

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Václav Posejpal

Experimentální doklad k nauce o mnohočetnosti stabilních forem atomu

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 50 (1921), No. 2-3, 150--160

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109172>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1921

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>

Experimentální doklad k nauce o mnohočetnosti stabilních forem atomu.

Podává V. Posejpal.

1. Význačným rysem dnešních představ o stavbě atomu, uplatněných zejména Bohrem, je mnohočetnost stacionérních stavů, které daný atom může zaujati a z nichž každý představuje stabilní, energii nevyzařující útvar, o určitém, sobě vlastním obnosu vnitřní energie. Představa tato tkví v pozorování čarových spekter emisních a absorpčních. Přebíhá-li atom ze stavu stabilního o energii u_2 do stavu o energii nižší, u_1 , emituje rozdíl těchto energií E ve formě elektromagnetického záření frekvence ν tak že jest

$$E = u_2 - u_1 = h \nu, \quad (1)$$

kdež h jest Planckova kvantová konstanta $6 \cdot 55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec. Přebíhání opačné je spojeno naopak s absorpcí téže energie E . Absorpce i emise atomu je monochromatická. Atom ovšem nemůže samovolně opustiti stabilní konfiguraci, ve které se právě nalézá; může se tak státi pouze nákladem vnější práce, která nejčastěji se dodá v podobě záření, jež atom absorbuje. Děje se tudíž, jak Perrin ¹⁾ ukázal, přechod atomu z jednoho stabilního stavu do druhého všeobecně dle schematu

$$\begin{array}{c} \rightarrow \\ h\nu_0 \\ \leftarrow \end{array} + a \rightleftharpoons a' + \begin{array}{c} \rightarrow \\ h\nu_0' \\ \leftarrow \end{array}, \quad (1')$$

podle kterého atom v stabilním stavu a absorboval množství energie $h\nu_0$, tím přešel do jiného stavu nestabilního ve kterém trvale se udržeti nemohl a spadl tudíž do stavu stabilního a' o menší energii, což bylo spojeno s emisí energie $h\nu_0'$. Anebo naopak, stabilní stav a' absorpcí energie $h\nu_0'$ přešel přechodem přes týž intermediérní nestabilní stav v stav stabilní a , emituje energii $h\nu_0$. Obnosy energie absorbované a emitované a tedy frekvence příslušných záření závisí na tom přechodném nestabilním stavu, který však je charakterisován vždy obnosem energie

¹⁾ Jean Perrin, Matière et lumière. Ann. d. Physique (9) t. XI., 5—108, 1919.

takovým, jaký právě přináležejí nějakému z možných stavů stabilních.

Jaké asi povahy tyto různé stabilní stavy atomu jsou, ukazuje atomový model Bohra. Všeobecně každý atom sestává z kladného jádra, nesmírně malého prostorového objemu ale velké hmoty, řádově stejné s hmotou atomu, a z jistého počtu záporných elektronů kol jádra kroužících, jejichž hmota je skoro 2000krát menší než hmota nejlehčího jádra vodíkového, jejich průměr však tolikrát větší. Tento systém je udržován v rovnováze přitažlivými silami elektrostatickými působícími dle zákona Coulomba a platí tudíž pro něj zákony Keplerovy stejně jako pro soustavu sluneční, udržovanou v rovnováze přitažlivými silami působícími dle obdobného zákona Newtonova. Ovšem přistupuje k třem zákonům Keplerovým Bohrem postulovaný zákon čtvrtý, tak zvaný kvantový.

Nejjednodušší je atom vodíka, sestávající z jádra a pouze jednoho jediného elektronu, jenž může obíhat kol jádra v omezené řadě stacionárních elliptických drah odpovídajících stejnému počtu stabilních stavů atomu. Dráhy o větším průměru odpovídají stavům o větší vnitřní energii, vzdálení elektronu do nekonečna vyžaduje největší práce, vznikající kladný ion vodíkový má největší vnitřní energii. Průměr nejvnitřnější stabilní elektronové dráhy u atomu vodíkového činí dle Bohra $1 \cdot 1 \cdot 10^{-8}$ cm, průměr 33 stabilní dráhy, největší dosud skutečně pozorované, činí $1 \cdot 2 \cdot 10^{-5}$ cm, tak že je větší než střední vzdálenost molekul v rouře Crookesově. Bohr vypočetl na základě tohoto modelu frekvence a délky vlnité všech čar vodíkového spektra, tvořících tak zvanou serii Balmerovu, čímž tedy představa o různých stavech stabilních byla stkvěle podepřena. Při atomech těžších ovšem poměry již nejsou tak jednoduché a výpočet spektrálních čar z pouhých dat atomového modelu naráží na vzrůstající obtíže. Chceme si však v následujícím všimnouti jiného, zajímavého důsledku Bohrových představ

Je-li n index lomu světla procházejícího průhledným prostředím o specifické hmotě ρ , nazýváme refrakcí specifickou výraz

$$N = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} \quad (2)$$

Starší, klassická elektronová theorie hmoty odvozuje pro N výraz, který v případě nejjednodušším, charakterisovaném přítomností jediného dispersního elektronu v atomu a jedinou vlastní frekvencí ν_0 , zní

$$N = \frac{C}{\nu_0^2 - \nu^2}, \quad (2')$$

kdež C je konstanta charakteristická pro danou hmotu a ν frekvence světla procházejícího, o indexu lomu n . Je-li prostředí směsí různých látek o specifických refrakcích $N_1, N_2 \dots$ a koncentracích $\alpha_1, \alpha_2 \dots$, při čemž jest $\alpha_1 + \alpha_2 + \dots = 1$, je specifické refrakce dána výrazem

$$N = \alpha_1 N_1 + \alpha_2 N_2 + \dots \quad (3)$$

Odvození výrazu (2') předpokládá atomu neproměnný a není tudíž platné pro model Bohrvův. Avšak tento výraz byl odvozen i bez představ theorie elektronové a v praxi se osvědčil, i lze jej považovati za vzorec empirický a na model Bohrvův aplikovati. Dle představy o různých stabilních stavech atomu možno na př. nějaký plyn považovati za směs tolika plynů o specifických refrakcích $N_1, N_2 \dots$, kolik různých stabilních forem jeho atomů je tam právě zastoupeno a jeho specifická refrakce bude tedy vyjádřena rovnicí tvaru (3), refrakce $N_1, N_2 \dots$ pak vzorcem (2'), při čemž každý jednotlivý stabilní útvar atomu bude charakterisován tou jedinou frekvencí ν_0 , která odpovídá absorpci při přechodu ze stavu základního, o nejmenší energii, do tohoto stabilního stavu, aneb emisi při přechodu opáčeném dle rovnice (1'). Za obyčejných poměrů tlaku a teploty budou převládati stabilní stavy blízké stavu základnímu, N bude mít jistou stálou hodnotu nezávislou na vzájemné vzdálenosti atomů. (na hustotě a tlaku plynu, na skupenství atd.), jak to odpovídá zkušenosti. Avšak za okolností, které umožní vznik stabilních stavů o vyšší energii a tím o větším ν_0 , budou vzhledem k tomu, že je pro světlo viditelné vždy $\nu_0 > \nu$, částečné specifické refrakce N_k přecházeti k číslům stále menším a tím refrakce výslední N se bude zmenšovati.

Poněvadž stabilním stavům vyšším, o větší vnitřní energii, přísluší větší průměr dráhy dispersního elektronu, jest pravdě-

podobno, že tyto vyšší stabilní stavy budou tím hojněji a s energiemi tím většími zastoupeny, čím střední vzdálenost atomu bude větší, tedy na př. u plynu řídkých více než u plynů pod vysokým tlakem. Také skutečně emise vodíkové čáry, jež odpovídá stabilní dráze o největším dosud známém průměru $1 \cdot 2 \cdot 10^{-8}$ cm, byla pozorována jen ve spektru nesmírně řídkých mlhovin. Je-li tomu tak, lze u plynů očekávat klesání specifické refrakce při přechodu od tlaku velkých a středních k tlakům malým, tedy se stoupajícím zředěním.

§ 2. Průběh specifické refrakce zejména s tlakem a hustotou byl experimentálně zkoumán v přechetných pracích, pokud pak se týče plynů, při tlacích většinou značných. Očekávalo se jaksi samozřejmě, že eventuální úchylka od zákona neproměnnosti specifické refrakce půjde souběžně s ostatními úchytkami od elementárních zákonů pro plyny platných, zejména tedy s úchytkami od zákona Boyle-Mariotteova, který zde v prvé řadě padá na váhu a jehož nepostačitelnost zřetelně vystupuje právě při tlacích vysokých. Pozoruhodnější proměnlivost specifické refrakce s tlakem a hustotou při středních a, vysokých tlacích však nalezena nebyla.

Přesnější studium závislosti specifické refrakce plynů na tlaku *menším* jedné atmosféry nebylo do roku 1917, kterého jsem uveřejnil své výsledky své vlastní práce sem spadající, ¹⁾ vůbec provedeno a to stejně pro obtíže experimentální jako pro malý vědecký zájem, jež tato otázka, na níž odpověď předem se zdála býti samozřejma, budila. Rozhodnutí, podniknouti tuto práci a první kroky k ní jsem učinil roku 1915. Považoval jsem ji vědecky za žádoucí přes to, že jsem při ni neočekával žádného překvapení, neznaje prací Bohrových a Perrinových, v tehdejší době u nás zcela nepřístupných a z větší části ještě ani vůbec nepublikovaných.

Byly to pak právě obtíže experimentální, jež mě lákaly, ježto jsem krátce před tím popsal novou pracovní metodu s interferenčním strojem Jaminovým, jež se zde dala apliko-

¹⁾ Annalen der Phys. (IV) 53, 629, 1917. Rozpravy čes. akad. II. tř. Roč. XX I., č. 61. 19 8 Ro . XXIX., č. 13. 1920.

vati.¹⁾ Studovanými plyny byly vzduch, jehož první měření ukončeno roku 1917, druhé r. 1919, a kysličník uhličitý, měřený rovněž r. 1919. Podrobnosti uspořádání experimentálního laskavý čtenář najde v rozpravách čes. akademie (l. c.). Pro náš účel zde stačí stručné zdělení výsledků.

§ 3. Když v jedné z obou trubic Jaminova interferenčního přístroje, jejíž délka je L a jež je naplněna plynem tlaku p , o indexu lomu n pro světlo délky vlnité λ , vzroste tlak o dp , vzroste index o dn , následkem čehož interferenční zjev dozná posunutí o ds interferenčních proužků tak, že platí

$$\frac{dn}{dp} = \frac{\lambda}{L} \frac{ds}{dp}. \quad (4)$$

Bylo dosud zvykem, že pro tlaky pod jednou atmosferou neb málo vyšší než atmosfera bylo $\frac{ds}{dp}$ považováno za nezávislé na tlaku. Změřením této veličiny při určitém středním tlaku atmosférickém byla pak jednoduchým způsobem z rovnice (4) počítána refrakce plynu $(n-1)$ pro tlak a teplotu normální.

Měřením $\frac{ds}{dp}$ při různých středních tlacích pod jednou atmosferou dokázal jsem proměnlivost této veličiny s tlakem a shledal, že průběh její se dá dostatečně přesně vyjádřiti lineární formou

$$\frac{ds}{dp} = \alpha_1 + \beta_1 p; \quad (5)$$

hodnoty parametrů α_1 a β_1 jsou pak následující (pro $t = 16^\circ C$)

	Vzduch 1917	Vzduch 1919	CO ₂ 1919
$10^5 \alpha_1$	32830 \pm 9	32858 \pm 12	49979 \pm 24
$10^8 \beta_1$	258 \pm 21	209 \pm 26	1063 \pm 55.

Dosadíme-li (5) do (4) a integrujeme v mezích 0— p , dostaneme přesný výraz pro refrakci $n-1$ při tlaku p . Pišme její ve tvaru zavedeném Mascartem

$$n - 1 = Kp (1 + \beta p), \quad (6)$$

¹⁾ Rozpravy čes. akadem. II. tř. Roč. XXIV., čís. 17, 1915. Annalen der Phys. (IV.) 49, 419, 1916.

kdež, jak jednoduchý počet ukazuje, jest

$$K = \frac{\lambda}{L} \alpha_1, \quad \beta = \frac{1}{2} \frac{\beta_1}{\alpha_1}.$$

Pracoval jsem ve světle zelené čáry rtuťové

$$\lambda = 0.54623 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

$$\text{a } L = 494.650 \pm 0.008 \text{ mm},$$

takže máme, stále při teplotě 16°

	Vzduch 1917	Vzduch 1919	Vzduch střed	C ₂ O 1919
10 ⁶ K	0.36254 ± 0.00010	0.36284 ± 0.00013	0.36269 ± 0.00015	0.55191 ± 0.00023
10 ⁸ β	396 ± 32	318 ± 41	357 ± 39	1063 ± 55

Stanovení refrakce $n - 1$ možno na základě těchto dat provést buď způsobem dosud obvyklým nebo přesně.

V prvním případě stanovíme dle rovnice (5) $\frac{ds}{dp}$ pro tlak 760 mm, dosadíme do (4), z níž integrací v mezích 0 — 760 mm a redukcí výsledku na teplotu 0° dostaneme $n - 1$ pro poměry normální (0°, 760 mm) dle vzorce

$$n - 1 = \frac{\lambda}{L} \left(\frac{ds}{dp} \right)_{760} \cdot 760 (1 + \alpha \cdot 16^\circ), \quad (7)$$

při čemž α , objemový koeficient tepelný, je pro vzduch 0.0036728, pro kyslíčnick uhličitý 0.0037128 (Chappuis).

Stanovení $n - 1$ přesně se stane vyčíslením vzorce (6) pro $p = 760 \text{ mm}$ a redukcí výsledku tímž faktorem $(1 + \alpha \cdot 16^\circ)$ na teplotu 0°.

Tabulky I. a II. nám ukazují, jak dalece výsledky takto nalezené souhlasí s měřeními autorů dřívějších.

St. Loria považuje ve své knize o lomu světla v plynech¹⁾ za nejspolehlivější pro vzduch číslo Cuthbertsonovo, pro k. uhličitý Perreauovo. Vidíme, že naše měření, použijeme-li jich způsobem obvyklým, tímž, jímž tato právě zmíněná čísla byla také získána, dávají pro refrakci hodnoty, které k těmto nejlepším výsledkům těsně přiléhají.

¹⁾ Dr. St. Loria, Die Lichtbrechung in Gasen, Braunschweig 1911.

I. Vzduch.

Měření dřívější	$(n-1) \cdot 10^6$	Měření naše
L. Lorenz 1880	291·8	
Kessler 1909	292·3	
Scheel 1907	292·4	Vzorec přesný (6)
Ahrberg 1909	292·5	
		← 292·59 ± 0·14 r. 1917
Chappuis a Rivière 1888	292·6	← 292·63 ± 0·04 střed.
		← 292·67 ± 0·13 r. 1919
Kayser a Runge 1893, Loria 1909	292·9	
Benoit 1889, Rentschler 1908	293·0	Vzorec obvyklý (7)
Perreau 1896	293·3	
		← 293·38 ± 0·28 r. 1919
Mascart 1877	293·4	← 293·42 ± 0·04 střed.
		← 293·46 ± 0·20 r. 1917
Walker 1903	293·5	
C. M. Cuthbertson (3) 1909	293·6	
Koch 1909	293·7	
Herrmann 1908, Gruschke 1910	294·6	
Ketteler 1865	295·4	

II. Kysličník uhličitý.

Rentschler	447·0	Vzorče přesný (6)
		← 447·96 ± 0·28
Ketteler	450·4	
Koch	450·6	
Stuckert	451·1	
Gruschke	451·3	Vzorče obvyklý (7)
		← 451·55 ± 0·48
Perreau	451·6	
Mascart	455·4	

Můžeme z toho souditi, že měření naše jsou spolehlivá a že lze mítí důvěru i k těm výsledkům z nich plynoucím, které dosud měřeny nebyly, i když tyto výsledky budou překvapujícího rázu.

Na druhé straně nutno poznamenati, že dosavadní přibližný způsob stanovení refrakce není ani u vzduchu, tím méně pak u kys. uhličitěho postačujícím. že nutno počítati dle vzorce přesného (6), hodnoty pak tímto způsobem námi nalezené nutno na ten čas považovati za nejpřibližnější.

Výsledky zde uvedené dovolují nám nyní zkoumati průběh specifické refrakce s tlakem pod jednou atmosférou, což jest naším hlavním cílem.

§ 4. Poněvadž se v našem případě jedná o řídké plyny, lze výraz (2) pro specif. refrakci N zjednodušiti a psáti

$$N = \frac{2}{3} \frac{n-1}{\rho}, \text{ což tedy vede k důsledku}$$

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{const. Je to tak zvaná rovnice}$$

Newton-Gladstonova.

Máme však $n-1 = K p (1 + \beta p)$ a můžeme obdobně pro malé tlaky odchylku od zákona Boyle-Mariotteova vyjádřiti rovnici $\rho = K_c p (1 + \beta_c p)$, tak že máme dělením těchto rovnic a vynecháním malých veličin druhého řádu

$$\frac{n-1}{\rho} = C (1 + (\beta - \beta_c) p).$$

Má li tedy $\frac{n-1}{\rho}$ býti stále, nezávislé na hustotě a tedy na tlaku, je třeba aby bylo $\beta = \beta_c$. Nuže pro tlaky pod jednou atmosférou máme, přihlédneme-li k hodnotám, jež pro β stanovili Lord Bayleigh, Leduc, Chappuis, D. Berthelot a Regnault, následující:

Vzduch	$\beta \cdot 10^8 = 357$	$\beta_c \cdot 10^8 = 61$
Kys. uhličitý	$= 1063$	$= 730$

Vidíme, že v obou případech je β značně větší než β_c , tedy $\frac{n-1}{\rho}$ a tudíž specifická refrakce N není na hustotě plynu nezávislá, nýbrž s tlakem roste, se stoupajícím zředěním tudíž klesá. Mění se tudíž N tak, jak jsme to na konci § 1. předpověděli. Tím tedy naše očekávání, plynoucí z úvah o povaze různých stabilních stavů atomu, je vyplněno, a experimentálně opodstatněno

Nutno zdůrazniti, že proměnlivost spec. refrakce N v době, kdy jsem ji zjistil, byla zcela neočekávaným, překvapujícím faktem. Jeho důležitost i dnes toho vyžaduje, aby byl podepřen co nejpevněji. Spolehlivost našich experimentálních výsledků byla prokázána uspokojivým souhlasem hodnot, jež z nich plynou pro refrakci $n - 1$, s hodnotami autorů jiných. Avšak zde refrakce přímo nerozhoduje, nýbrž rozhoduje parametr β . I je myslitelné, že třeba sice konečný výsledek $n - 1$ je dosti dobrý, avšak parametr β , jenž přichází v korekčním členu a je velmi malý, že není správný. Všimněme si z té příčiny následující tabulky III., která přináší hodnoty β naše i autorů ostatních. Tyto poslední se vztahují arciž na intervaly tlakové značně větší, se středním tlakem většinou nad jednou atmosferou. Jsou to hodnoty, jež naměřili Mascart 1877, Chapuis a Rivière 1888, Perreau 1896.

Tabulka III.

	Interval tlakový Δp mm	střední tlak p	$\beta \cdot 10^8$	$p \beta$	$\beta_s \cdot 10^8$	t°
Vzduch	0—760	380	357	0·0014	61	16°
	0—3400	1700	90	0·0015	59	16°
	300—6000	3150	72	0·0023	58	22°
	0—15000	7500	65	0·0049	54	21°
CO ₂	0—760	380	1063	0·0040	730	16°
	0—1000	500	740	0·0037	736	16°
	0—6000	3000	725	0·0217	769	16°

Vidíme, (sloupec 4.) že naše hodnoty jsou proti nim nepoměrně větší. Zdálo by se tedy na prvý pohled, že je zde povážlivý nesouhlas, že naše výsledky, pokud se týče hodnoty β , nejsou správné. Bližší pozorování však ukazuje, že výsledky starší také mezi sebou dosti nesouhlasí. Jejich rozdíly jsou značně větší než přípustné chyby pozorovací. To poukazuje na to, že jednoduchý vzorec (6) nepostačí pro velké intervaly tlakové, že β bude se střední hodnotou příslušného intervalu proměnné.

A vskutku, seřadíme-li hodnoty β dle stoupajícího středního tlaku, jak jest to provedeno v naší tabulce, vidíme, že se stoupajícím středním tlakem β klesá. U vzduchu i kys. uhličitého. Sloupec 5. téže tabulky pak ukazuje zajímavou věc, že součin $p\beta$ je pro malé tlaky u obou plynů stálý, z čehož tedy plyne především, že hodnoty pro β námi nalezené se přirozeně řadí k hodnotám starších autorů a že tedy jsou správné, a dále, že pro malé tlaky, nepřesahující značně jednu atmosferu, je β tlaku nepřímo úměrno.¹⁾

Jest tedy náš experimentální závěr, že specifická refrakce N se vzrůstajícím zředěním klesá, nejen správný a opodstatněný, nýbrž vidíme dále, že N klesá s tímto zředěním urychleně. Neboť jak 6. sloupec tabulky III. ukazuje, závisí β na tlaku, pokud týž jest malý, velmi málo. Tedy pod jednou atmosferou je β přibližně stálé, β však je nepřímo úměrno střednímu tlaku, tedy čím nižší tento tlak, tím větší bude rozdíl $\beta - \beta_0$ a tím tedy v tom místě prudší vzrůst N s tlakem anebo klesání N se stoupajícím zředěním. Dostoupí-li tlak jedné atmosféry, je vzrůst specifické refrakce N již značně zvolněn a mizí prakticky pro kysl uhličitý kolem 1000 mm a při vzduchu kolem 7000 mm.

Závěrem připojme následující zajímavou poznámku. Jest odedávna známou a bylo až dosud těžko pochopitelnou věcí, že látky fluorescence neb fosforescence schopné nelze k luminiscenci vzbuditi, nejsou-li ve stavu dostatečně zředěném, tvoříce buď řídký plyn neb roztok o velmi malé koncentraci. Perrin²⁾ zjistil, že ve stavu extrémního zředění fluorescenční mohutnost P , t. j. množství luminiscenčního záření vydaného jednotkou hmoty za jednotku času při daném účinném osvětlení, je maximum, jež od jisté konečné koncentrace počínajíc se stoupající koncentrací stále se umenšuje, až konečně klesá na nullu. Perrin výkládá tento zjev pomocí různých stabilních stavů atomu, předpokládaje, že

¹⁾ Všimněme si, že kvantitativně je poměrný rozdíl mezi β a β_0 za tlaků pod jednou atmosférou u vzduchu daleko nápadnější než u CO_2 , $10^8 \beta = 57$, $10^8 \beta_0 = 61$ u vzduchu a 1063, 730 u kysličníku uhličitého. Se stoupajícím tlakem mizí pak rozdíl $\beta - \beta_0$ u CO_2 pro tlaky mnohem nižší než u vzduchu. Věc patrně souvisí s tím, že CO_2 je při 16°C poměrně značně blíže svému kritickému bodu než vzduch.

²⁾ Annales de Physique, (9) X., 133—159, 1918.

možnost luminiscence je vázána na přítomnost stabilních stavů vyššího řádu, o vyšší vnitřní energii, jimž tedy náleží molekulární průměr větší a jež tedy se nemohou, pro nedostatek místa, vytvořiti v případě značné koncentrace. Výsledky našeho měření jsou, jak jsme viděli, potvrzením předpokladu, že stabilní stavy o větší vnitřní energii, počínajíc od jistého zředění, nabývají stále větší převahy. I jest zajímavo poznamenati, že koncentrace, pro které specifická refrakce N začíná býti znatelně menší a s tlakem proměnlivou, jsou téhož řádu, jako koncentrace, při kterých fluorescence a fosforescence zřetelně vystupují, jinými slovy veličiny P a $\frac{dN}{dp}$ mají analogický průběh a konvergují současně, pro přibližně stejné tlaky p , k nulle. Bylo by zajímavým úkolem tuto věc blíže prostudovati a zejména také všimnouti si průběhu N s koncentrací u zředěných a velmi zředěných roztoků, kdež arciť N by se vztahovalo na látku rozpustěnou.

Věstník literární.

Recenze knih.

Einsteinův princip relativity. Studie kritická. Napsal inženýr *Jindřich Škokan*. Nákladem V. Steinhausera v Plzni, 1920. Str. 65. Cena neudána.

V této kritické studii je velmi mnoho kritiky, ale velmi málo studia. Autor praví hned v předmluvě, že není odborník, ale přes to přý neváhal podrobiti Einsteinovu teorii relativnosti kritice a varovati před ní, neboť jsou přý neobdobníci, kteří dovedou míti v různých oborech lidského konání své vlastní, samostatné myšlenky a »jedná se vždy na konec jen o to do určitého problému správně vniknouti a logicky souditi« (str. 4. nahoře). To je jistě správné; bohužel z toho, co autor dokázal ve své studii o principu relativnosti napsati, je jisto, že do problému nejen nevníkl, nýbrž ani jeho základů nezná, a je pochybo, umí-li vůbec logicky souditi. Jen několik nejnápadnějších dokladů uvedu.

Einstein založil svou teorii relativnosti (speciální) na dvou principech: na principu relativnosti, který znala již mechanika Newtonova, a na novém principu stálé rychlosti světelné. Tento princip, dnes již měřením stvrzený, formuloval Einstein takto (Ann. d. Phys.