

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

Viktor Trkal

Poznámky k článku p. prof. Posejpal: Stanovení absorpčních skoků v oboru X-paprsků

*Časopis pro pěstování matematiky a fysiky*, Vol. 61 (1932), No. 8, 333--359

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122183>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1932

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>

## Poznámky k článku p. prof. Posejpal „Stanovení absorpčních skoků v oboru X-paprsků“.

(Časopis pro pěst. mat. a fys. 61, 171—179, 1932.)

V. Trkal.

(Došlo dne 8. dubna 1932.)

Pan prof. Posejpal otiskl (na str. 171—179 tohoto ročníku „Časopisu pro pěstování matematiky a fysiky“) svou přednášku, kterou konal na schůzi fysikální sekce JČMF dne 3. března 1931, v článku „Stanovení absorpčních skoků v oboru X-paprsků.“

Tam na str. 174, odst. 4, p. autor píše:

„Na základě svých představ o povaze světelného éteru<sup>a)</sup> jsem odvodil pro absorpční skok  $\delta_{K/L_1}$  následující výraz

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10-\eta}{a}, \quad (3)$$

ve kterém jest

$$a = \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots,$$
$$\eta = \frac{1}{2} \left[ \frac{N-2}{N+1} \sum_{N=3}^N \frac{1}{N-2} + \frac{N-3}{N+1} \sum_{N=4}^N \frac{N+2}{N+1} \cdot \frac{1}{N-3} \right].$$

Při tom značí  $N$  atomové číslo a  $N_{L_1}$  počet elektronů normálně přítomných na niveau  $L_1$ , atd. . . .“

A dále na str. 176 dole:

„Nutno poznamenati, že hodnoty  $\delta_{K/L_1}$  námi vypočtené a jim odpovídající křivka jsou hodnotami jaksí ideálními, ježto do výrazu pro  $a$  nebyly dosazeny za  $N_K, N_{L_1}, N_{L_2}$  skutečné počty elektronů na dotyčných slupkách  $K, L_1, L_2$ , poněvadž je bezpečně neznáme, ale hodnoty určené podle pravidla Stonerova. . . . Toto pravidlo jsme ještě doplnili zatím tím předpokladem, že elektrony přistupují se stoupajícím

<sup>a)</sup> „Rozpravy II. tř. České akademie roč. XXXVII, čís. 7 a čís. 39, 1928; roč. XL, čís. 35, 1930; ročník XLI, čís. 19, 1931.“

atomovým číslem na příslušná niveau pravidelně, t. j. že se normálně neusazují na niveau energie nižší, pokud sousední niveau energie vyšší jimi není plně obsazeno. Tomu ovšem ve skutečnosti pravděpodobně tak není a *náš vzorec nabývá tím na významu, že nám umožní, na základě velmi přesných měření absorpčního skoku, zjišťovati skutečné obsazení energetických niveau obalovými elektrony.*

Dovoluji si upozorniti čtenáře „Časopisu“ zvláště na ona místa, která jsem v uvedených citátech vyznačil *kursivním* tiskem. Z nich by mohl míti čtenář dojem, ovšem nesprávný, že p. prof. Posejpal výše uvedený vzorec (3) vskutku *odvodil* a že jeho vzorec opravdu *může* sloužiti k rozhodnutí otázky, kolik elektronů se nalézá na sféře  $K, L_1, L_2, \dots$  u každého jednotlivého prvku.

Úkolem těchto poznámek k článku p. prof. Posejपालa (v podstatě) jest ukázati, že vzorec jeho jest pouze *empirický* a že *nemůže* rozhodnouti otázku, jak jsou jednotlivé sféry v atomech různých prvků elektrony obsazeny.

Za tím účelem jest nutno seznámiti čtenáře „Časopisu“ obšírněji s výklady a úvahami, které nazývá p. prof. Posejपाल odvozením uvedeného vzorce (3), a které otiskl v „Rozpravách České akademie“.\*)

Bylo by sice aspoň částečně možno, podati výtah z těchto úvah p. prof. Posejपालa, avšak lépe bude, uvedu-li slovné jejich znění; zamezí se tím případné zkreslení originálu.

I. Úvahy prof. Posejपालa, vedoucí ke vzorci (3). — „1. Odvodil jsem<sup>1)</sup> pro pravděpodobnost  $p$ , že elementární paprsek čili foton  $h\nu$  svazku rovnoběžných paprsků dopadajících kolmo na vrstvičku homogenní a chemicky jednoduchou, mající  $n$  atomů v  $cm^3$  a tloušťku  $dx$ , se srazí s povrchem některé kulové hladiny poloměru  $a$ , výraz

$$p = n dx \pi a^2. \quad (1)$$

Předpokládaje, že foton má průřez rovný průřezu éterové částice a že doběhne v éteru atomem polarisovaném nejdále k niveau o energii  $h\nu$  nebo nejbliže větší, načež změní koherentně svůj směr a stane se schopným přenéstí integrálně svou energii na obalový elektron, odvodil jsem z rovnice (1) pro specifický hmotný koeficient difuze  $\sigma/\rho$  velmi tvrdých  $\gamma$  paprsků ve vodíku výraz  $\sigma/\rho = \pi r^2/m_H$  a zjistil, že dobře souhlasí s pozorováním. Tým výraz, jenž dovoluje určití poloměr elektronu, jsem odvodil v práci o něco pozdější přímo,<sup>2)</sup> z předpokladu, že éter má složení korpuskulární, a tím jsem obdržel samostatně pro velikost částice

\*) Rozpravy II. tř. České akademie, roč. XLI, čís. 19, 1931.

1) „Rozpravy II. tř. České akademie, roč. XL, č. 35, 1930. Bulletin 1930.“

2) „C. R., T. 191, p. 1000, 1930.“

éterové hodnotu identickou s hodnotou předpokládanou v mé teorii éteru.

To vše můžeme považovati jednak za další podepření mé představy o povaze éteru, jednak i za potvrzení řečeného předpokladu o difuzi fotonů  $h\nu$  na atomových niveau energie  $h\nu$ .\*\*)

Fundamentální význam řečeného předpokladu žádá další zkoumání jeho platnosti a přítomná práce sleduje tento cíl tím, že v ní odvodíme na jeho základě obecný výraz pro absorpční skok na  $K$  niveau.

2. Předpokládajíc  $a$  rovné poloměru energetického niveau  $h\nu$  máme ve výrazu (1), podle jeho odvození, vyjádřenu pravděpodobnost, že libovolný foton  $h\nu$  se srazí s dotyčnou hladinou, ale jen v případě, že v oblasti niveau není obalových elektronů. Blížkost elektronů a zejména jejich přítomnost přímo na uvažovaném niveau polarisaci éteru značně zkomplikuje. Formálně tuto věc vyjádříme, když do výrazu (1) vložíme faktor  $\varphi(N, \nu)$ , kde  $\varphi$  značí nějakou funkci atomového čísla a frekvence  $\nu$  fotonu, respektive příslušného niveau. Máme tedy obecně

$$p = n dx \pi a^2 \varphi(N, \nu). \quad (1')$$

3. Uvažujme případ, že  $\nu = \nu_K - \varepsilon$ ,  $\lim \varepsilon = 0$ . Pak bude v prvním přiblížení  $a = a_K$ , kdež  $a_K$  značí poloměr za kulové považovaného niveau  $K$ . Foton  $h\nu$  může difuzi na niveau  $K$  prováděti  $(\pi a^2_K)/(\pi r^2)$  způsoby, t. j. tolikrát, kolikrát jeho průřez lze postavit na hlavní řez niveau  $K$ . Budiž počet elektronů, které mu mohou při jeho odletu z atomu ven přijíti do cesty, ( $L_1$ ) na niveau  $L_1$ , ( $L_2$ ) na niveau  $L_2$  atd. Chtějíc vyšetřiti, kolikrát se může setkati s některým z nich, převedme je geometricky na niveau  $K$ . Elektron na př. niveau  $L_1$ , považovaného za kulové o poloměru  $a_{L_1}$ , se promítne na kulové niveau  $K$  plochou  $\pi r^2 a^2_K / a^2_{L_1}$ , a tedy elektrony niveau  $L_1$  kladou odletujícímu fotonu v cestu plochu  $(L_1) \pi r^2 a^2_K / a^2_{L_1}$ , elektrony  $L_2$  plochu  $(L_2) \pi r^2 a^2_K / a^2_{L_2}$  atd.

Elektrony počtem ( $L_1$ ) leží na vrchlíku plochy kulové poloměru  $a_{L_1}$  oddátém rovinou tečnou k soustředné kouli o poloměru  $a_K$ . Jeho povrch jest  $P_{L_1} = 2\pi a_{L_1} (a_{L_1} - a_K)$ . Obdobně je povrch vrchlíku, na němž leží elektrony počtem ( $L_2$ ) dán výrazem  $P_{L_2} = 2\pi a_{L_2} (a_{L_2} - a_K)$  atd. Označíme-li úhrnný počet elektronů na niveau  $L_1$  znakem  $N_{L_1}$ , je patrně  $(L_1) = P_{L_1} \cdot \frac{N_{L_1}}{4\pi a^2_{L_1}}$ , obdobně

$$(L_2) = P_{L_2} \cdot \frac{N_{L_2}}{4\pi a^2_{L_2}} \text{ atd.}$$

\*\*\*) Nesprávnost všech předešlých tvrzení prof. Posejpalu jsem ukázal v práci citované v odst. V, v pozn. pod čarou označené \*\*\*) (viz str. 355.)

Je tedy úhrnná plocha, kterou obalové elektrony kladou v cestu odletujícímu fotonu, a to měřená hned na nivaeu  $K$ , dána součtem

$$A = P_{L_1} \cdot \frac{N_{L_1}}{4\pi a_{L_1}^2} \cdot \pi r^2 \frac{a_{K}^2}{a_{L_1}^2} + P_{L_2} \cdot \frac{N_{L_2}}{4\pi a_{L_2}^2} \cdot \pi r^2 \frac{a_{K}^2}{a_{L_2}^2} + \\ + P_{L_3} \cdot \frac{N_{L_3}}{4\pi a_{L_3}^2} \cdot \pi r^2 \frac{a_{K}^2}{a_{L_3}^2} + P_{M_1} \cdot \frac{N_{M_1}}{4\pi a_{M_1}^2} \cdot \pi r^2 \frac{a_{K}^2}{a_{M_1}^2} + \dots \quad (2)$$

Podle teorie Bohrovy jsou poloměry hlavních energetických nivaeu v poměru čtverců čísel přirozené řady číselné,

$$a_K : a_{M_1} : a_{M_2} : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots \quad (3)$$

Podle naší představy éterové můžeme připustiti, že obecně energetické nivaeu obsazené normálně obalovými elektrony představuje jistou singularitu v polarisaci éteru. Je nasnadě připustiti, že singularita, která se objevuje poprvé ve vzdálenosti  $a_K$ , se opakuje ve stejných intervalech, a přiřaditi taktó vzniklé kulové slupky jednotlivým atomovým nivaeu, vedlejšími i hlavním, čímž obdržíme výraz obecnější, v němž výraz (3) je obsažen, totiž

$$a_K : a_{L_1} : a_{L_2} : a_{L_3} : a_{M_1} : a_{M_2} : a_{M_3} : a_{M_4} : a_{M_5} : \dots = \\ = 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 7 : 8 : 9 : \dots \quad (4)$$

Za použití tohoto výrazu pro výpočet vrchlíků  $P$  dostáváme:

$$P_{L_1} = 2\pi \cdot 2a_K (2a_K - a_K) = 2\pi \cdot 2 \cdot 1 \cdot a_K^2$$

a obdobně dál

$$P_{L_2} = 2\pi \cdot 3 \cdot 2 \cdot a_K^2, P_{L_3} = 2\pi \cdot 4 \cdot 3 \cdot a_K^2, P_{M_1} = 2\pi \cdot 5 \cdot 4 \cdot a_K^2, \dots$$

Dosažením do (2) máme

$$A = \frac{\pi r^2}{2} \left[ 2 \cdot 1 \cdot N_{L_1} \left( \frac{a_K}{a_{L_1}} \right)^4 + 3 \cdot 2 \cdot N_{L_2} \left( \frac{a_K}{a_{L_2}} \right)^4 + \right. \\ \left. + 4 \cdot 3 \cdot N_{L_3} \left( \frac{a_K}{a_{L_3}} \right)^4 + 5 \cdot 4 \cdot N_{M_1} \left( \frac{a_K}{a_{M_1}} \right)^4 + \dots \right]$$

a znovu použitím (4) dále

$$A = \frac{\pi r^2}{2} \left( \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots \right) \quad (2')$$

Dělíce plochu  $A$  průřezem  $\pi r^2$  fotonu, máme číslo, které udává počet příznivých případů pro absorpci fluorescenční. Dělíce počtem případů možných pro difuzi  $(\pi a_K^2)/(\pi r^2)$ , získáváme pravděpodobnost  $p$ , že elementární paprsek, který prodělává difuzi, se setká

s obalovým elektronem, tedy

$$p' = (A : \pi r^2) : \frac{\pi a^2 K}{\pi r^2} = \frac{A}{\pi a^2 K}. \quad (5)$$

Úhrnné množství paprsků, dopadajících na  $cm^2$  deštičky  $dx$  a prodělávajících difusi na niveau  $K$ , je

$$ip = in dx \pi a^2 K \varphi(N, \nu_K);$$

z těch tedy prodělá absorpci fluorescenční počet

$$ipp' = in dx \pi a^2 K \varphi(N, \nu_K) \frac{A}{\pi a^2 K} = in dx A \varphi(N, \nu_K),$$

což se rovná  $i\tau dx$ , značí-li  $\tau$  fluorescenční absorpční koeficient, takže jest

$$\tau = n A \varphi(N, \nu_K), \text{ pro } \nu = \nu_K - \varepsilon, \text{ lim } \varepsilon = 0. \quad (6)$$

4. Budiž v druhém případě  $\nu = \nu_K + \varepsilon$ ,  $\text{lim } \varepsilon = 0$ . Absorpční koeficient  $\tau$  určíme stejným postupem, jako v případě předešlém, třeba jen do výrazu  $A$  uvést ještě plochu, kterou kladou odletujícímu fotonu v cestu elektrony slupky  $K$  samotné. Patrně jest  $(K) = \frac{1}{2}N_K$ , ježto  $P_K = 2\pi a^2 K$ . Avšak účinný povrch, který jednotlivý elektron klade v cestu fotonu, není  $\pi r^2$ , nýbrž  $5\pi r^2$ , ježto musíme připustiti, že částice éterové, které se elektronu přímo dotýkají, jsou s ním v důsledku polarisace tak pevně spjaty, že foton, který prodělává difusi na některé z nich, může také v tomto případě elektron z atomu vymrštiti. Těchto částic je nejméně šest, v jednoduchém případě se dvě z nich promítají směrem dopadajícího fotonu na elektron, čtyři ostatní do téže roviny s elektronem, čímž tedy vzniká účinný povrch  $5\pi r^2$ . Zpravidla však se ani tento minimální povrch plně neuplatní, zejména u prvků s atomovým číslem větším má pevnější vazba elektronu k jádru za následek zmenšení pravděpodobnosti efektu fotoelektrického prostřednictvím s elektronem spojené částice éterové, jejíž vazba k elektronu zůstává v prvním přiblížení stále stejně pevná.

Pišme tedy obecněji,  $(5 - \eta_0) \pi r^2$ , kdež  $\eta_0$  bude nějakou funkcí atomového čísla a uvažovaného niveau. Tím tedy máme pro plochu  $A'$ , kterou obalové elektrony kladou v cestu odletujícímu fotonu, výraz

$$A' = \frac{\pi r^2}{2} \left( (5 - \eta_0) N_K + \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots \right) \quad (7)$$

a tedy

$$\tau = n A' \varphi(N, \nu_K), \text{ pro } \nu = \nu_K + \varepsilon, \text{ lim } \varepsilon = 0. \quad (8)$$

Absorpční skok na niveau  $K$ , jenž je definován poměrem absorpčního transformačního koeficientu pro frekvence těsně před absorpční hranou k témuž koeficientu těsně za absorpční hranou, označme  $\delta_{K/L_1}$ . Je patrně

$$\delta_{K/L_1} = \frac{nA' \varphi(N, \nu_K)}{nA \varphi(N, \nu_K)} = \frac{(5 - \eta_0) N_K + \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots}{\frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots} \quad (9)$$

5. Vzorec (9) formálně zjednodušíme kladouce

$$a = \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots;$$

máme  $\delta_{K/L_1} = \frac{(5 - \eta_0) N_K + a}{a}$  čili, provedeme-li dělení a uvá-

žíme, že  $N_K = 2$ , a kladouce  $N_K \eta_0 = \eta$ ,

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10 - \eta}{a}. \quad (9'')$$

Další text není třeba obsírně uváděti, až opět několik vět na str. 7 citované práce prof. Posejpal, jejichž slovné znění jest toto:

„Přesná kontrola†) vyžaduje znalost funkce  $\eta$ . Z její povahy plyne, že je malou veličinou pro prvky s malým atomovým číslem, že s atomovým číslem  $N$  roste, rychleji pro malá  $N$ , stále volněji a volněji pro  $N$  stoupající, a že samozřejmě nějak závisí na veličinách charakterisujících uvažované niveau. Její teoretické určení by předpokládalo podrobnou znalost intraatomového elektromagnetického pole a jemu odpovídající polarisace éteru. Je-li náš vzorec (9) správný, musí býti možno udati pro  $\eta$  zkusmo funkci přibližnou tak, aby průběh funkce  $\delta_{K/L_1} = f(N)$  souhlasil s pozorováním. Zvolme funkci

$$\eta = \frac{1}{2} \left[ \frac{N-2}{N+1} \sum_{N=3}^N \frac{1}{N-2} + \frac{N-3}{N+1} \sum_{N=4}^N \frac{N+2}{N+1} \cdot \frac{1}{N-3} \right]. \quad (10)''$$

II. Vzorec prof. Posejpal jest *empirický*. — Z posledních vět předešlého odstavec jest patrné, že prof. Posejpal zvolil veličinu  $\eta$  ve vzorci

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10 - \eta}{a} \quad (9')$$

†) rozuměj: vzorec (9'). — (Poznámka moje.)

zkusmo a přibližně tak, aby průběh funkce  $\delta_{K/L_s} = f(N)$  souhlasil s pozorováním; při tom za  $a$  klade hodnotu, k níž dospěl spekulacemi, které jsem si právě dovolil slovně reprodukovat, a které *fysika nemůže akceptovat*, jak čtenář bez námahy pozná sám. Tato hodnota jest (ve stručném označení, jež bude na příkladech ještě vysvětleno)

$$a = \sum_{r=1}^4 \sum_{s=1}^{2r+1} \frac{r^2 + s - 1}{(r^2 + s)^3} N_{r^2+s-1}, \quad (A)$$

při čemž

$$\begin{aligned} \text{pro } r = 1 \text{ jest } N_s &= N_{L_s}, & (s = 1, 2, 3), \\ \text{,, } r = 2 \text{ ,, } N_{3+s} &= N_{M_s}, & (s = 1, 2, 3, 4, 5), \\ \text{,, } r = 3 \text{ ,, } N_{8+s} &= N_{N_s}, & (s = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7), \\ \text{,, } r = 4 \text{ ,, } N_{15+s} &= N_{O_s}, & (s = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9). \end{aligned} \quad * \dagger$$

Patrně  $\sum_{r=1}^4 \sum_{s=1}^{2r+1} N_{r^2+s-1} = N$  jest atomové číslo prvku a  $N_{L_s}$  značí počet elektronů normálně přítomných na niveau  $L_s$  atd.

Obširněji rozepsáno  $a$  zní takto:

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \\ &+ \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \frac{5}{6^3} N_{M_2} + \dots + \frac{8}{9^3} N_{M_4} + \\ &+ \frac{9}{10^3} N_{N_1} + \frac{10}{11^3} N_{N_2} + \dots + \frac{15}{16^3} N_{N_7} + \\ &+ \frac{16}{17^3} N_{O_1} + \frac{17}{18^3} N_{O_2} + \dots + \frac{22}{23^3} N_{O_9}. \end{aligned}$$

Aby pak bylo ihned patrné, jaké hodnoty pro  $N$  s různými indexy patří prvku, jehož atomové číslo jest  $N$ , uvádím dále tabulku, podle níž se řídil prof. Posejpal při sestavování číselných dat na str. 177—178 tohoto ročníku „Časopisu“:

Pomocí této tabulky 1 snadno určíme příslušná čísla  $N_{L_s}$  atd. Příklady:

Prvek č. 19 (K):

$$19 = \underbrace{(2)}_K + \{ \underbrace{(2)}_{L_1} + \underbrace{(2)}_{L_2} + \underbrace{(4)}_{L_3} \} + \{ \underbrace{(2)}_{M_1} + \underbrace{(2)}_{M_2} + \underbrace{(4)}_{M_3} + \underbrace{1}_{M_4} \}.$$

\*†)  $s = 8; 9$  by však odpovídalo prvku, jež by měl atomové číslo 93; 94; takové prvky však známy nejsou a proto hodnoty  $s = 8; 9$  sluší vynechat.



Tabulka 1.

Atomové číslo*) N	Jméno prvku	Počet elektronových sfér	Jméno poslední sféry (niveau)	Počet elektronů plně obsazených poslední sféry	Číslo r ve vzorci (A)	Číslo s ve vzorci (A)
2	He	1	K	2	—	—
4	Be	2	L <sub>1</sub>	2	1	1
6	C	3	L <sub>2</sub>	2		2
10	Ne	4	L <sub>3</sub>	4		3
12	Mg	5	M <sub>1</sub>	2	2	1
14	Si	6	M <sub>2</sub>	2		2
18	A	7	M <sub>3</sub>	4		3
22	Ti	8	M <sub>4</sub>	4		4
28	Ni	9	M <sub>5</sub>	6		5
30	Zn	10	N <sub>1</sub>	2	3	1
32	Ge	11	N <sub>2</sub>	2		2
36	Kr	12	N <sub>3</sub>	4		3
40	Zr	13	N <sub>4</sub>	4		4
46	Pd	14	N <sub>5</sub>	6		5
52	Te	15	N <sub>6</sub>	6		6
60	Nd	16	N <sub>7</sub>	8		7
62	Sm	17	O <sub>1</sub>	2	4	1
64	Gd	18	O <sub>2</sub>	2		2
68	Er	19	O <sub>3</sub>	4		3
72	Hf	20	O <sub>4</sub>	4		4
78	Pt	21	O <sub>5</sub>	6		5
84	Po	22	O <sub>6</sub>	6		6
92	U	23	O <sub>7</sub>	8		7

Prvek č. 75 (Re):

$$\begin{aligned}
 75 = & (2) + \{(2) + (2) + (4)\} + \{(2) + (2) + (4) + (4) + (6)\} + \\
 & \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 & K \quad L_1 \quad L_2 \quad L_3 \quad M_1 \quad M_2 \quad M_3 \quad M_4 \quad M_5 \\
 & + \{(2) + (2) + (4) + (4) + (6) + (6) + (8)\} \\
 & \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 & \quad N_1 \quad N_2 \quad N_3 \quad N_4 \quad N_5 \quad N_6 \quad N_7 \\
 & + \{(2) + (2) + (4) + (4) + 3\}. \\
 & \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 & \quad O_1 \quad O_2 \quad O_3 \quad O_4 \quad O_5.
 \end{aligned}$$

Vraťme se nyní k předposlední větě odst. I. — P. prof. Posejpal praví: „Je-li náš vzorec (9) správný, musí být možno udati pro  $\eta$  zkusmo funkci přibližnou tak, aby průběh funkce  $\delta_{K/L_1} = f(N)$  souhlasil s pozorováním.“ S pozorováním je těžko docílit souhlasu,

\*) Zde jsou uvedeny pouze ty prvky, které mají všechny sféry, jež jim přísluší, elektrony plně obsazené.

neboť hodnoty  $\nu$  posl. sloupci tabulky na str. 177—178 článku p. prof. Posejpalu se často velmi od sebe různí. Za to lze docílit shody s hodnotami získanými podle empirického pravidla Richtmyerova-Jönssonova (viz str. 175 citovaného článku p. autorova), které jsou uvedeny v předposledním sloupci tabulky prof. Posejpalu na str. 177—178. A o tento souhlas se p. prof. Posejpal také při volbě výrazu pro  $\eta$  zjevně snažil, což však mu nelze vytýkati. Z grafického znázornění na str. 176 cit. čl. (obr. 2), kde body na křivce (nebo v její blízkosti) označené kroužky odpovídají hodnotám získaným z pravidla Richtmyerova-Jönssonova, lze se snadno přesvědčiti, že závislost, o níž p. prof. Posejpal mluví (viz předposlední větu odst. I. této stati), jest přibližně takováto:

$$\delta_{K/L_1} = f(N) = 4,3 + \frac{110}{N}. \quad (B)$$

Jest ihned patrné, že vzorec p. prof. Posejpalu

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10 - \eta}{a} \quad (9')$$

lze učiniti velmi přibližně shodným s předešlým *empirickým* vzorcem vhodnou volbou veličiny  $\eta$ , ať si zvolíme za  $a$  (kromě nuly) *cokoli*, nejen snad výraz (A). Běží totiž o ustanovení neznámé  $\eta$  z rovnice

$$1 + \frac{10 - \eta}{a} = 4,3 + \frac{110}{N},$$

kde  $a$  si předem zvolíme (třebas libovolně). — A tak souvětí p. prof. Posejpalu: „Je-li náš vzorec (9) správný, musí býti možno udati pro  $\eta$  zkusmo funkci přibližnou tak, aby průběh funkce  $\delta_{K/L_1} = f(N)$  souhlasil s pozorováním“, obsahuje — mírně řečeno — zbytečné předvětí, neboť  $\eta$  lze vždy voliti tak, aby při daném (jinak libovolném)  $a$  bylo dosaženo (přibližné) shody s měřením (vlastně s předposledním sloupcem tabulky prof. Posejpalu na str. 177—178). Zásluha p. prof. Posejpalu spočívá jedině v tom, že pro  $\eta$  udal elegantní řadu

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ \frac{N-2}{N+1} \sum_{p=3}^N \frac{1}{p-2} + \frac{N-3}{N+1} \sum_{p=4}^N \frac{p+2}{p+1} \cdot \frac{1}{p-3} \right\}.$$

čímž vzbudil u čtenáře ještě více důvěry ve své tvrzení: „Na základě svých představ o povaze světelného éteru jsem *odvodil* pro absorpční skok  $\delta_{K/L_1}$ , následující výraz...“ (viz odst. 4 na str. 174 cit. čl.). Ovšem po přečtení odst. I této stati, jenž obsahuje slovné znění úvah p. prof. Posejpalu, a po výkladech v tomto odst. II, které obsahují z valné části vlastně samozřejmosti,

nabude čtenář přesvědčení, že o odvození vzorce, který udal prof. Posejpal, nemůže býti ani řeči. Vzorec je empirický.

Proti tomuto poslednímu mému tvrzení lze uvést námitku, že vzorec prof. Posejपालa dává aspoň (velmi) hrubý souhlas s měřením, i když  $\eta = 0$ . Pro tento případ dává vzorec prof. Posejपालa u aluminia 15,863 proti naměřené hodnotě 12,6. Pro síru dává 14,681 proti 11,0; u mědi 12,168 proti 8,24; 8,2; 9,8; 9; 8,5 (což jsou výsledky různých měření). Ale tento, byť hrubý souhlas, jest dosažen tím, že „účinný povrch, který jednotlivý elektron klade v cestu fotonu, není  $\pi r^2$ , nýbrž  $5\pi r^2, \dots$ “ (viz str. 337, ř. 15 této stati; jsou to *ipsissima verba* prof. Posejपालa). Toto tvrzení autorovo jest však, jako mnoho jiných, které jsem reprodukoval z práce prof. Posejपालa v odst. I této stati, zcela libovolné, *ad hoc* zvolené jen proto, aby výsledek úvah autorových souhlasil se zkušeností. Tvrzení autorovo postrádá přesvědčivosti vůbec, jak čtenář pozná bez námahy sám. Bližší rozbor jednotlivých kroků, které činí prof. Posejपाल, v úvahách reprodukováných v odst. I této stati, vedl by zde příliš daleko; hodlám tak učiniti na jiném místě. Pokud se pak výroků prof. Posejपालa reprodukováných na počátku odst. I této stati týče, o tom se zmíním zde ještě později (viz odst. V). — Jest patrné, že námitka, kterou jsem nadhodil v předešlých řádcích, nijak nezeslabuje tvrzení, že vzorec prof. Posejपालa jest *empirický*.

Abý bylo patrné, jak souhlasí *empirický* vzorec, který udávám výše,

$$\delta_{K/L_1} = 4,3 + \frac{110}{N} \quad (B)$$

s *empirickým* vzorcem prof. Posejपालa

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10 - \eta}{a}, \quad (9')$$

jakož i s hodnotami naměřenými a vypočtenými podle *empirického* pravidla Richtmyerova-Jönssonova, uvádím dále dvě tabulky (tab. 2; 3).

Jak patrné, jest jednoduchý vzorec (B) zcela schopen konkurence se složitým vzorcem (9'), který udal prof. Posejपाल. Vzorec (B) by se jistě dal ještě zdokonaliti. Ale jest ponechána úmyslně jeho jednoduchá forma, abý bylo patrné, jak jednoduše lze dosáti prakticky téhož cíle, kterého docíluje prof. Posejपाल síce primitivními prostředky (elementární metrická geometrie koule, úměrnost, elementární pojmy z počtu pravděpodobnosti), za to však velmi složitě, nejasně, ba dokonce leckde i zřejmě nesprávně.

Tabulka 2.

Hodnoty  $\delta_{K/L_1}$  vypočtené.

N	Prvek	Vzorec (9') (Posejpal)*	$E_K/E_{L_I}$ R.-J.**	Vzorec (B) (Trkal)
13	Al	12,31	13,3	12,76
16	S	10,95	10,9	11,18
17	Cl	10,59	10,3	10,77
18	A	10,25	9,8	10,41
26	Fe	8,55	8,47	8,53
28	Ni	8,24	8,32	8,23
29	Cu	8,11	8,24	8,09
30	Zn	7,99	8,16	7,97
36	Kr	7,42	7,6	7,36
42	Mo	7,00	6,94	6,92
46	Pd	6,76	6,72	6,69
47	Ag	6,71	6,69	6,64
50	Sn	6,56	6,52	6,50
54	X	6,38	6,3	6,34
74	W	5,73	5,73	5,79
78	Pt	5,63	5,61	5,71
79	Au	5,61	5,60	5,69
82	Pb	5,54	5,53	5,64

\*) Hodnoty prof. Posejपालa jsem zaokrouhlil na 2 des. místa.

\*\*) Podle empirického pravidla (Richtmyer-Jönsson). \*

Hodnotu (13 Al) 13,3 získal E. Jönsson (Diss. Upsala 1928, p. 62) *extrapolací* hodnot  $E_{L_I}$ , příslušejících vyšším prvkům, poněvadž hodnota  $E_{L_I}$  u Al dosud změřena nebyla. Tak obdržel pro Al hodnotu  $E_{L_I} = 8,6$ , jež se mi zdá trochu nízká; proto jest číslo 13,3 poněkud vysoké. — Hodnoty (16 S) 10,9; (17 Cl) 10,3; (18 A) 9,8 obdržel B. Woernle (Ann. d. Phys. (5), 5, 503, 1930) ze známých hodnot  $E_{L_{II}}$  za předpokladu konstantní difference  $\Delta\sqrt{v}$ ; hodnoty  $E_{L_I}$  u těchto tří prvků nebyly totiž dosud také experimentálně stanoveny. — Hodnoty (36 Kr) 7,6 a (54 X) 6,3 uvádí F. Kirchner (viz první pozn. pod násl. tab. 3) a musily být stanoveny rovněž nepřímou, neboť  $E_{L_I}$  u těchto obou prvků nebylo dosud experimentálně stanoveno. —

Ostatní hodnoty v předposl. sloupci jsou čísla, která uvádí prof. Posejपाल ve své tabulce (v cit. čl. na str. 177—178) v předposl. sloupci; pramen, odkud data k těmto číslům byla čerpána, prof. Posejपाल neuvádí. Čísla jím uvedená liší se někde poněkud od čísel, která vypočetl E. Jönsson (Diss., l. c., p. 84—97) z experimentálních dat  $E_K$ ,  $E_{L_I}$ , uvedených v knize: M. Siegbahn, The Spectroscopy of X-Rays, Oxford 1925, p. 184 (srvn. E. Jönsson, l. c., p. 61, pozn. 8: 2 pod čarou). Také od čísel, která obdržíme z nejnovějších dat obsažených v 2. vyd. knihy M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1931, str. 346—348, se čísla prof. Posejपालa někde poněkud odchyľují. — Srvn., „Poznámku při korektuře“ na konci této stati.

Tabulka 3. \*)

Hodnoty  $\delta_{K/L_1}$  naměřené.

At. čís. N	Prvek	Richtmyer 1921 <sup>1)</sup>	Williams a Worsnop 1921 <sup>2)</sup>	Richtmyer a Warburton 1924, Richtmyer 1926 <sup>3)</sup>	Stoner a Martin 1925 <sup>4)</sup>	Allen 1926 <sup>5)</sup>  max-min	Jönsson vypočítal z dat Allenových	Jönsson <sup>6)</sup>	Richtmyer <sup>9)</sup> 1927			Anger <sup>7)</sup>	Woernle <sup>10)</sup>	Předposlední sloupec tabulky 2. této stati	$\frac{\delta-1}{\delta}$ <sup>11)</sup>
									$\epsilon = 0$	$= 0.2$	$= 1.0$				
13	Al							12,6						13,3	0,92
16	S												11,0	10,9	0,98
17	Cl												10,4	10,3	0,93
18	A												10,0	9,8	0,90
26	Fe					10—9,5	9,2							8,47	0,89
28	Ni					9,8—8,8	8,2	8,3						8,32	0,88
29	Cu					9,8—9,1	8,5	8,2						8,24	0,88
30	Zn					9,5—8,8	7,5							8,16	0,88
36	Kr													7,6	0,87
42	Mo	8,7	7,06	7,5					6,55	6,63	7,02	6,1		6,94	0,86
46	Pd				6,8									6,72	0,85
47	Ag	7,3	6,76	7,8	6,7	7,7—7,3			6,05	6,12	6,65			6,69	0,85
50	Sn			6,6	6,1	7,6—6,9			5,86	5,98	6,56			6,52	0,85
54	X											5,6		6,3	0,84
74	W			5,65 <sup>8)</sup>		6,4—?								5,73	0,83
78	Pt					6,0								5,63	0,82
79	Au			5,65		5,8			3,9	4,2	6,5			5,61	0,82
82	Pb		3,5	5,4		5,0								5,54	0,82

\*) Tato tabulka jest až na 2., 3. a 4. řádek reprodukcí tabulky, kterou uvádí F. Kirchner v 24. svazku (1. díl) kompendia „Handbuch der Experimentalphysik“ (Wien-Harms), (1930) na str. 256. — Srovn. pozn. \*) na str. 351.

1) F. K. Richtmyer, Phys. Rev. 18, 13, 1921.

2) W. E. Williams, B. L. Worsnop, Nature 108, 306, 1921.

3) F. K. Richtmyer, F. W. Warburton, Phys. Rev. 23, 291, 1924.  
F. K. Richtmyer, Phys. Rev. 27, 1, 1926.

4) E. C. Stoner, L. A. Martin, Proc. Roy. Soc. (A) 107, 312, 1925.

5) S. J. M. Allen, Phys. Rev. 28, 907, 1926.

6) E. Jönsson, Diss. Upsala 1928, p. 62.

7) P. Auger, Ann. de phys. 6, 224, 1926.

8) Hodnota 5,55 udaná na jednom místě textu (Richtmyer, Phys. Rev. 27, 8, 1926) pro W jest zatížena, jak se zdá, tiskovou chybou.

9) F. K. Richtmyer, Phys. Rev. 30, 758, 1927.

10) B. Woernle, Ann. der Phys. (5), 5, 475, 1930.

11) Srovn. text za odkazem k pozn. \*†) pod čarou na str. 351 této stati.  
— Zde  $\delta$  značí totéž jako  $\delta_{K/L_1}$ .

Vzorci (B) lze dáti také tento tvar:

$$\frac{1}{10} \left( \delta_{K/L_1} - \frac{1}{10} \sqrt{\frac{M}{m}} \right) N = 11,$$

kde  $M$  značí hmotu protonu,  $m$  hmotu elektronu;  $M/m = 1849 = 43^2$ . *Romantický* (sit venia verbo!) výklad významu tohoto vzorce by byl tento: měřením absorpčního skoku  $K$  lze najíti poměr hmot protonu a elektronu  $M/m$ .\*) Čtenář však chápe, že jsem dalek této interpretace, jež by však nezůstávala příliš pozadu za výkladem prof. Posejpalu o významu jeho vzorce: „Náš

Tabulka 4.

*Uspořádání elektronů v jednotlivých sférách.*

(R. Swinne.)

Část I. ( $N = 19 \div 36$ .)

Počet elektronů (všech v této části uvedených prvků) na sféře:  $K, L_I, L_{II}, L_{III}$ , jest po řadě: 2, 2, 2, 4.

Počet elektronů na dalších sférách jest tento:

N	Prvek	Počet elektronů na sféře:							
		$M_I$	$M_{II}$	$M_{III}$	$M_{IV}$	$M_V$	$N_I$	$N_{II}$	$N_{III}$
19	K	2	2	4	—	—	1	—	—
20	Ca	2	2	4	—	—	2	—	—
21	Sc	2	2	4	1		2	—	—
22	Ti	2	2	4	2		2	—	—
23	V	2	2	4	3		2	—	—
24	Cr	2	2	4	5		1	—	—
25	Mn	2	2	4	5		2	—	—
26	Fe	2	2	4	6		2	—	—
27	Co	2	2	4	7		2	—	—
28	Ni	2	2	4	8		2	—	—
29	Cu	2	2	4	4	6	1	—	—
30	Zn	2	2	4	4	6	2	—	—
31	Ga	2	2	4	4	6	2	1	—
32	Ge	2	2	4	4	6	2	2	—
33	As	2	2	4	4	6	2	2	1
34	Se	2	2	4	4	6	2	2	2
35	Br	2	2	4	4	6	2	2	3
36	Kr	2	2	4	4	6	2	2	4

\*) V tomto „romantickém“ tvaru vzorce (B) může vaditi snad ještě číslo 10 a 11. Připomínám však, že číslo 10 hraje zvláštní úlohu v práci Eddingtonově, Preliminary Note on the Masses of the Electron, the Proton, and the Universe. — Proc. Cambr. Phil. Soc. 27, p. 15-19, 1931. — K této věci se vrátím na jiném místě.

(Tabulka 4.)

Část II. ( $N = 37 \div 54$ .)Počet elektronů na sféře:  $K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I, M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_V$ , jest po řadě: 2, 2, 2, 4, 2, 2, 4, 4, 6.

Počet elektronů na dalších sférách jest tento:

N	Prvek	Počet elektronů na sféře:									
		$N_I$	$N_{II}$	$N_{III}$	$N_{IV}$	$N_V$	$N_{VI}$	$N_{VI} O_I$	$O_{II}$	$O_{III}$	
37	Rb	2	2	4	—	—	—	—	1	—	—
38	Sr	2	2	4	—	—	—	—	2	—	—
39	Y	2	2	4	1		—	—	2	—	—
40	Zr	2	2	4	2		—	—	2	—	—
41	Nb	2	2	4	4		—	—	1	—	—
42	Mo	2	2	4	5		—	—	1	—	—
43	Ma	2	2	4	(6)		—	—	(1)	—	—
44	Ru	2	2	4	7		—	—	1	—	—
45	Rh	2	2	4	8		—	—	1	—	—
46	Pd	2	2	4	4		6	—	—	—	—
47	Ag	2	2	4	4		6	—	—	1	—
48	Cd	2	2	4	4		6	—	—	2	—
49	In	2	2	4	4		6	—	—	2	1
50	Sn	2	2	4	4		6	—	—	2	2
51	Sb	2	2	4	4		6	—	—	2	2
52	Te	2	2	4	4		6	—	—	2	2
53	J	2	2	4	4		6	—	—	2	2
54	X	2	2	4	4		6	—	—	2	2

vzorec nabývá tím na významu, že nám umožní, na základě velmi přesných měření absorpčního skoku, zjišťovati skutečné obsazení energetických niveau obalovými elektrony“ (viz str. 179 cit. čl.). Jak tomu doopravdy jest, seznáme v následujícím odstavci.

III. Skutečné obsazení energetických niveau a vzorec prof. Posejpal. — Vedlo by zde příliš daleko, kdybych měl uváděti důvody, proč obsazení jednotlivých sfér elektrony v atomu jednotlivých prvků periodické soustavy Mendělejevovy jest takové, jak udává další tabulka č. 4, jež jest vzata z 3. dílu učebnice „Lehrbuch der technischen Physik“, kterou za spolupráce četných odborníků vydal G. Gehlhoff. V tomto 3. (a zároveň posledním) dílu, vydaném r. 1929 v Lipsku (J. A. Barth), jest obsáhlá stať „Der Feinbau der Stoffe“, kterou napsal R. Swin-ne (celkem 87 stran). V odstavci *D* jeho staťi „Anordnungen der Elektronen“ (str. 57—72) jest pak přehledné odůvodnění obrazu o uspořádání elektronů v jednotlivé skupiny (sféry, slupky, niveau), který potom souborně podávají na str. 62, 64—65

(Tabulka 4.)

Část III. ( $N = 55 \div 90$ .)

Počet elektronů na sféře:  $K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I, M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_V, N_I, N_{II}, N_{III}, N_{IV}, N_V$ , jest po řadě: 2, 2, 2, 4, 2, 2, 4, 4, 6, 2, 2, 4, 4, 6.

Počet elektronů na dalších sférách jest tento:

N	Prvek	Počet elektronů na sféře:														
		$N_{VI}$	$N_{VII}$	$O_I$	$O_{II}$	$O_{III}$	$O_{IV}$	$O_V$	$O_{IX}$	$P_I$	$P_{II}$	$P_{III}$	$P_{IV}$	$P_V$	$P_{XI}$	$Q_I$
55	Cs	—	—	2	2	4	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—
56	Ba	—	—	2	2	4	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—
57	La	—	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
58	Ce	1	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
59	Pr	2	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
60	Nd	3	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
61	Il	4	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
62	Sm	5	—	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
63	Eu	(5)	(1)	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
64	Gd	6	1	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
65	Tb	6	2	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
66	Dy	6	3	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
67	Ho	6	4	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
68	Er	6	5	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
69	Tu	6	6	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
70	Ad	6	7	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
71	Cp	6	8	2	2	4	(1)		(2)	—	—	—	—	—	—	—
72	Hf	6	8	2	2	4	2	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
73	Ta	6	8	2	2	4	3	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
74	W	6	8	2	2	4	4	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
75	Re	6	8	2	2	4	5	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
76	Os	6	8	2	2	4	6	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
77	Ir	6	8	2	2	4	7	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
78	Pt	6	8	2	2	4	8	(2)	—	—	—	—	—	—	—	—
79	Au	6	8	2	2	4	4	6	(1)	—	—	—	—	—	—	—
80	Hg	6	8	2	2	4	4	6	(2)	—	—	—	—	—	—	—
81	Tl	6	8	2	2	4	4	6	2	1	—	—	—	—	—	—
82	Pb	6	8	2	2	4	4	6	2	2	—	—	—	—	—	—
83	Bi	6	8	2	2	4	4	6	2	2	1	—	—	—	—	—
82	Po	6	8	2	2	4	4	6	2	2	2	—	—	—	—	—
85	—	6	8	2	2	4	4	6	2	2	3	—	—	—	—	—
86	Em	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	—	—
87	—	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	1	—
88	Ra	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	2	—
89	Ac	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	(2)	—
90	Th	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	(2)	—
91	Pa	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	(2)	—
92	U	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4	—	—	—	(2)	—



tabulky č. 26, 27, 28, z nichž reprodukuji aspoň to, co pro další nezbytně jest zapotřebí.

Až po argon ( $N = 18$ ) souhlasí rozvrstvení elektronů s tím, co obsahuje tabulka 1 této mojí stati, sestavená podle údajů p. prof. Posejpal. U dalších prvků se obsazení liší od tabulky 1, jak ukazuje tabulka 4.

Poslední dva řádky (91 Pa, 92 U) jsou vzaty z 5. vyd. knihy A. Sommerfeld, *Atombau u. Spektrallinien*, (1931), str. 177, tab. 10; v této knize na str. 172—177 (tab. 7—10) jsou uvedena čísla, udávající počet elektronů v jednotlivých sférách, s tím toliko rozdílem, že jest uveden zvlášť vždy jen počet elektronů na sféře mající index I, kdežto počet elektronů na sférách opatřených indexy II a III je udán sumárně (nespecifikováno, kolik je jich na jedné a kolik na druhé); podobně je to provedeno i u sfér opatřených indexy IV a V, dále VI a VII atd. — Jinak počet elektronů na jednotlivých sférách souhlasí s tabulkou zde reprodukovanou. — Také tabulka, kterou udávají J. C. McLennan, A. B. McLay, H. G. Smith (*Proc. Roy. Soc.*, vol. 112, p. 77—79, 1926) je v podstatě táž jako u Sommerfelda. Konečně tabulka, kterou uvádí M. Siegbahn ve 2. vydání své knihy „Spektroskopie der Röntgenstrahlen“ (1931) podle díla L. Pauling-S. Goudsmit, *The structure of line Spectra* souhlasí s údaji Sommerfeldovými. V citované knize Siegbahnově jest též stručně uveden na str. 385 důvod, proč nerozděluje elektrony na *všechny* sféry: „In den äußeren Niveaus, wo eine Kuppelung nach Russel-Saunders anzunehmen ist, kann man zwar nicht den einzelnen Elektronen von demselben  $l$ -Wert individuelle  $j$ -Werte zuerteilen, sondern hat z. B. die zu  $L_{II}L_{III}$  - Niveaus gehörigen sechs Elektronen als eine Gruppe zu rechnen.“

V uvedené knize Sommerfeldově na str. 477 a násl. lze se též podrobně poučiti o t. zv. „Russel-Saunders-Kuppelung“ [viz *Astrophys. Journ.* 61, 38 (1925)] a mimo to na str. 491 jest zmínka o tom, že tabulku 4 v této mé stati našli, opírajíce se o názory Bohrovy, na sobě nezávisle E. Stoner (*Phil. Mag.*, vol. 48, p. 719 (1924)) a Main Smith (*Chemistry and Atomic Structure*, Van Nostrand (1924)). — Čísla v závorkách v tabulce 4 nejsou zcela bezpečná (podle Swinneho).

Celkem však vidíme, že nějakých *podstatných* nejistot v rozdělení elektronů na jednotlivé sféry (niveaux) — jak se o tom zmiňuje prof. Posejpal v cit. článku letoš. „Časopisu“ na str. 176, ř. 8 a 9 zd. — současná fyzikální literatura *nezná*.

Porovnejme nyní tabulku 4 (dnešní fyzikou přijatou za platnou) s tabulkou 1 (které užívá prof. Posejpal).

První odchylka se vyskytuje u  $N = 19$  (K). Podle prof. Posejpal jest

$$19 = (2) + \{(2) + (2) + (4)\} + \{(2) + (2) + (4)\} + 1.$$

$$\begin{array}{cccccccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ N_K & N_{L_I} & N_{L_2} & N_{L_3} & N_{M_I} & N_{M_2} & N_{M_3} & N_{M_4} \end{array}$$

Podle tabulky 4 jest však

$$19 = (2) + \{(2) + (2) + (4)\} + \{(2) + (2) + (4)\} + 1.$$

$$\begin{array}{cccccccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ N_K & N_{L_I} & N_{L_{II}} & N_{L_{III}} & N_{M_I} & N_{M_{II}} & N_{M_{III}} & N_{N_I} \end{array}$$

Tedy pro  $N = 19$  bude nutno zaměnit hodnotu

$$a = 0,77959 = 0,76592 + \frac{7}{8^3},$$

jak ji udává prof. Posejpal, číslem menším:

$$a = 0,77492 = 0,76592 + \frac{9}{10^3},$$

které plyne z tab. 4. — Hodnota  $\eta$  jest v obou případech táž, totiž

$$\eta = 3,00073.$$

Tudíž místo hodnoty  $\delta_{K/L_1} = 9,978$  (prof. Posejpal) obdržíme číslo 10,032. Rozdíl obou hodnot jest však tak malý, že sotva bude lze porovnáním obou čísel s naměřenou hodnotou (i kdyby ji bylo možno přesně zjistiti) rozhodnouti mezi nimi.

Jako druhý příklad vezměme  $N = 26$  (Fe). Podle prof. Posejpal jest

$$26 = (2) + \{(2) + (2) + (4)\} + \{(2) + (2) + (4) + (4)\} + 4.$$

$$\begin{array}{cccccccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ N_K & N_{L_I} & N_{L_2} & N_{L_3} & N_{M_I} & N_{M_2} & N_{M_3} & N_{M_4} & N_{M_5} \end{array}$$

Podle tabulky 4 jest však

$$26 = (2) + \{(2) + (2) + (4)\} + \{(2) + (2) + (4) + (6)\} + 2$$

$$\begin{array}{cccccccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ N_K & N_{L_I} & N_{L_{II}} & N_{L_{III}} & N_{M_I} & N_{M_{II}} & N_{M_{III}} & N_{M_{IV}} + N_{M_V} & N_{N_I} \end{array}$$

Pro  $N = 26$  jest podle prof. Posejpal

$$a = 0,86450 = 0,76592 + 4 \cdot \frac{7}{8^3} + 4 \cdot \frac{8}{9^3};$$

naproti tomu (položíme-li ovšem  $N_{M_{IV}} = 4$ ,  $N_{M_V} = 2$ ) tabulka 4 dává číslo

$$a = 0,86055 = 0,76592 + 4 \cdot \frac{7}{8^3} + 2 \cdot \frac{8}{9^3} + 2 \cdot \frac{9}{10^3}.$$

Hodnota  $\eta = 3,47383$ , kterou prof. Posejpal udává pro  $N = 26$ , jest v obou případech táž. Tudiž místo hodnoty  $\delta_{K/L_1} = 8,549$  (prof. Posejpal) obdržíme číslo 8,584. Rozdíl obou posledních hodnot jest opět tak malý, že mezi nimi nerozhodne ani sebe přesněji (v daných mezích možnosti) změřená hodnota  $\delta_{K/L_1}$ . [V tab. 3 výše uvedené vidíme tyto hodnoty: 10 až 9,5; dále 9,2 (to jsou hodnoty naměřené) a 8,47 (hodnota vypočtená z empirického pravidla Richtmyerova-Jönssonova.)]

Tyto dva příklady, doufám, úplně postačí k tomu, aby čtenář nabyl pevného přesvědčení o tom, že vzorec prof. Posejपालa *nemůže* rozhodnouti otázku správného rozdělení elektronů na jednotlivé slupky atomu jakéhokoli prvku. To jsme činili mlčky ještě předpoklady (= tvrzení prof. Posejपालa), 1. že vzorec prof. Posejपालa jest vskutku teoreticky správně odvozen a 2. že měření absorpčního skoku  $K$  se dá opravdu přesně provésti. Avšak první předpoklad, jak čtenář měl již příležitost viděti, padl úplně; co pak se druhého týče, vyložím ihned, že dosud není naděje, že by se to mohlo podařiti.

Mimochodem ještě poznamenávám, že u těžších prvků ( $N$  veliké) shledáme ještě větší rozpor s tvrzením prof. Posejपालa o možnosti správného určení distribuce elektronů na jednotlivé sféry.

IV. Přesnost měření absorpčního skoku  $K$ . — V citovaném článku letošního ročníku „Časopisu“ vykládá prof. Posejपाल na str. 173 v odst. 2, jak se provádí experimentální stanovení absorpčního skoku  $\delta_{K/L_1}$ ; z toho čtenář vidí, že se tu užívá extrapolace. Je důležité zdůrazniti při tom ještě jistá fakta, o nichž mluví F. Kirchner v 24. svazku (1. díl) kompendia „Handbuch der Experimentalphysik“ (Wien-Harms), (1930) na str. 255:

„Zur Frage der experimentellen Ermittlung von  $\delta$  ist noch folgendes zu bemerken. Zunächst muß aus den gemessenen Schwächungskoeffizienten  $\mu$  zu beiden Seiten der Absorptionsgrenze auf die Grenzwerte  $\mu_{\max}$  und  $\mu_{\min}$  an der Absorptionsgrenze selbst extrapoliert werden. Diese Extrapolation bietet keine Schwierigkeit, zumal von Richtmyer<sup>1)</sup> durch besondere, sorgfältige Messungen experimentell bewiesen worden ist, daß das gewöhnliche Schwächungsgesetz bis unmittelbar an die Absorptionsgrenze heran gültig bleibt. Um nun aber zu  $\delta = \tau_{\max}/\tau_{\min}$  zu gelangen, muß von den extrapolierten  $\mu$ -Werten der Streukoeffizient  $\sigma$  abgezogen werden, der gewöhnlich aus den Schwächungsmessungen als Achsenabschnitt der Kurve  $\mu/\rho = f(\lambda)$  auf der  $\mu/\rho$ -Achse ermittelt wird (wobei wieder eine Extrapolation nötig ist!). In der Unsicherheit, die bezüglich der Kenntnis der Streukoeffi-

<sup>1)</sup> „Phys. Rev. 26, 724, 1925.“

zienten noch besteht, liegt nun — wenigstens im kurzwelligen Bereich — die Hauptschwierigkeit einer genauen Bestimmung von  $\delta$ .

Im folgenden\*) sind die bisher gemessenen Zahlenwerte von  $\delta$  für die  $K$ -Absorptionsgrenze verschiedener Elemente nach einer von Jönsson<sup>2)</sup> gegebene Tabelle zusammengestellt. Außer den von Jönsson angegebenen Zahlen sind in die Zusammenstellung noch die neuesten Messungsergebnisse von Richtmyer\*) an  $Mo$ ,  $Ag$ ,  $Sn$  und  $Au$  aufgenommen, wobei für  $\sigma/\rho$  drei verschiedene Zahlenwerte ( $\sigma/\rho = 0; 0,2; 1,0$ ) angenommen sind; die so ermittelten  $\delta$ -Werte zeigen sehr deutlich, wie weitgehend besonders im kurzwelligen Gebiet, d. h. bei Substanzen hoher Ordnungszahl, die Größe des Absorptionssprunges  $\delta$  durch die Unsicherheit von  $\sigma$  beeinflusst wird. Ferner sind in unsere Tabelle noch zwei  $\delta$ -Werte (für  $Kr$  und  $X$ ) eingefügt, die durch direkte Auszählung der photoelektrischen Elementarprozesse in der Wilsonkammer gewonnen sind (vgl. S. 281).

Aus den Zahlen der Tabelle geht hervor, daß die Größe des  $K$ -Absorptionssprunges  $\delta_K$  bei wachsender Kernladungszahl  $Z$  von 12,6 ( $Al$ ) bis auf etwa 5 ( $Pb$ ) abnimmt. Was den Absolutwert von  $\delta_K$  anlangt, der von den verschiedenen Beobachtern noch merklich verschieden gefunden wird, so hat als erster F. K. Richtmyer<sup>10)</sup> und in neuester Zeit wieder E. Jönsson darauf hingewiesen, daß  $\delta_K$  offenbar nahe gleich dem Verhältnis  $\nu_K/\nu_{L_I}$  der Frequenzen der  $K$ -bezw.  $L_I$ -Absorptionsgrenzen zu sein scheint. Dieses Frequenzverhältnis ist nach den von Jönsson angegebenen Zahlen in die vorletzte Spalte der Tabelle aufgenommen.\*\*\*) Um gleichzeitig eine anschauliche Darstellung der Meßresultate zu geben, habe ich bei Ordnungszahlen  $> 30$ , wo die  $\nu_K$  und  $\nu_{L_I}$ -Werte bekannt sind, die angeführten Zahlen ergänzt und in Fig. 117 durch die ausgezogene Kurve†) darstellt. Die Figur zeigt nun freilich, daß die gemessenen  $\delta_K$ -Werte fast sämtlich etwas höher liegen als die  $\nu_K/\nu_{L_I}$ -Kurve; es scheint aber immerhin nicht ganz ausgeschlossen, daß die Messungen noch durch eine systematische Fehlerquelle entstellt sind. In der letzten Spalte der Tabelle 17\*†) ist schließlich noch der Anteil der  $K$ -Absorption an der Gesamt-

2) „E. Jönsson, Diss. Upsala 1928.“

\*) Viz tab. 3 této mojí stati, která jest (až na druhý, třetí a čtvrtý řádek) reprodukce tabulky, kterou uvádí Kirchner l. c. str. 256.

10) „F. K. Richtmyer, Nature 120, 915, 1927.“

\*\*) Číslo v 2., 3. a 4. řádku (v předposl. sloupci) v tab. 3 této mojí stati jsou vzata z práce B. Woernle (Ann. der Phys. (5), 5, 475, 1930).

†) Místo této křivky, kterou neuvádím, stačí se podívat na křivku prof. Posejpalá, l. c.

\*†) Viz tab. 3 této mojí stati.

absorption, d. h. die relative Zahl der emittierten  $K$ -Elektronen  $n_K$  im Verhältnis zur Gesamtzahl der emittierten Photoelektronen  $n_K + n_L + \dots$  angegeben. Da für diese Größe die Abweichungen der gemessenen  $\delta$ -Werte von den entsprechenden  $\nu_K/\nu_L$ -Werten kaum in Betracht kommen, habe ich die Zahlen der letzten Spalte unmittelbar aus denjenigen der vorletzten Spalte mittels der Beziehung

$$\frac{n_K}{n_K + n_L + \dots} = \frac{\delta - 1}{\delta} = \frac{\nu_K - \nu_L}{\nu_K}$$

berechnet. Als Resultat ergibt sich, daß z. B. bei Al 92% der bei der Absorption emittierten Elektronen aus dem  $K$ -Niveau stammen; mit wachsender Ordnungszahl sinkt aber diese Zahl allmählich herab bis auf 82% bei Pt, Au und Pb.“

Z toho všeho jest viděti, že dosavadní způsob určování absorpčního skoku  $\delta_{K/L}$ , experimentem trpí poměrně malou přesností; proto tvrzení prof. Posejpal, že přesná měření absorpčního skoku  $K$  ve spojení s jeho vzorcem rozhodnou o správném obsazení elektronových sfér v jednotlivých atomech, není nijak odůvodněno, neboť p. autor neudává současně měrnou metodu, která by mohla dávatí lepší výsledky než způsob dosavadní.

Čtenář měl příležitost čtením předešlých řádků seznati, že ani jedno z obou hlavních tvrzení prof. Posejpal, která jsem na začátku této stati reprodukoval, neobstojí; naopak mohl shledati, že postup úvah prof. Posejpal jest místy nesprávný, místy příliš vyumělkovaný. Podobného charakteru jsou však i jiné práce prof. Posejpal, jak patrně z dalšího odstavce.

V. Různé poznámky k citované práci<sup>§)</sup> prof. Posejpal a také k některým jiným jeho pracím v příbuzných oborech. — Výše uvedená kniha Kirchnerova cituje prof. Posejpal dvakrát.

1. Na str. 211—212, kde se mluví o fotoelektrické absorpci Röntgenových paprsků, stojí psáno:

„Aus den oben erwähnten Experimenten läßt sich ohne weiteres der Schluß ziehen; daß die Zahl der emittierten Elektronen auch unabhängig von einer gleichzeitigen Bestrahlung sein muß; dies ist übrigens an der Ionisationswirkung schon im Jahre 1910 auch direkt nachgewiesen worden.<sup>2)</sup> Von der Absorption ist zwar in neuerer Zeit behauptet worden,<sup>3)</sup> daß sie durch eine gleichzeitige intensive Bestrahlung des absorbierenden Mediums beeinflußt werden könnte, und zwar derart, daß solche Atome,

§) Rozpravy II. tř. České akademie, roč. XLI, čís. 19, 1931, odst. 1.

<sup>2)</sup> „Millikan u. Moore, Phys. Rev. 30, 131, 1910.“

<sup>3)</sup> „V. Posejpal, C. R. 182, 272, 1926; 182, 767, 1926. Hierauf aufgebaut Spekulativen C. R. 183, 1097, 1926.“

die bereits infolge der Absorption angeregt worden sind, von neuem absorbieren sollen, noch während sie sich im angeregten Zustand befinden; eine einfache Überslagsrechnung zeigt aber, daß bei den heute zur Verfügung stehenden Röntgenstrahlenergien und bei den kleinen Verweilzeiten, die ja im Gebiete der Röntgenstrahlen nach den auf S. 161 beschriebenen Versuchen kleiner als von der Größenordnung  $10^{-10}$  sec sein müssen, die Zahl der jeweils vorhandenen angeregten Atome völlig verschwindet gegenüber der Zahl der nicht angeregten Atome. Auf welche andere Ursachen die gemessenen Änderungen zurückzuführen sind, muß natürlich dahingestellt bleiben.“

2. Na str. 365 a dalších téže knihy čteme v odstavci c), 2. ř. zd.: „Simekal<sup>1)</sup> hat eine empirische Formel für  $u_E$  angegeben:

$$u_E = \frac{16,2}{Z-1},$$

wobei  $Z$  die Ordnungszahl bedeutet. Da aber  $u_E$  stets kleiner sein muß als 1, ist die Formel natürlich nur für  $Z \gtrsim 18$  brauchbar. Eine andere empirische Formel ist von Martin<sup>1a)</sup> vorgeschlagen worden:

$$u_E = \left(\frac{21}{Z}\right)^2;$$

auch diese Formel kann natürlich nur für  $Z > 21$  benutzt werden.<sup>2)</sup>—

Prof. Posejpal uveřejňuje postupně od r. 1928 v „Rozpravách Čes. akad.“ celý cyklus „Příspěvků ke studiu světového éteru“ (viz pozn. <sup>8)</sup> pod čarou na začátku této stati). K prvnímu a druhému „Příspěvku“ prof. Posejपाल zaujal neobyčejně šetrně kritické stanovisko prof. Závíška.\*) Na str. 5 shrnuje prof. Závíška představy, na nichž založil prof. Posejपाल svou studii světového éteru takto: „Celý světový prostor byl kdysi vyplněn hmotou obrovské hustoty  $6 \cdot 10^{13} \text{ g/cm}^3$ . Tato hmota se transformovala všechna, až na poměrně malý zbytek, v elektromagnetické záření velmi malé vlnové délky, jehož energie obsažená v  $1 \text{ cm}^3$  činí  $0,55 \cdot 10^{35} \text{ ergů}$ , setrvačná hmota je táž jako dříve. Mimo to obsa-

<sup>1)</sup> „Ann. d. Phys. 81, 391, 1926.“—Písmeno  $u_E$  značí t. zv. hypotetický „vnitřní“ absorpční koeficient vlastního záření.

<sup>1a)</sup> „L. H. Martin, Proc. Roy. Soc. London 115, 440. 1927.“

<sup>2)</sup> „Auf Grund von verschiedenen Hypothesen über die Abhängigkeit der „inneren“ Absorption von den Dimensionen der Elektronenschalen hat Posejपाल (C. R. 184, 1541, 1927) für  $u_E$  Proportionalität mit  $Z^5 \cdot \lambda^3_K$  abgeleitet; eine nähere Prüfung dieser Beziehung an den experimentellen Ergebnissen dürfte sich aber kaum lohnen, da die notwendigen Hilfsannahmen zu künstlich erscheinen.“

\*) F. Závíška, Poznámky ke studiu světového éteru. — Rozpravy II. tř. České akademie, roč. XLI, čís. 5., 1931.

huje světový prostor neutrony, což mají býti jakési nehmotné kombinace protonu s elektronem; ty jsou v něm dokonale stěsnány a tvoří éter. Nazývá-li tedy autor svůj éter nehmotným, je patrně třeba to bráti s jistými výhradami.“

A dále: „Posejpal nepokouší se o nějaký soustavný výklad optických a elektromagnetických jevů, nýbrž aplikuje svou představu éteru na několik drobných fakt, dosti různorodých; je zajímavé, že ve všech případech vyjma jediný, o němž ostatně mluví jen stručně (stabilita atomů, I, p. 7) vlastně ani nepotřebuje hypotézy, kterou se snaží potvrditi, že totiž existují nějaké neutrony a že éter je z nich složen.“\*\*)

Pokud se týče výkladu prof. Posejpal a o částečném strhování světla, který je obsažen v „Prvním příspěvku“, stačí poukázati k článku prof. Posejpal a v předešlém čísle „Časopisu“ a ovšem i k poznámkám, které prof. Závíška k tomuto článku v tomto čísle „Časopisu“ připojuje. Stručně vyjádřeno: výklad prof. Posejpal a o strhování světla nevyhovuje ani po stránce početní ani s hlediska fyzikálního.

V „Druhém příspěvku“ počítá prof. Posejpal absorpční koeficienty éterového záření pro zemi a slunce. Prof. Závíška (Rozpravy, 1931) na str. 12 o tomto počítání praví, že prof. Posejpal „užívá k tomu úvah, jejichž správnost je více než pochybná.“ Na jiném místě hodlám ukázati, že odvození výrazu pro absorpci záření v kouli, které prof. Posejpal na str. 5 poslední citovaného svého pojednání uvádí, jest *úplně nesprávné*; právě citovanou větu prof. Závíšky bude tudíž nutno zaměnití větou, že prof. Posejpal „užívá k tomu úvah zcela nesprávných.“

Prof. Závíška končí svoje pojednání v „Rozpravách“ takto: „Všechny tyto autorovy úvahy o teplotě stálic, absorpci éterového záření zemí a sluncem atd. s teorií éteru vůbec nesouvisí; stačilo by k nim jen předpokládati, že světový prostor je vyplněn zářením, jehož hustota energie a vlnová délka mají hodnoty uvedené svrchu. O neutronech a složení éteru v nich vůbec není řeči.“

\*\*\*) O hypotéze existence neutronu viz na př. F. Rasetti, *Über die Natur der durchdringenden Berylliumstrahlung*, Naturwissenschaften, 20, 252, 1932. — („... Dieses Neutron, aus einem Proton und einem Elektron bestehend, hätte ungefähr die Masse eines Wasserstoffatoms ... Die Energie der Neutronen aus Beryllium (in der Richtung des einfallenden  $\alpha$ -Teilchens) ist, aus der Energie der sekundären  $H$ -Strahlen geschätzt, etwa 4,7 Millionen e-Volt ... Durch die Neutronenhypothese werden viele experimentelle Tatsachen einfach und zwanglos gedeutet ...“) — Ovšem takovýto neutron má být hmotu vodíkového atomu, nemůže býti částicí nehmotného éteru; naopak však neutron nehmotný, který by mohl sloužiti za „stavební kámen“ éteru, jest z jednoduchých důvodů nemožný. — (Pozn. při korektuře.)

Prof. Záviška ukázal tak nadmíru přesvědčivě, že úvahy a výsledky prof. Posejpal, obsažené v obou prvních příspěvcích prof. Posejpal (ke studiu světového éteru), jsou naprosto *neudržitelné*. —

„Třetí příspěvek“ prof. Posejpal, jehož obsah čtenář najde (ve vylíčení p. prof. Posejpal) v odst. I (v paragrafu 1) této mojí stati, podrobil jsem obšírnému rozboru v „Rozpravách“ 1932.\*\*\*) — Stručný obsah této práce prof. Posejpal jest však ve skutečnosti tento. Prof. Posejpal odvodil ze svých spekulací pro spec. hmotný difusní koeficient tvrdého radioaktivního záření  $\gamma$  ve vodíku hodnotu  $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H = 0,068 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ . (Při tom  $r = 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  jest poloměr elektronu†) a  $m_H = 1,662 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$  hmota vodíkového atomu.) Pak vypočetl z *nesprávných* údajů Neukirchenových o velikosti koeficientu  $\sigma/\rho$  ve vodě a glycerinu (nedbaje při tom, bohužel, ani těch správných poznatků vědy, které sám 5 let před tím převzal do své učebnice o Roentgenových paprscích) koeficient  $\sigma/\rho$  v uhlíku a kyslíku (pro velmi tvrdé paprsky  $\gamma$ ); tak našel číselné hodnoty  $(\sigma/\rho)_C = 0,042 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ ,  $(\sigma/\rho)_O = 0,035 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ . Všechny tři uvedené hodnoty  $\sigma/\rho$  platí podle prof. Posejpal pro velmi tvrdé paprsky  $\gamma$  nezávisle na jejich tvrdosti (efektivní vlnové délce záření). Naproti tomu podle zaručených výsledků měření čestných autorů v době od r. 1924 až do června 1930 (práce prof. Posejpal byla předložena v říjnu 1930) jest koeficient

$$(\sigma/\rho)_H = 2 (\sigma/\rho)_C = 2 (\sigma/\rho)_O$$

podstatně závislý na vlnové délce  $\lambda = c/\nu$  ( $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $\nu$  frekvence záření) radioaktivního záření  $\gamma$  (i velmi

\*\*) V. Trkal, O průchodu tvrdého záření  $\gamma$  hmotou obsahující jen nejléhčí prvky. — Předloženo II. tř. České akademie 5. února 1932. — Srovn. též další práci: V. Trkal, O difuzi  $\gamma$ -paprsků RaC. — Předloženo tamtéž téhož dne.

†) Jak je třeba definovati v dnešní fyzice poloměr volného elektronu, o tom viz M. Born, *Eine Bemerkung über den Elektronenradius*, *Naturwissenschaften*, 20, 269, 1932. — („Diese einfache Definition des Elektronenradius (ein freies Elektron!)  $r = \sqrt{\frac{8}{3}} \frac{e^2}{m_0 c^2}$  ( $m_0$  Ruhmasse,  $e$  Ladung des Elektrons,  $c$  Lichtgeschwindigkeit) als „wiksamer“ Radius gegen Photonenstoß scheidet in der Literatur merkwürdigerweise nicht angegeben zu sein. Sie scheint mir wichtig aus folgenden Gründen:

Erstens enthält sie keine Extrapolation elektrostatischer Gesetze (Energieformel) auf die Dimensionen  $10^{-13} \text{ cm}$ . Zweitens zeigt die Ableitung, daß es sich nicht um einen Radius im eigentlichen Sinne handelt, sondern eher um eine „absolute Unschärfe“ des Elektronenorts. Man sieht, daß solche Unschärferelationen, nach denen man heute eifrig sucht, schon im Gebiete langer, langsam schwingender Wellen auftreten, wo die klassische Elektrodynamik ohne Zweifel gilt.“) — To vše platí jen pro světlo (fotony) dlouhovlné. — (Pozn. při korektuře.)



tvrdého) a to podle vzorce, který z nové kvantové mechaniky r. 1928 odvodili ve společné práci Klein a Nishina,

$$\left(\frac{\sigma}{\varrho}\right)_H = N \cdot \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \cdot 2 \left[ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left\{ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log_e(1 + 2\alpha) \right\} + \frac{1}{2\alpha} \log_e(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right],$$

kde  $N = 6,0644 \cdot 10^{23}$  jest číslo Avogadrovo a  $\alpha = hv/mc^2$ ;  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$  erg sec jest Planckova konstanta,  $\nu$  frekvence záření  $\gamma$ ,  $m = 9,040 \cdot 10^{-28}$  gr hmota elektronu a  $c = 299796$  km/sec rychlost světla ve vakuu.

S teorií éteru nemají tyto věci vůbec nic společného; k odvození svého, ovšem nesprávného výsledku, představy o éteru prof. Posejpal vůbec nepotřebuje. Čtenář shledá, že název tohoto třetího příspěvku nijak neodpovídá obsahu a *vice versa*.

Podobně nemá s teorií éteru nic co činiti předmět „Čtvrtého příspěvku“, jehož obsah jest vyložen v článku prof. Posejपालa, zde rozebíraném, a v tom, co jsem citoval v odst. I této stati. Z toho, co jsem tu vyložil, je patrné, že prof. Posejपाल připisuje svému vzorci pro absorpční skok  $K$ , jenž jest ryze *empirický*, význam, který jest zcela *neoprávněn*. —

Poznámka při korektuře. — Jak již v poznámce k tabulce 2 bylo uvedeno, liší se čísla, která uvádí prof. Posejपाल ve své tabulce (v cit. čl., str. 177—178) v předposl. sloupci, poněkud od čísel, která obdržíme z nejnovějších dat, obsažených v posledním (2.) vydání knihy M. Siegbahn, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 1931, str. 346—348, Tabelle 176 a, 176 b (sloupce  $K$ ,  $L_I$ ).

Použijeme-li těchto nových čísel, shledáme, že grafické znázornění empirického pravidla Richtmyerova-Jönssonova  $\delta_{K/L_I} = E_K/E_{L_I}$  není hladká křivka, podobná rovnoosé hyperbole, jak ji dává vzorec (9') prof. Posejपालa (viz obr. 2 na str. 176 cit. čl. jeho), nýbrž lomená čára, skládající se v prvním přiblížení z pěti přímočarých úseček. Analytický výraz tohoto skutečnosti odpovídajícího grafu není pak ovšem dán ani vzorcem (9') prof. Posejपालa, ani mnou uvedeným vzorcem (B), nýbrž výrazem (velmi přibližným)

$$\frac{E_K}{E_{L_I}} = A + B(N_1 - N);$$

hodnoty konstant  $A$ ,  $B$ ,  $N_1$  pro obor atomových čísel  $N$  od 26 do 33, od 33 do 39, od 39 do 56, od 56 do 62 a od 62 do 92 jsou uvedeny v tabulce 5, která následuje.

Poněvadž z čísel Siegbahnových (l. c., str. 348—350, Tabelle 177 a, 177 b) lze pro niveau  $L_1$  odvoditi vztah (přibližný)

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = C - D(N_2 - N),$$

kde hodnoty konstant  $C$ ,  $D$ ,  $N_2$  pro různé obory atomových čísel nutno vybrati rovněž z tabulky 5, plyne pro niveau  $K$  u 76 posledních prvků periodické soustavy Mendělejevovy velmi přibližný vztah:

$$\frac{\nu}{R} = \{A + B(N_1 - N)\} \{C - D(N_2 - N)\}^2.$$

Hodnoty konstant zde se vyskytujících podává v prvním přiblížení tato

Tabulka 5.

Atomové číslo $N$ v mezích		Konstanty (v posl. uved. vzorci)					
od	do	$A$	$B$	$N_1$	$C$	$D$	$N_2$
26	29	7,762	0,089	33	9,00	0,363	29
29	33	7,762	0,089	33	18,09	0,433	50
33	39	7,145	0,103	39	18,09	0,433	50
39	50	6,244	0,053	56	18,09	0,433	50
50	56	6,244	0,053	56	29,85	0,490	74
56	62	6,051	0,0322	62	29,85	0,490	74
62	74	5,289	0,0254	92	29,85	0,490	74
74	83	5,289	0,0254	92	34,74	0,543	83
83	92	5,289	0,0254	92	40,03	0,588	92

Obširněji o těchto zde jen naznačených vztazích pojednávám v práci, předložené v zasedání II. tř. České akademie dne 6. května 1932 a nesoucí název „Příspěvek k detailní struktuře Moseleyova diagramu pro niveau  $K$  u 76 posledních prvků periodické soustavy“.

\*

Remarques à l'article de M. Posejpal „Détermination des sauts d'absorption dans le domaine des rayons X.“

(Čas. pro přst. mat. a fys. 61, 171—179, 1932.)

(Résumé de l'article précédent.)

M. Posejpal a publié dans les *Comptes Rendus* de l'Académie de Paris (t. 192, p. 879, séance du 13 avril 1931) une Note sur la „Formule théorique pour le saut d'absorption“, où il écrit ex-

*pressis verbis*: „... Des considérations analogues à celles mentionnées dans ma précédente Note<sup>2)</sup> m'ont permis de déduire pour le saut  $K$  de l'élément de nombre atomique  $N$  la formule

$$\delta_{K/L_1} = 1 + \frac{10 - \eta}{a}, \dots$$

Les considérations qui ont suggéré à M. Posejpal cette formule (publiées dans „Rozpravy II. tř. České akademie,“ XLI, č. 19, 1931, [16. 10. 1931]; le lecteur les trouve verbalement reproduites dans l'article précédent, § I) lui ont permis de trouver en même temps l'expression

$$a = \frac{1}{2^3} N_{L_1} + \frac{2}{3^3} N_{L_2} + \frac{3}{4^3} N_{L_3} + \frac{4}{5^3} N_{M_1} + \dots;$$

les symboles  $N_K, N_{L_1}, N_{L_2}$  etc. désignent les nombres d'électrons des niveaux  $K, L_1, L_2$  etc. Pour être en accord avec la formule empirique de M. M. Richtmyer et Jönsson

$$\delta_{K/L_1} = \frac{E_K}{E_{L_1}}$$

il a choisi pour  $\eta$  l'expression suivante:

$$\eta = \frac{1}{2} \left[ \frac{N-2}{N+1} \sum_{N=3}^N \frac{1}{N-2} + \frac{N-3}{N+1} \sum_{N=4}^N \frac{N+2}{N+1} \cdot \frac{1}{N-3} \right].$$

Il est évident, en effet, que cette formule, contrairement à l'avis de M. Posejpal, ne peut pas être envisagée en formule théorique. De plus, cette formule empirique de M. Posejpal est trop compliquée, car une formule empirique beaucoup plus simple

$$\delta_{K/L_1} = 4,3 + \frac{110}{N}$$

nous mène, au point de vue pratique, au même but.

Les conséquences déduites par M. Posejpal de la formule en question qui concernent la répartition des électrons entre les différents couches dans les atomes des éléments de la table périodique ne sont pas justifiées: Le saut  $\delta_{K/L_1}$  mesuré par l'absorption ne peut pas être déterminé rigoureusement par les méthodes jusqu' alors connues et de plus la formule de M. Posejpal étant empirique, elle ne pourrait constater que l'accord avec la formule empirique de M. M. Richtmyer et Jönsson. D'autre part, la courbe représentant la formule de M. M. Richtmyer et Jönsson n'est pas une courbe glisse (comme le

<sup>2)</sup> Détermination directe du volume de l'électron (*Comptes rendus*, 191, 1930 (p. 1000)).

prouve, par exemple, M. Siegbahn, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 2. Aufl., 1931, pp. 346—349. *Tab. 176a, 176b*), mais une ligne brisée, composée de 5 segments droits (en première approximation\*). Par conséquent la formule de M. Posejpal — qui nous mène à une courbe glisse, ressemblant à une hyperbole équilatérale — conduit quantitativement à des valeurs numériques un peu différentes.

### Poznámka k předešlým článkům.

Mám vážné důvody, abych si ponechal na pozdější dobu vyložiti své stanovisko k Poznámkám pánů profesorů Závišky a Trkala zde obsaženým stejně jako i k jejich námitkám jinde vysloveným. Tyto důvody také podrobněji vyložím, dnes jen prosím laskavého čtenáře, když bude v Poznámkách pana profesora Závišky čísti, že jsem se až dosud nepokusil ani jedinou z jeho námitek vyvrátiti, aby se nedomníval, že jde v této věci o nějaké rozpaky. Úkolem je nejprve pozitivně dovésti k cíli, co bylo načato, a pak přijdou teprve na řadu učiněné námitky. Metoda opačná by znamenala jen škodu dobré věci.

V. Posejpal.

### Strhování světla pohybem prostředí. Dodatek.

V. Posejpal.

(Došlo 17. dubna. 1932).

Ve své přednášce jsem veškeré rychlosti světla vztahoval ke klidnému éteru, jak je měří pozorovatel v éteru rovněž klidný.

V případě, kdy rychlost  $p$  je kolmá na rychlost světla, vyjadřuji strhovací koeficient  $k$  pomocí indexu lomu  $n$ , jak jej měří pozorovatel, klidný vůči prostředí, za pohybu prostředí. Odvození v tomto případě se zjednoduší, když uvažujeme namísto dřívějších rychlosti světla, jak je měří tento pozorovatel, a to vůči prostředí.

Budiž tedy  $c$  rychlost světla ve vakuu,  $c_1$  v prostředí,  $c'$  v éteru polarisovaném, jak je měří pozorovatel vůči prostředí klidný, za pohybu prostředí a vzhledem k tomuž. Rychlost  $p$  zůstává jako před tím rychlostí prostředí vůči klidnému éteru. Index lomu pozorovatelem měřený za pohybu prostředí je teď tedy  $n = \frac{c}{c_1}$ .

Budiž  $\tau$  doba, za kterou urazí světlo ve vakuu dráhu  $SO'$ ,  $\tau_1$

\*) Cf. V. Trkal, *Rozpravy II. tř. Č. ak.*, 5. 5. 1932.