost plynů až k maximu, načež se zmenšuje, tak že při nejzazších zředěních vodivost jest velmi nepatrnou. Naproti tomu *J. Moser*, *Warren de la Rue* a *H. Müller* ukázali, že vzduch a vodík i při značném zředění mezi elektrodami chovají se jako dielektrika. *J. J. Thomson* vyložil tento nesouhlas hypotesou, zajímavým pokusem podepřenou, dle které příčina výboje mezi elektrodami jest značný odpor v přechodu mezi vzdušinou a kovem. Auktor doplnil měření Thomsonovo pozorováním změny kapacity kondensátoru, mezi jehož desky vkládány byly uzavřené plyny. Ukázalo se, že zředěný plyn stává se

*) Pravou příčinu nalezl *A. Orgler*; viz *A. Orgler*: „Zur Kenntnis des Funkenpotentials in Gasen“ *Drude's Ann.* 1. pg. 159. 1900.

vodivým jen v elektr. poli *určité intensity*, je-li intenzita *menší*, pak je plyn i při malém napjetí izolátorem.

Mezní hodnotu intensity elektrického pole, při níž přestává býti plyn dielektrikem, auktor nazývá *dielektrickou kohesí*. Maxwellův název „*electrical strenght*“ byl by pak rezervován pro podobnou mez ale při užití elektrod.

Souvislost dielektrické kohese (K) s tlakem (p) dána jest vzorcem

$$K = A + Bp + \frac{C}{p^2},$$

kde A, B, C jsou konstanty.

Při větším tlaku, kdy třetí člen odpadá, lze dielektrické kohese pro různé látky sestaviti v řadu, souhlasnou s řadou dielektrických konstant; při tlaku nepatrném, kdy třetí člen rozhoduje, jest ovšem řada dielektrických kohesí právě opačnou řadě konstant dielektrických.

Změnu vodivosti vzdušiny auktor snaží se vysvětliti dvojím způsobem. Buďto prý nastane jiné seskupení molekul vzdušiny, což by souhlasilo s pozorováním, dle kterého kohese dielektrická závisí na tlaku a teplotě; nebo záleží vodivosti přidaného plynu v porušení kontinua pružného etheru světelného, který jest sám pro sebe dokonalým dielektrikem. Při větším napjetí vzdušiny zvětší se dielektrická kohese pružností plynu.*)

16. *Elektrolytická dissociace roztoků. S. Arrhenius.* 1) V historickém úvodu auktor připomíná vedle základních prací *Faradayových* (z r. 1833) theoretické úvahy *Clausiovy* (r. 1857) o elektrolytické vodivosti, dle nichž velmi nepatrná část roztoku obsahuje ionty volné, navzájem nepoutané, dále pak *Hittorfova* měření (1853–59) relativní rychlosti pochodu iontů a práce *Kohlrauschovy* (1877), jichž výsledkem jest věta: *Elektrolytická vodivost jest veličinou additivní.*

2) Auktor založil roku 1883 theorii *elektrické dissociace*, dle které v roztoku elektrolytu část molekul proud vede, druhá část nikoliv. Molekuly proud vedoucí jsou *dissociovány* ve své *ionty*. Zředováním roztoku přibývá těchto dissociovaných molekul,

*) Novější theorii viz: *W. Kaufmann* „*Elektrodynamische Eigentümlichkeiten leitender Gase*“ *Drude's Ann.* 2. pg. 158. 1900.

úplná dissociace nastala by při zředění nekonečném. Z měření *Berthelotových* následuje, že vodivé (dissociované) molekuly v elektrolytu jsou chemicky aktivnější. Rychlost chemických reakcí, způsobených kyselinami, jest úměrnou vodivosti těchto kyselin. Smíšením dvou roztoků solí, obsahujících pouze molekuly vodivé (roztoky značně zředěné) vzniká roztok mající zase pouze molekuly vodivé. V tomto případě nemůže nastati transformace chemická, nelze tu očekávati produkci neb absorpci tepla. Smícháme-li značně zředěný roztok kyseliny s podobným roztokem zásady, povstane roztok o nevodivých molekulách vody a vodivých iontech soli.

3) Proti theorii *Arrheniově* lze učiniti námitku, že nelze chemicky konstatovati rozložené ionty v roztoku, ani ne tehdy, když by na př. nestejnou rychlostí diffusí dvou iontů při nalití vrstvy vody na vrstvu roztoku tyto ionty odděliti se musily. Auktor, poukávav na elektrisaci iontů, tedy na rozdíl mezi elektrickou a obyčejnou dissociací, tuto námitku snadno vyvrací.

4) Velikou oporou theorie elektrolytické dissociace jest *Van't Hoffova theorie roztoků*. Dle této theorie platí pro roztoky (zředěné) obdobné zákony jako pro plyny. Tlak plynů zastoupen jest při roztocích tlakem osmotickým.

Měření potvrdila theorii *Van't Hoffovu*, ukázala však důležité výjimky při *elektrolytech*. Tak na př. jest bod mrazu normálního vodního roztoku kterékoliv nevodivé látky — $1\cdot85^{\circ}$, naproti tomu bod mrazu normalních roztoků chloridu draselnatého, sodnatého, chlorovodíka a pod. jest $-3\cdot26$. Aby byl na př. roztok chloridu sodnatého „normalním“ ve smyslu theorie *Van't Hoffovy*, bylo by nutno rozpustiti $1\cdot75$ NaCl grammolekuly v litru. To znamená, že molekuly NaCl jsou v roztoku tom částečně dissociovány, tak že roztok obsahuje $0\cdot75$ gram. molekul iontů Na, tolikéž iontů Cl a $0\cdot25$ grammolekul NaCl.

Stupeň dissociace lze pohodlně měřiti poměrem molekulové vodivosti roztoku k molekulové vodivosti roztoku nesmírně zředěného, jemuž přináleží dissociace $\equiv 1$. Stupeň dissociace takto definovaný souhlasí s mírou dissociace, odvozenou z měření bodů mrazu roztoků (1887).

5) Kteroukoli vlastnost roztoku lze číselně vyjádřiti *součtem*

tří hodnot, z nichž prvá charakterisuje *iont pozitivní*, druhá *iont negativní* a třetí *rozpustidlo*.

V nejjednodušším případě jest vlastnost roztoku charakterisována jedinou ze jmenovaných veličin. Příkladem jest rotační mohutnost různých roztoků solí kyseliny vinné. K rotační mohutnosti přispívá v tomto případě pouze iont negativní, tak že silně zředěné roztoky různých solí kyseliny vinné stáčí polarisáčnı rovinu o stejný úhel. (Zákon *Oudemansův*.)

V jiném případě záleží vlastnost roztoků pouze na iontech látky rozpuštěné. Takovou vlastností jest *molekulová vodivost* roztoků, kterou lze vyjádřiti jako součet dvou hodnot, z nichž jedna jest určena iontem pozitivním, druhá pak iontem negativním. V obecném případě, kdy vlastnost roztoku záleží i na rozpustidle, lze specifickou hmotu (S) vodního roztoku vyjádřiti vzorcem

$$S = 1 + n\alpha + n\beta,$$

kde α a β značí veličiny charakterisující iont pozitivní a negativní (*Walsonovy moduly*), n potom počet grammolekul rozpuštěných v litru. *Walson* zavedl analogické „moduly“ pro kapillaritu roztoků, *Röntgen* a *Schneider* pro stlačitelnost roztoků.

Additivní povaha vlastností roztoků shledána dále při vnitřním tření, teple specifickém, objemu molekulovém, diffusi, absorpci světla, lomu světla, molekulovém magnetismu a při reakcích katalytických.

Z četných reakcí chemických (na př. rozpouštění se kovů v kyselinách zředěných naproti nepatrnému účinku koncentrovaných kyselin na tytéž kovy) vysvítá, že chemicky reagují především dissociované ionty. Tím lze též vysvětliti reakci katalytickou, to jest reakci, která se značně urychluje v přítomnosti látky, jež se však reakcí nemění.

6) Podmínku rovnováhy mezi molekulami (nedissociovanými) a ionty vyjadřuje zákon *Guldberg-Waage-ův*, který lze z Van't Hoffovy theorie roztoků a z principů thermodynamických odvoditi.

Zákon *Guldberg-Waage-ův* znı: Koncentrace části nedissociované jest přímo úměrna součinu koncentrací obou iontů. Značí-li na př. α počet grammolekul dissociovaných iontů H kyseliny octové, tedy mol. H a mol. CH_3COO , v objem vody, lze hořejší zákon vyjádřiti vzorcem

$$K \frac{1 - \alpha}{v} = \left(\frac{\alpha}{v} \right)^2.$$

Konstanta úměrnosti K sluje *konstantou dissociační* a závisla jest vedle *látky* též na *teperatuře*.

Složitější případy rovnováhy chemické nastávají, jsou-li ve styku molekuly různých látek a jich ionty. Tak na př. snižuje se stupeň dissociace u slabých kyselin, přidáme-li k jich roztoku silně zředěný roztok neutrální soli těchže kyselin. I vodu lze považovati za částečně dissociovanu v ionty H a HO, tak že soli ve vodě rozpuštěné se rozkládají (*hydrolysa*).

Hydrolysa solí silných kyselin a zásad jest velmi nepatrná; v mnohých jiných případech může však býti pozorována.

Stupeň dissociace u vody značně se zvyšuje rostoucí teperaturou, voda stoupající teperatury chová se jako kyselina (neb zásada) stále silnější. Van't Hoff z této závislosti hydrolysy na teperatuře počítal dissociační teplo vody a našel hodnotu souhlasnou s neutralisačním teplem vody, jež přímo pozoroval *Thomson*. (13600 kalorií při 25°.)

Pro soli nepatrně ve vodě rozpustné platí věta: *Součin koncentrací iontů soli* nesnadno rozpustné jest *veličinou stálou*.

Rovnováha mezi ionty a molekulami nedissociovanými elektrolytu záleží též na *tlaču*.

Závislost theoreticky odvozenou potvrdil měřeními *Fanjung*.

Vedle toho ukázala se závislost na množství rozpuštěné látky. *Thomson* a *Nernst* našli u látek větší dielektrické konstanty větší mohutnost dissociační. Elektrolyty rozpuštěné ve vodě jsou proto více dissociovány než v roztoku alkoholickém.

Obyčejná dissociace (chemická) vzrůstá při vyšší teperatuře, u dissociace elektrolytické je tomu naopak. Při obyčejné dissociaci nastává z pravidla zvětšení objemu, při dissociaci elektrolytické zmenšení objemu. Dokladem jest *elektrostrikce*.

7. a 8) Ukazy diffuse jsou v souhlasu s teorií auktorovou. Nalijeme-li na vrstvu roztoku NaCl ve vodě roztok téže soli ale zředěnější, nastane diffuse. Iont chloru postupuje rychleji než iont vodíku, proto se hořejší vrstva nabije negativně, vrstva dolejší pozitivně.

Mezi roztoky objeví se potencialný rozdíl namířený vzhůru. Síly osmotické udržují se v rovnováze silami elektrickými. Na

základě této úvahy *Nernst* počítal potencialné difference koncentrační, které zároveň elektrometrem měřil. Pozorování shodovalo se s výpočtem.

9) *Nernst* podobně hleděl odvoditi potencialnou difference mezi kovem a kapalinou.

Zinek ponořený do roztoku soli zinečnaté snaží se ionty svými vniknouti do roztoku, tím se nabíjí roztok pozitivně, zinek negativně. Potentialný rozdíl mezi zinkem a normálním roztokem soli zinečnaté jest úměrný logarithmu zlomku, jehož čitatelem jest *tlak rozpustnosti* zinku a jmenovatelem *osmotický tlak* iontů zinkových v roztoku soli. *Tlakem rozpustnosti* jest míněn tlak v roztoku nasyceném analogický tlaku osmotickému. Přidáme-li ke kombinaci zinku v norm. roztoku soli zinečnaté podobnou kombinaci mědi v norm. roztoku soli mědnaté, povstane článek (Daniell); z obou kovů se rozpouští ten, jehož tlak rozpustnosti jest větší. Potentialní difference mezi oběma roztoky je nepatrná.

Tlaky elektrolytické rozpustnosti kovů jsou velmi rozdílné. Tak jest na př. tento tlak

u magnesia .	10^{14}	atmosfer
zinku . .	10^{18}	„
mědi . . .	10^{-19}	„ atd.

10) Theorie dissociace elektrolytické ve spojení s Van't Hoffovou teorií roztoků vysvětluje additivní stránku vlastností roztoků, dává základ k racionalní analýsi chemické, vysvětluje reakce katalytické, umožňuje počítati podmínky rovnováhy elektrolytů v roztoku, mimo jiné též teplo neutralizační a hydrolysu. Vedle toho podává tato theorie jednoduché vysvětlení povstání elektromotorické síly v článku galvanickém.

17. *O elektrické kontaktní. C. Christiansen.* 1) Především popsány jsou metody, jimiž byl měřen kontaktní potencial dvou kovů. Vedle pokusů *Voltových* uvedeny jsou tu metody: *R. Kohlrauschova*, *Pellatova*, klassická myšlenka *Kelvinova*, měření *Halwachsova*, *auktorova*, konečně *Kelvinova* metoda vytékajících kapek.

2) Výsledkem pokusů *Voltových* bylo rozdělení vodičů na *kovy* a *elektrolyty* a seřazení kovů v řadu *napjetí*. Pozdějšími měřeními (*Kohlrausch*, *Hankel*, *Pellat*, *Ayrton*, *Perry*) nalezeny

podobné řady napjetí, ale s číselnými hodnotami u různých porovzatelů značně se lišícími.

Rozdíly tyto vysvětlují se vlivem látek tkvících na povrchu kovů, hlavně pak vlivem vzduchu elektrody obkličujícího. Kovy, které pohlcují plyny — na př. platina a palladium, mohou změnit své místo v řadě Voltově.

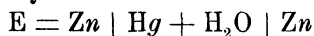
Platina pohltivší ozon jest více negativní než platina obyčejná, platina pohltivší vodík jest silně pozitivní. Mechanické změny povrchu kovu (leštění, omytí alkoholem a následující potom osušení ve vzduchu atd.) pozměňují potencialnou difference tohoto kovu vzhledem k jinému. *J. Brown* užívaje metody *prstence Kelvinova* našel, že jest železo v kontaktu s mědí ve vzduchu pozitivním, na proti tomu v sírouhlíku negativním. Podobně změnil se znamení difference mezi niklem a mědí, nahradil-li se vzduch atmosferou chlorovodíka.

Auktor ukázal četnými měřeními, že difference mezi kovy záleží značnou měrou na *povaze povrchu*. *Spiers* měřil kontaktní difference železa a platiny, obě elektrody pak zahřál v atmosféře vodíka na 800°. Po ochlazení byla potencialná difference značně menší a změnila se po několika dnech v hodnotu zápornou.

Společný výsledek uvedených prací lze shrnouti ve zkušenosti, že *pouhou* potencialnou difference dvou kovů *měřiti nelze*. Měření dávají vždy potencialný rozdíl *celého článku*: „zinek, vzduch, měď“ a pod.

Měření potencialní difference vznikající kontaktem kovu a kapaliny poskytlo výsledků málo souhlasných, dokonce někdy opačných.

Gouré de Villemontée ukázal, že difference tato závisla jest na *koncentraci* kyseliny. *Exner a Tuma* měřili difference



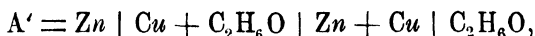
nalezli pak obě veličiny E a E' téměř stejné hodnoty. Z toho by následovalo, že difference



Pravděpodobnějším se zdá, že při měření E' byl povrch zinku *vlhkým*. *Pellat* měřil difference



a difference



kdy totiž mezi lamelami kovovými na místě styku bylo něco alkoholu.

Mezi A a A' nebylo rozdílu, když před měřením A byly obě desky alkoholem opláchnuty a osušeny.

Z měření potencialní difference, vznikající kontaktem kapaliny a plynu (Kohlrausch, Ayrton, Perry, Kenrich) nelze nic důležitého uzavíratí.

Na místech náhlé změny v potenciálu vzniká elektrická *dvójvrstva* (*Helmholtz*). Tímto způsobem lze vysvětliti některé okolnosti při vzniku elektriny třením; podobně pokusy *Quinckeho*, při nichž vzniká změna v potenciálu výtokem málo vodivé kapaliny úzkou trubicí. *Helmholtz* počítal tuto potencialní difference mezi trubicí a kapalinou, nelze však výsledku jeho užití analogicky pro kontakt dvou kovů, poněvadž v pokusu *Quinckeově* stýkají se pouze izolatory. Pozoruhodnou jest *Nernstova* theorie potencialných difference kontaktů různě koncentrovaných roztoků, která se pokusem potvrzuje.

Applikuje-li se táž theorie na kontakt kovů s kapalinou, nutno kovovým iontům přisouditi ohromné tlaky osmotické.

Dle *Rieckeho**) vzniká při doteku dvou kovů na ploše stykové elektromotorická síla, která jest úměrna *absolutní teplotě* plochy stykové. Tato elektromotorická síla skládá se ze dvou členů opačně označených, z nichž každý závislým jest pouze na vlastnostech jednoho z obou kovů. (Dokončen.)

Věstník literární.

Annuaire pour l'an 1902 publié par le Bureau des Longitudes. Avec des Notices scientifiques Prix 1 fr. 50 c. Paris, Gauthier-Villars.

Jako v letech minulých přináší též letošní publikace francouzského úřadu pro vyměřování zeměpisné délky velkou hojnost údajů a drobných zpráv z různých oborů přírodovědeckých, o nichž bylo na tomto místě již několikrát referováno. Vzhledem k poslednímu ročníku shledáváme letos následující změny.

Tabulky v části *astronomické* obsahují údaje, týkající se všech hvězd, jež byly objeveny do 2. října 1901. Při kometách

*) *E. Riecke* „Zur Theorie des Galvanismus und der Wärme“. Wied. Ann. 66. pg. 545. 1898.