ROZPRAVY II. TŘÍDY ČESKÉ AKADEMIE.
ROČNÍK XLII. ČÍSLO 15.

O průchodu tvrdého záření γ hmotou obsahující jen nejlehčí prvky.

(Poznámky k práci p. prof. Dr. V. Posejpala.)[I] [II]

Napsal

V. Trkal.

Se 2 obrazci.

Předloženo dne 5. února 1932.

Účelem tohoto sdělení jest upozorniti na to, že výsledky práce pod čarou citované[I]) [II]) odporují experimentálně zajištěným faktům v období asi 6 let před červnem 1930 (citovaná práce byla předložena v zasedání II. třídy České Akademie dne 17. října 1930), a dále, že odvození výsledků v uvedené práci není správné.

[I]) V. Posejpal, Třetí příspěvek ke studiu světového étheru. (Předloženo 17. 10. 1930.) — Rozpravy II. třídy České Akademie, roč. XL., č. 35, 1930; vyšlo r. 1931. (Viz též Bulletin intern. de l'Académie des Sc. de Bohême 1930, pp. 140—145.)

[II]) V. Posejpal, Détermination directe du volume de l'électron. — Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, *191*, No 21, p. 1000—1002, 1930. (Séance du 17 novembre 1930. Note transmise par M. Pierre Weiss.) —

Referát o této francouzské práci jest otištěn v „Journal de Physique", sér. VII, t. II, No 5, (Revue bibliographique), 293 D, 1931. (Ref. A. Blanc.) — Jest to v podstatě (s malými změnami) résumé autorovo (které cituji v textu na str. 4); poslední větu autorovu týkající se složení éteru z neutronů referent však vynechal. —

Obšírnější referát o této francouzské práci jest uveřejněn ve „Physikalische Berichte" *12*, 378, 1931. (Ref. J. Holtsmark.) — Tento referát zní: „Aus der Formel $\sigma/\rho = \pi r^2/m_H$, wo σ/ρ der spezifische Diffusionskoeffizient sehr harter γ-Strahlen im Wasserstoff, $m_H = 1{\cdot}662 \,.\, 10^{-24}$ die Masse des Wasserstoffatoms und r der Elektronenradius bei kugelförmigem Elektron sind, berechnet man einen Radius r, der in merklicher Übereinstimmung mit dem aus der elektromagnetischen Theorie berechneten Radius, $1{\cdot}9 \,.\, 10^{-13}$ *cm*, steht. Aus Messungen am H_2O und $C_3H_8O_3$ findet Verf. $r = 1{\cdot}42 \,.\, 10^{-13}$ *cm* bezw. $r = 1{\cdot}47 \,.\, 10^{-13}$ *cm*. Umgekehrt erhält man durch Einsetzen des elektromagnetisch bestimmten r-Wertes in die Formel $(\sigma/\rho)_H = 0{\cdot}068$ und mit Hilfe des Addivitätsgesetzes von Fournier (C. R. *183*, 200, 1926) folgen die Werte für C zu $0{\cdot}042$ und O $0{\cdot}035$. Diese sind in guter Übereinstim-

ÚVOD.[1])

Prochází-li záření (undulačního charakteru) hmotou, zeslabuje se jeho intesita současným působením dvou v zásadě rozdílných dějů odehrávajících se uvnitř hmoty; jeden z nich jest t. zv. fotoefekt a druhý sluje difuse záření ve hmotě (scattering, diffusion, Streuung). Bylo zjištěno nade vši pochybnost, že při kratších délkách vlnových ustupuje fotoefekt úplně do pozadí (zvláště, je-li absorbující hmota složena jen z lehkých prvků) proti difusnímu ději, jenž se řídí zákony teorie kvant a nikoli zákony klasické fysiky. Tento difusní děj není v podstatě nic jiného než známý zjev Comptonův[2]) objevený r. 1923.

Teorii tohoto zjevu podal na základě starší, tehda známé, teorie kvant sám jeho objevitel H. A. Compton (současně s Debyem). Na základě Diracovy relativistické kvantové mechaniky vypracovali teorii Comptonova zjevu (= difuse světla na volných elektronech) v r. 1929 společně Klein a Nishina[3]); z ní vyplývá teoretický výraz pro difusní koeficient σ, jenž jest definován exponenciálním zákonem

$$J_x = J_0 e^{-\sigma x}.$$

Při tom J_0 jest původní intensita (= počet kvant procházejících určitým průřezem za sekundu nebo tok úhrnné energie tímto průřezem za sekundu) monochromatického[4]) paralelního svazku paprskového a J_x jeho intensita

---

mung mit dem direkt bestimmten Wert für *Al*. Die Ausgangsformel $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H$, die 1928 vom Verfasser aufgestellt wurde, wird neu bewiesen, auf Grund der Annahme, daß der Äther korpuskulare Struktur habe. Wahrscheinlich sind diese Korpuskeln Neutronen." — (V tomto referátu jest obsaženo chybné tvrzení, že Posejpalův vzorec $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H$ pochází z r. 1928; ve skutečnosti pochází teprve z r. 1930. Další chybné tvrzení v tomto referátu obsažené jest to, že zde (1930) byl tento vzorec znovu dokázán na základě předpokladu o složení éteru z neutronů. — Správně má tu zníti, že tento předpoklad o éteru učinil Posejpal v r. 1928 a že (dle jeho vlastního tvrzení) z něho odvodil výše uvedený vzorec r. 1930.)

[1]) Podrobnosti k stručnému přehledu v „Úvodě" podanému viz v odst. 9 (str. 17 a násl.).

[2]) O zjevu Comptonově v čes. literatuře viz na př. heslo „Comptonův zjev" v „Ottově Slovníku naučném nové doby", dodatky, I. díl, seš. 31, str. 932, (15. 10. 1930), které napsal prof. Posejpal (šifra *Pp*). — Srovn. pozn. **40)** této mojí práce. — Je nepochopitelné, jak mohl prof. Posejpal napsati do pojednání v Rozpravách Č. A. na str. 2, odst. 4, větu: „Koeficient μ, který jsme takto odvodili, vyjadřuje koeficient difuse *bez effektu* Comptonova tam, kde absorpci transformační bude možno zanedbati, tedy u prvků lehkých, s malým počtem elektronů obalových, když půjde o paprsky velmi tvrdé . . .", když před tím na téže str. 2, ř. 7 sh., praví toto: „Důsledkem toho stoupá, souhlasně s experimentálním pozorováním, procentuelně obnos diffuse X-paprsků spojený *s effektem* Comptonovým proti diffusi bez tohoto effektu, přibývá-li tvrdosti paprsků, a klesá-li atomové číslo . . ."

[3]) Nature *122*, 398, 1928. — ZS. f. Phys. *52*, 853—868, 1929.

[4]) Případ, kdy svazek paprskový obsahuje záření dvou frekvencí, viz dále na str. 14 a 15, odst. 7.

po proběhnutí trati x *cm* v prostředí, v němž intensita původní slábne.

Fysikální rozměr difusního koeficientu jest tudíž cm^{-1}. Vedle σ zavádí se častěji s výhodou t. zv. specifický hmotný difusní koeficient σ/ρ, kde ρ jest specifická hmota látky, které přísluší difusní koeficient σ. Fysikální rozměr této veličiny jest $cm^2\,gr^{-1}$.

Výsledky práce prof. Posejpala. — Prof. Posejpal odvodil ze svých spekulací hodnotu $(\sigma/\rho)_H = \pi\, r^2/m_H = 0{\cdot}068\ cm^2\,gr^{-1}$ pro spec. hmot. difusní koeficient tvrdého radioaktivního záření γ ve vodíku. (Při tom $r = 1{\cdot}9\,.\,10^{-13}\,cm$ jest poloměr elektronu a $m_H = 1{\cdot}662\,.\,10^{-24}\,gr$ hmota vodíkového atomu.) Potom vypočetl z Neukirchenových údajů o velikosti koeficientu σ/ρ ve vodě a glycerinu způsobem, o němž bude zmínka později, koeficient σ/ρ v uhlíku a kyslíku (pro velmi tvrdé paprsky γ); nalezl tak tyto číselné hodnoty: $(\sigma/\rho)_C = 0{\cdot}042\ cm^2\,gr^{-1}$, $(\sigma/\rho)_O = 0{\cdot}035\ cm^2\,gr^{-1}$.

Tyto tři právě uvedené hodnoty platí (podle jejich autora) pro velmi tvrdé paprsky γ nezávisle na jejich tvrdosti (efektivní vlnové délce záření).

Zaručené výsledky pokusů (a teorie). — Naproti tomu podle zaručených výsledků měření četných autorů v době od r. 1924 až do června 1930 jest koeficient

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

podstatně závislý na vlnové délce $\lambda = c/\nu$ (c jest rychlost světla ve vakuu a ν frekvence) radioaktivního záření γ (i velmi tvrdého) a to podle vzorce Kleinova-Nishinova

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

kde $N = 6{\cdot}0644.10^{23}$ jest číslo Avogadrovo a $\alpha = h\nu/mc^2$; $h = 6{\cdot}55.10^{-27}$ *erg sec* jest Planckova konstanta, ν frekvence záření γ, $m = 9{\cdot}040.10^{-28}\,gr$ hmota elektronu, $-\,e = 4{\cdot}770.10^{-10}$ *abs. es. jedn.* jeho náboj a $c = 299796.10^5\ cm/sec$ rychlost světla ve vakuu.

Résumé práce prof. Posejpala. — Autor sám však hodnotí svoji práci takto:[5])

„Na základě své představy o étheru dříve podrobněji vyložené odvozuje autor pro specifický hmotný difusní koeficient σ/ρ vodíku, pokud jde o velmi tvrdé paprsky γ, výraz $\sigma/\rho = \pi\, r^2/m_H$, kdež m_H jest absolutní váha atomu vodíkového a r poloměr korpuskule étherové a tím zároveň poloměr elektronu. Platnost tohoto vzorce, zkoumaná na základě materiálu experimentálního udaného v International Critical Tables je v mezích

---

[5]) Viz „Rozpravy" cit. v pozn. [I]), str. 6, odst. 6 (résumé).

přesnosti daných čísel zcela uspokojující. Význam vzorce zejména v tom spočívá, že dovoluje určiti velikost klidného elektronu přímým měřením, nezávisle na jeho elektrickém náboji i hmotě inerční."

Práce tato vyšla (s nepodstatnými změnami) též francouzsky[II]) a résumé autorovo (na str. 1002) zní:

„En admettant que l'éther ait la structure corpusculaire, on déduit pour la diffusion des rayons γ très pénétrantes dans l'hydrogène, la formule $\sigma/\rho = \pi r^2/m_H$, r étant le rayon du corpuscule éthérien supposé sphérique, et l'on trouve, d'après les valeurs expérimentales de σ/ρ, pour r la même valeur numérique que la théorie électromagnétique trouve pour le rayon de l'électron. Ce résultat semble être favorable à l'idée, développée par l'auteur pour la première fois en 1928, que l'éther est formé par des neutrons." —

I.

Dvě věci ve výsledku autorově zarazí na první pohled i fysika, jenž není právě specialistou v difusi tvrdých paprsků γ; je to jednak poloměr elektronu (r), který se ve vzorci autorově vyskytuje, jednak fakt, že dle autorova vzorce jest σ/ρ ve vodíku pro velmi tvrdé paprsky konstantou na jejich tvrdosti nezávislou.

1. *Poloměr elektronu.* — Co se týče rozměrů elektronu, stačí připomenouti pouze na př. slova Sommerfeldova (Atombau und Spektrallinien, 1. vyd. z r. 1919, str. 8 a 9; 5. vyd. z r. 1931, str. 8): „Von der Angabe einer bestimmten Ausdehnung des Elektrons sehen wir nach unseren heutigen Vorstellungen besser ab; sie ließe sich nur berechnen unter der Annahme, daß die ganze Massenwirkung elektromagnetischen Ursprunges sei, einer Annahme, die wegen der Existenz der Kohäsionsenergie (s. oben) nicht berechtigt ist; überdies würde man dabei die willkürliche Voraussetzung machen müssen, daß die Elektronenladung e, sei es den Rauminhalt, sei es die Oberfläche einer Kugel gleichmäßig erfülle, worüber wir aus der Erfahrung nichts entnehmen können. Immerhin mag so viel erwähnt werden, daß, wie man auch im einzelnen rechnen möge, man auf eine subatomare Ausdehnung des Elektrons kommt, eine Ausdehnung, die etwa 10^{-5} mal so klein ist, wie die Ausdehnung eines gewöhnlichen Atoms." — A stanovisko kvantové a vlnové mechanicky jest ještě skeptičtější k otázce rozměrů elektronu.[6])

---

[6]) Prof. Posejpal přisuzuje však nejen elektronu, nýbrž i fotonu (jinak řečeno: světelnému kvantu) zcela určité rozměry (viz str. 1, ř. 12 zd. jeho pojednání zde citovaného v pozn. [I]); srovn. též pozn. [21]) a pozn. **), str. 13 na konci odst. 6 této práce). — Že však nemá smyslu přisuzovati fotonu určité rozměry, o tom svědčí na př. slova Eddingtonova na začátku V. kapitoly jeho proslulé knihy „*The Nature of Physical World*" (Cambridge 1929), str. 200, která zde cituji:

„In the early days it was often asked, How large is a quantum of light? One answer is obtained by examining a star imagine formed with the great 100-inch

2. *Závislost koeficientu difuse na vlnové délce.* — Ale mnohem závažnější jest nesprávný výsledek autorův, že σ/ρ ve vodíku pro velmi tvrdé paprsky jest konstantní (aspoň pro jistý poněkud značnější obor vlnových délek záření γ).

Stačí totiž na př. jediný pohled do „International Critical Tables", vol. VI. (1929), jichž 16. stranu autor ve své práci cituje, na stranu 19, tab. 9 (Typical Formulae for the Scattering Functions), abychom se přesvědčili, že hodnota σ závisí obecně velmi podstatně na délce vlny λ záření γ a také že u velmi tvrdých paprsků nemůže míti limitu nenulovou. V předposledním sloupci této tabulky jsou totiž uvedeny matematické výrazy mající úzký vztah k hodnotě σ (Thomson, Compton, Breit-Dirac).

Partie o absorpci a difusi záření γ, kterou do těchto tabulek sestavil (podle literatury) J. A. Gray (Chown Research Professor, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada), obsahuje data předříjnová 1927. — Avšak týž autor (Gray) uveřejnil[7]) r. 1929 výsledky svých experimentálních prací a referát [7a]) o tomto sdělení přineslo lednové číslo *Journal de Physique* r. 1930, jenž patrně, bohužel, ušel pozornosti p. prof. Posejpala. Dovolím si zde citovati aspoň první a druhý odstavec tohoto francouzského referátu o pracích Grayových (ref. L. Brüninghaus):

„Des expériences de l'auteur se dégagent les conclusions suivantes:

1° Les rayons γ du radium, filtrés à travers 1·6 *cm* plomb, ont une longeur d'onde moyenne inférieure ou égale 0·0081 Å. La distribution de la variation diffusée est approximativement celle donnée par la formule

---

reflector at Mt. Wilson. The diffraction pattern shows that each emission from each atom must be filling the whole mirror. For if one atom illuminates one part only and another atom another part only, we ought to get the same effect by illuminating different parts of the mirror by different stars (since there is no particular virtue in using atoms from the same star); actually the diffraction pattern then obtained is not the same. *The quantum must be large enough to cover a 100-inch mirror.*

But if this same star-light without any artificial concentration falls on a film of potassium, electrons will fly out each with the whole energy of a quantum. This is not a trigger action releasing energy already stored in the atom, because the amount of energy is fixed by the nature of the light, not by the nature of the atom. A whole quantum of light energy must have gone into the atom and blasted away the electron. *The quantum must be small enough to enter an atom.*

I do not think there is much doubt as to the ultimate origin of this contradiction. We must not think about space and time in connection with an individual quantum; and the extension of a quantum in space has no real meaning. To apply these conceptions to a single quantum is like reading the Riot Act to one man. A single quantum has not travelled 50 billion miles from Sirius; it has not been 8 years on the way. But when enough quanta are gathered to form a quorum there will be found among them *statistical properties* which are the genesis of the 50 billion miles' distance of Sirius and the 8 years' journey of the light."

[7]) Nature, *123,* 241—242, 1929 (sdělení datované 26. 12. 1928).

[7a]) Journal de Physique, sér. VII, t. I, 88 D (Revue bibliographique), 1930.

de Klein-Nishina[8]). La théorie de diffusion de ces auteurs peut être utilisée avec confiance pour l'interprétation des expériences sur les rayons cosmiques.

2⁰ La théorie de la diffusion de Dirac n'est pas correcte...".

Vraťme se však ještě k citovaným tabulkám I. C. T. Vol. VI.[9]) — Na str. 9 (resp. 10) těchto tabulek jest uvedena definice veličiny σ_e (difusní koeficient vztažený na jeden elektron), totiž $\sigma_e = \sigma\, A/\rho Z N$, kde A značí atomovou váhu, Z atomové číslo (= počet vnějších elektronů kolem atomového jádra), $N = 6{\cdot}061 \,.\, 10^{23}$ počet molekul v jedné grammolekule (číslo Avogadrovo); ρ jest specifická hmota prvku. Vztah mezi σ_e a σ lze ihned rozšířiti i na sloučeniny prvků; pak bude A molekulová váha a Z počet vnějších elektronů jedné molekuly.

Kombinováním tohoto vztahu, který jest též uveden v (citovaném v I. C. T.) pojednání Ahmadově[9]) (p. 514), s formulí Kleinovou-Nishinovou, nebylo nesnadno badateli užívajícímu náležitě citovaných tabulek poznati *správnou* formuli pro σ/ρ ve vodíku pro tvrdé paprsky γ. — Zároveň z tohoto pojednání Ahmadova jest patrno ze str. 509 (8. ř. zd.)[10]), jak lze vypočítati difusní koeficient σ/ρ pro všechny lehké prvky, je-li znám tento koeficient σ/ρ pro jedinou sloučeninu, obsahující jen lehké prvky. Tudíž v případě prof. Posejpala by bylo stačilo *jediné* číslo na př. pro vodu, aby určil $(\sigma/\rho)_H$ i $(\sigma/\rho)_O$ anebo na př. číslo pro glycerin, aby určil $(\sigma/\rho)_C$, $(\sigma/\rho)_O$, $(\sigma/\rho)_H$. *Dvě* data (voda a glycerin) by pak dávala kontrolu výsledků. — Paprsky γ, jichž Ahmad užíval, byly napřed profiltrovány destičkou olova 1 *cm* silnou (viz str. 509, ř. 3 zd. na cit. místě) a výsledky pro lehké prvky H, C, O, Al uvádí na str. 514, tab. II. takto:[11])

Prvek	Z	σ_e	$\sigma/\rho = 6{\cdot}061 \,.\, 10^{23}\, \sigma_e \,.\, Z/A$
H	1	$1{\cdot}668 \,.\, 10^{-25}$	$0{\cdot}101$ $cm^2 gr^{-1}$
C	6	$1{\cdot}688 \,.\, 10^{-25}$	$0{\cdot}051$,,
O	8	$1{\cdot}675 \,.\, 10^{-25}$	$0{\cdot}050$,,
Al	13	$1{\cdot}676 \,.\, 10^{-25}$	$0{\cdot}048$,,

[8]) V anglickém originále (Nature, *123*, 241, 1929) jest citován pramen, kde po prvé jest uveřejněna formule Kleinova-Nishinova, totiž: Nature, *122*, 398, 1928.

[9]) V uvedené již partii, kterou zpracoval J. A. Gray, na str. 14 vpravo nahoře pod tab. 5, I (*γ-rays of Ra (B and C) filtered trough x cm of Pb*) jest poznámka: „For further data on γ-rays, see N. Ahmad, Proc. Roy. Soc., A, vol. *105*, 507, 1924; N. Ahmad and E. C. Stoner, Proc. Roy. Soc., A, vol. *106*, 8, 1924."

[10]) N. Ahmad, Absorption of Hard γ-Rays by Elements. Proc. Roy. Soc. A *105*, 507—519, 1924.

[11]) Prof. Posejpal v „Rozpravách" na str. 4 v odst. 5 konstatuje, že v literatuře není před r. 1930 údajů o velikosti difusního koeficientu $(\sigma/\rho)_H$; avšak, jak z uvedené tabulky patrno, Ahmad udává tuto hodnotu pro paprsky γ profiltrované destičkou olova 1 *cm* silnou. — Srvn. pozn. [16]) této mojí práce.

Tyto hodnoty jsou podstatně jiné než hodnoty vypočtené prof. Posejpalem (Rozpravy, str. 4, tab. 1) : (H =) 0·068, (C =) 0·042, (O =) 0·035, jež jsou příliš nízké vzhledem k „měkkosti"[12]) paprsků γ, k nimž se mají vztahovati.

Celkem shrnuto: v tabulkách, kterých p. prof. Posejpal užíval, jest již obsaženo vše, co stačí k úplnému přesvědčení, že jeho výsledek jest úplně nesprávný. Tudíž nemůže jeho vzorec sloužiti ani k potvrzení jeho předpokladů o struktuře éteru, jak si ji představuje, ani „k určení velikosti klidného elektronu přímým měřením, nezávisle na jeho elektrickém náboji i hmotě inerční".

3. *Číselná data, kterých užil prof. Posejpal.* — K ověření svého vzorce užil autor těchto dat, která nalezl v citovaných již tabulkách I. C. T., Vol. VI., str. 17, tab. 6.

Prostředí	σ/ρ
H_2O (voda)	$k_1 = 0{\cdot}0383$
$C_3H_8O_3$ glycerin)	$k_2 = 0{\cdot}0406$

V citovaných tabulkách jest u těchto čísel udáno, že se vztahují k paprskům γ, pocházejícím z radia *B* a radia *C*, které byly napřed profiltrovány olověnou destičkou 2·6 *centimetrů*[13]) (správně má býti: *milimetrů*). Toto přehlédnutí přešlo, bohužel, také do práce p. prof. Posejpala. V dalším (odst. 7 této práce) uvidíme, že hodnoty Neukirchenovy jsou úplně nesprávné a že tedy nemohou sloužiti za podklad k ověření vzorce $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H$.

4. *Crowtherova* (*Fournierova*) *formule.*[14]) — Další krok prof. Posejpala spočívá v užití formule, „kterou udal Fournier (C. R., t. 183, p. 200, 1926) a jež zní

---

[12]) Paprsky, k nimž se vztahují čísla prof. Posejpala, byly profiltrovány destičkou olova 0·26 *cm* silnou. Srovn. pozn. [13]).

[13]) V těchto tabulkách jest však také udán pramen těchto dat, totiž: Joh, Neukirchen: Über Streuung der γ-Strahlen des Ra C, Z S. f. Phys., *6*, 106—117. 1921. (Práce z fys. úst. univ. v Bonnu u prof. Grebe a Konen.) — Pramen tento p. prof. Posejpal neuvádí nikde ve své práci. V pojednání Neukirchenově však stojí jasně psáno, že výše uvedená čísla k_1 a k_2 pro vodu a glycerin se týkají paprsků γ, pocházejících z Ra C, které byly napřed profiltrovány destičkou 2·6 *milimetrů* silnou, tedy *desetkrát slabší* než p. prof. Posejpal (podle citovaných tabulek) uvádí. Prof. Posejpal však považuje paprsky γ profiltrované olověnou destičkou 2·6 *cm* tlustou již za dosti tvrdé (str. 5, ř. 9 sh., Rozpravy), aby platil jeho výsledek $(\sigma/\rho)_H = \pi r^2/m_H = 0{\cdot}068\ cm^2\ gr^{-1}$. Naproti tomu podle měření četných fysiků (různých národností) nedosáhne se tak nízké hodnoty ani po profiltrování záření γ destičkou olověnou 6·8 *cm* silnou. Novější práce (1924) Ahmadova (l. c.) provedená v laboratoři Rutherfordově v Cambridge udává pro $(\sigma/\rho)_H$ hodnotu 0·101 $cm^2\ gr^{-1}$ při paprscích γ prošedších napřed olověnou destičkou 1 *cm* silnou. — O práci Neukirchenově viz dále na str. 13, odst. 7.

[14]) J. A. Crowther, Phil. Mag. (6), *12*, 379 (1906) odvodil formuli, kterou udává Fournier, 20 let před ním; ovšem pro paprsky β, právě jako Fournier.

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{m\,P_A\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_A + n\,P_B\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_B + \ldots}{M};$$

při tom značí P_A, P_B atomové váhy prvků A, B a $M = m\,P_A + n\,P_B$ molekulovou váhu sloučeniny."[15])

Zavedeme-li zkratky $(\sigma/\rho)_H = \xi_H$, $(\sigma/\rho)_C = \xi_C$, $(\sigma/\rho)_O = \xi_O$, pak lze postup p. prof. Posejpala reprodukovati takto:

Aplikací Crowtherovy (Fournierovy) formule na vodu a glycerin obdrží soustavu dvou rovnic (o třech neznámých)

$$\frac{2\,\xi_H + 16\,\xi_O}{2 + 16} = k_1 = 0{\cdot}0383,$$
$$\frac{36\,\xi_C + 8\,\xi_H + 48\,\xi_O}{36 + 8 + 48} = k_2 = 0{\cdot}0406.$$

Za at. váhu vodíku jest vzata zde přibližná hodnota 1, což úplně stačí.

Jinak psáno:

$$\xi_H + 8\,\xi_O = 9\,k_1,$$
$$9\,\xi_C + 2\,\xi_H + 12\,\xi_O = 23\,k_2,$$

odkudž plyne koeficient σ/ρ pro kyslík a uhlík

$$(\sigma/\rho)_O = \xi_O = \frac{1}{8}(9\,k_1 - \xi_H),$$

$$(\sigma/\rho)_C = \xi_C = \frac{1}{18}(46\,k_2 - 27\,k_1 - \xi_H),$$

známe-li ovšem koeficient $(\sigma/\rho)_H = \xi_H$ pro vodík. Prof. Posejpal dosazuje nyní za $\xi_H = (\sigma/\rho)_H$ svoji teoretickou hodnotu $\pi r^2/m_H = 0{\cdot}068\,cm^2 gr^{-1}$ a za k_1, k_2 výše uvedené hodnoty Neukirchenovy (0·0383, 0·0406). Tak nalezl

$$(\sigma/\rho)_C = 0{\cdot}035\,cm^2 gr^{-1},\ (\sigma/\rho)_C = 0{\cdot}042\,cm^2 gr^{-1}.$$

Úhrnný výkon právě vylíčený záleží tedy v tom, že z teoretické hodnoty pro vodík (podle vzorce prof. Posejpala) a z čísel Neu-

---

[15]) G. Fournier, Sur l'absorption des rayons β par la matière. C. R *183*, 200—203, 1926. — Příslušný passus zní: „Soit $A^m B^n$ un corps composé. Soient $(\mu/\rho)_A$ et $(\mu/\rho)_B$ des coefficients massiques d'absorption des rayons β du *Ra E*, respectivement dans les éléments A et B, calculés d'après la loi $\mu/\rho = 15 + 0{\cdot}142\,N$ (à l'exception du soufre, seul corps simple anormal, pour lequel nous prendrons le coefficient observé 18·53). Soient enfin P_A et P_B les masses atomiques des éléments A et B, et $M = m\,P_A + n\,P_B$ la masse moléculaire du corps composé envisagé. — Nous appellerons *normaux* les corps composés dont le coefficient massique d'absorption vis-à-vis de rayons β du *Ra E* est très voisin de celui que l'on peut calculer par la loi d'addivité suivante:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{m\,P_A\,(\mu/\rho)_A + m\,P_B\,(\mu/\rho)_B}{M}.\text{“}$$

kirchenových pro vodu a glycerin pomocí Crowtherovy formule, platné u většiny látek v případě paprsků β pocházejících z *Ra E*, byly nalezeny hodnoty koeficientů σ/ρ pro kyslík a uhlík. — Prof. Posejpal však v celé práci nikde nedokazuje, že Crowtherovy formule platí také pro paprsky γ pocházející z *Ra C*.

Platnost formule Crowtherovy i pro paprsky γ u lehkých prvků dokáže se však snadno, vyjdeme-li ovšem ze správného výsledku teorie, jenž byl potvrzen četnými pokusy.

Pro specifický difusní koeficient $(\sigma/\rho)_i$ lehkého prvku, jehož chemická značka jest $X^{(i)}$, platí totiž tento vzorec:

$$\xi_i = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_i = {}_e\sigma \,.\, N \frac{Z_i}{A_i},$$

kde A_i jest atomová váha a Z_i atomové číslo prvku $X^{(i)}$; písmeno N značí číslo Avogadrovo a ${}_e\sigma$ jest dáno vzorcem Kleinovým-Nishinovým (viz str. 18, dole).

Podobně pro specifický difusní koeficient σ/ρ chemické sloučeniny $X^{(1)}_{r_1} X^{(2)}_{r_2} X^{(3)}_{r_3} \ldots$ lehkých prvků $X^{(1)}, X^{(2)}, X^{(3)}, \ldots,$ kde $r_1, r_2, r_3 \ldots$ jsou stoechiometrická čísla, platí vzorec

$$\boxed{\xi = \frac{\sigma}{\rho} = {}_e\sigma \,.\, N \frac{\Sigma_i\, r_i\, Z_i}{\Sigma_i\, r_i\, A_i}.}$$

Formule Crowtherova

$$\xi = \frac{\sigma}{\rho} = \frac{\Sigma_i\, r_i\, A_i\, \xi_i}{\Sigma_i\, r_i\, A_i}$$

redukuje se na vztah předcházející, neboť $A_i\, \xi_i = {}_e\sigma\, N\, Z_i$, čímž jest platnost její dokázána pro paprsky γ u lehkých prvků.

Avšak přes to, že formule Crowtherova platí exaktně též pro paprsky γ (u lehkých prvků), nemá smyslu jí užívati u paprsků γ pro výpočet $\sigma/\rho = \xi$, neboť bychom potřebovali znáti všechna ξ_i; naproti tomu hořejší formule (nalézající se v rámečku) nevyžaduje znalosti ani jediného ξ_i, zcela totiž postačí znáti pouze chemickou formuli sloučeniny lehkých prvků, o niž jde, a hodnotu ${}_e\sigma$.

Poněvadž ve skutečnosti jest $\xi_H = 2\,\xi_C = 2\,\xi_O$, redukují se výše uvedené rovnice, jichž užil prof. Posejpal, totiž

$$\xi_H + 8\,\xi_O = 9\,k_1,$$

$$9\,\xi_C + 2\,\xi_H + 12\,\xi_O = 23\,k_2,$$

na rovnice

$$5\,\xi_H = 9\,k_1,$$

$$25\,\xi_H = 46\,k_2,$$

odkudž

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{46}{45} = 1{\cdot}022,$$

což lze ovšem obdržeti kratčeji přímo, neboť $(\sigma/\rho)_{\text{voda}} = k_1 = \frac{10}{18}\,\xi_H$, $(\sigma/\rho)_{\text{glycerin}} = k_2 = \frac{50}{92}\,\xi_H$.

Avšak u Neukirchena $k_1/k_2 = 0{\cdot}0383 : 0{\cdot}0406 = \mathit{0{\cdot}943}$, což nesouhlasí s hodnotou výše uvedenou *1·022*. To vzbuzuje značnou nedůvěru k číslům Neukirchenovým, která jest, jak níže uvidíme, zcela oprávněná. V dalším (odst. 7) jest vyloženo, že z měření Kohlrauschových, která sloužila Neukirchenovi za základ, vyplývají za k_1 a k_2 hodnoty zcela jiné než Neukirchenovy, totiž

$$k_1 = \mathit{0{\cdot}0659},\ k_2 = \mathit{0{\cdot}0640};$$

poměr jejich jest $k_1/k_2 = 0{\cdot}0659 : 0{\cdot}0640 = \mathit{1{\cdot}03}$ a souhlasí v mezích pozorovacích chyb s teoretickou hodnotou 1·022 výše uvedenou úplně. Pak ovšem pro ξ_H vychází **0·118** $\mathbf{cm^2\,gr^{-1}}$ ($\xi_C = \xi_O = 0{\cdot}059$). [Kdežto, kdybychom užili čísel Neukirchenových, obdrželi bychom z hodnoty pro vodu $k_1 = 0{\cdot}0383$ výsledek $\xi_H = 0{\cdot}0689$ a z hodnoty pro glycerin $k_2 = 0{\cdot}0406$ jiný výsledek $\xi_H = 0{\cdot}0747$. — Prof. Posejpal ze svého vzorce $\pi r^2/m_H$ obdržel hodnotu $\xi_H = 0{\cdot}068$. Pak mu z formule Crowtherovy vychází $\xi_O = 0{\cdot}035$, $\xi_C = 0{\cdot}043$.]

Prof. Posejpal hledí pak aspoň nějakým způsobem porovnati se zkušeností hodnoty, k nimž prve dospěl. Poněvadž přímých měření koeficientu ξ_H (dle tvrzení prof. Posejpala) není,[16]) snaží se správnost, po př. plausibilnost svých výsledků ukázati jinak.

5. *Kriterium správnosti hodnoty koeficientu* $(\sigma/\rho)_H$ *podle prof. Posejpala.* — Ve své práci v „Rozpravách"[I]) na str. 5, ř. 14 sh., autor praví:

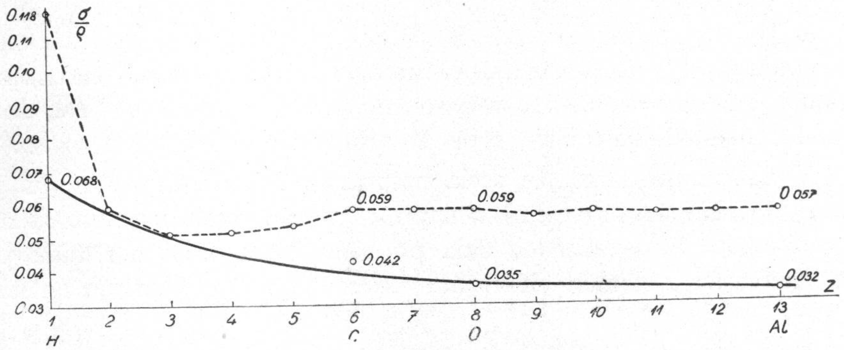
---

[16]) Koeficient σ/ρ pro vodík u paprsků γ tvrdších, než měl Neukirchen, udává Ahmad (viz pozn. [10])) v cit. již pojednání na str. 514; srovn. tab. v odst. 2 této práce. — Pozn. při korektuře: p. doc. dr. F. Běhounek mě laskavě upozornil, že přímé měření koef. σ/ρ ve vodíku (*prvku*, nikoli jeho stanovení ze *sloučenin* vodíku) provedl již v roce 1912 J. Chadwick (Proc. Phys. Soc. London, *24*, 152—157, zvl. 154, 1912) a obdržel $(\sigma/\rho)_H = 0{\cdot}047$. (Paprsky γ byly profiltrovány vrstvou olova 3 *mm* silnou a vrstvou oceli 8 *cm* silnou.)

Ostatně z té okolnosti, že Kohlrausch zjistil r. 1917 u velké řady látek aspoň *dva* absorpční (extinkční) koeficienty nehomogenního záření γ (skládajícího se aspoň z dvou monochromatických složek) různé velikosti, plyne ihned, že difusní koeficient nějaké látky i u tvrdých paprsků γ jest podstatně závislý na jejich tvrdosti. Viz K. W. F. Kohlrausch, Die Absorption der γ-Strahlen von Radium, Sitzber. d. Akad. Wien, Abt. II A, Bd. *126*, 2. Halbband, p. 892, 1917. — Srovn. odst. 7, 8, 9 této mé práce.

„Bude-li hodnota pro vodík správná, budou měřené veličiny ležeti na spojité křivce.“[17]) Křivku z jeho pojednání zde reprodukuji (čára plně vytažená v obr. 1.).

Jak z této křivky patrno, bod pro uhlík (at. čís. $Z = 6$) leží poněkud *nad* hladkou křivkou autorovou, která prochází body pro vodík ($Z = 1$), kyslík ($Z = 8$) a pro aluminium ($Z = 13$); hodnota pro tento poslední bod (0·0323) jest také převzata z práce Neukirchenovy. Bodů, z nichž jest křivka sestrojena, není příliš mnoho; ale i tak bod pro uhlík, který vypadl z křivky poněkud vysoko, není — stojíme-li na stanovisku autorova kriteria (ve skutečnosti — jak ještě uvidíme — nesprávného) — příliš dobrým znamením, že jest vše v úplném pořádku. (Svalovati vinu na pozorovací chyby jest sice možné a pohodlné, avšak



Obr. 1.

Závislost difusního koeficientu σ/ρ tvrdého záření γ téže vlnové délky λ = 10·7 jedn. X na atomovém čísle Z u nejlehčích prvků.

----- Lomená čára udává správný průběh σ/ρ (v závislosti na Z) pro případ, že záření γ (*RaC*) bylo předem profiltrováno olověnou destičkou tloušťky 0·26 *cm*.
——— Hladká křivka prof. Posejpala, která však udává nesprávný průběh σ/ρ (v závislosti na Z) v případě filtru 0·26 *cm Pb*; o této křivce prof. Posejpal mimo to tvrdí (avšak nesprávně), že platí pro jakkoli tvrdé záření γ, kdežto ve skutečnosti s rostoucí tvrdostí záření γ koeficient σ/ρ všech prvků klesá k nule.

v daném případě sotva přípustné.) Příčiny, proč bod pro uhlík vypadl relativně (vůči bodům pro vodík a kyslík) poněkud vysoko, jsou zajisté tyto: jednak *autorova* teoretická hodnota pro $(\sigma/\rho)_H$, jednak Posej-

[17]) Slovo „spojitá“ křivka má zde patrně smysl slova „hladká“ křivka. — Ve skutečnosti však „křivka“ ze správných hodnot narýsovaná jest *lomená čára* (viz obr. 1). V bodě $Z = 1$ má (σ/ρ) zhruba dvojnásobnou hodnotu než v dalších bodech ($Z = 2, 3, 4, \ldots, 8$). Tedy *kriterium* p. prof. Posejpala *selhává úplně.* — Jak uvidíme později, bod pro vodík má ležeti výše (*0·118* nikoli 0·068), body pro uhlík a kyslík mají býti o polovinu níže než bod pro vodík (*0·059* nikoli 0·042 resp. 0·035) a bod pro aluminium (*0·057* nikoli 0·032) téměř v téže výši jako body pro uhlík a kyslík. Tato moje čísla plynou na př. z odst. 4 a z číselných dat obsažených v odst. 7 této mé práce.

palovo nevhodné užívání additivní formule Crowtherovy a čísla Neukirchenova. Oba údaje (Posejpalův i Neukirchenův) nejsou totiž správné. V pozn. [17]) pod čarou jest popis správného grafu závislosti koeficientu σ/ρ (u lehkých prvků) na atomovém čísle Z; grafické znázornění jest zakresleno v obrazci 1 čárkovaně (lomená linie nad křivkou prof. Posejpala).

6. *Předběžný odhad prof. Posejpala.* — Dříve než autor sám přikročil k výpočtu zde popsaném (v odst. 4), provedl přibližný odhad, který si dovolím uvésti v slovném jeho znění: [18])

„Jak z tabulky patrno, nebylo σ/ρ vodíku přímo měřeno, toliko byla měřena voda a glycerin. Poněvadž tato poslední látka je na vodík poměrně velmi bohatá [19]) a poněvadž, jak již řečeno, mění se σ/ρ pro velmi tvrdé paprsky od látky k látce jen poměrně málo, můžeme se o platnosti výrazu $\pi r^2/m_H$ pro σ/ρ vodíku zhruba přesvědčiti, když dosadíme za σ/ρ hodnotu naměřenou pro glycerin. Učiníme-li tak a vypočteme poloměr elektronu r, kladouce za $m_H = 1{\cdot}662 \,.\, 10^{-24}\, g$, dostáváme $r = 1{\cdot}47 \,.\, 10^{-13}\, cm$, zatím co elektromagnetická teorie vede k výsledku $r = 1{\cdot}9 \,.\, 10^{-13}\, cm$ . . .“ —

V dalším shledáme, že zcela nesprávná [20]) hodnota pro σ/ρ u glycerinu (dr. Neukirchen) s naprosto nesprávným vzorcem (prof. Posejpal) *čirou náhodou* dala pro r hodnotu asi téhož řádu jako číslo udávající poloměr elektronu, které plyne z elektromagnetické teorie. [21])

A v této *náhodě* vidí prof. Posejpal jednak potvrzení svých názorů o korpuskulární struktuře éteru [22]), jenž se má skládati

---

[18]) Rozpravy, práce citovaná v pozn. [I]), str. 4, odst. 5.

[19]) Glycerin $C_3H_8O_3$ obsahuje však ve 100 gramech *pouze 8·7 gr vodíku,* kdežto 39·13 gr uhlíku a 52·17 gr kyslíku. Tedy tvrzení, že vodík bude míti zhruba týž koeficient σ/ρ jako glycerin, poněvadž glycerin jest látka poměrně bohatá na vodík (obsahuje ho všeho všudy 8·7%!), jest tvrzení nesprávné. Voda H_2O obsahuje vodíku 11·11% a kyslíku 88·89%. Tudíž — **zachováváme-li** zatím nedosti odůvodněnou a ve skutečnosti nesprávnou úvahu autorovu — s tohoto hlediska bylo by bývalo mnohem lépe říci, že koeficient kyslíku ξ_O bude asi takový jako koeficient vody $k_1 = 0{\cdot}0383$. Pak by ale z rovnice (viz odst. 4)

$$\xi_O = \frac{1}{8}\,(9\,k_1 - \xi_H)$$

plynulo, že koeficient $\xi_H \doteq k_1 \doteq \xi_O$, což jest výsledek nesprávný, jak uvidíme později. — (Ve skutečnosti $\xi_H = 2\,\xi_O = 2\,\xi_C$. Pro paprsky γ, s nimiž experimentoval Neukirchen, jest ve skutečnosti $(\sigma/\rho)_{\text{voda}} = 0{\cdot}0659$, $(\sigma/\rho)_{\text{glycerin}} = 0{\cdot}0640\; cm^2\, gr^{-1}$ a hodnoty σ/ρ u vodíku, uhlíku a kyslíku jsou po řadě 0·118, 0·059, 0·059; viz. pozn. [17])).

[20]) Viz odst. 7 této práce.

[21]) Viz na př. M. Abraham, Theorie der Elektrizität, Bd. II., p. 176, (1914).

[22]) O tom, že představa prof. Posejpala o složení éteru z „neutronů“ nevyhovuje požadavkům, které fysika na teorie éteru musí klásti, obšírně pojednal v Rozpravách II. tř. Č. Ak., roč. XLI, č. 5, (1931) prof. Záviška v práci „Po-

z nehmotných neutronů*), jednak možnost určiti *přímo* objem elektronu!!**).

7. *Nesprávnost hodnot Neukirchenových pro* σ/ρ. — V další práci[23]) ukáži obšírně, jak nesprávné jsou výsledky, které Neukirchen odvodil jednak z měření Kohlrauschových (která byla provedena velmi pečlivě), avšak pomocí nesprávného poměru 4 : 3 intensit obou složek ne-

známky ke studiu světového éteru"; jsou to poznámky k třem pracím prof. Posejpala:

1. Příspěvek ke studiu světového étheru. Rozpr. II. tř. Čes. Akad. Roč. XXXVII, č. 7, str. 1—7. 1928.

2. Druhý příspěvek ke studiu světového étheru. Tamtéž, č. 39, str. 1—8.

3. O étheru. Věstník VI. sjezdu čsl. přírodozpytců, lékařů a inženýrů. Díl III. Část přírodovědecká, str. 11. 1929.

Prof. Záviška ukazuje ve výše uvedeném pojednání, že k výkladu většiny faktů, které prof. Posejpal považuje za důsledek nebo potvrzení svých názorů o éteru, vůbec představy o éteru nepotřebuje; stačí k tomu daleko jednodušší předpoklady, ale ty ovšem zpravidla při podrobnějším rozboru nutno zavrhnouti, neboť důsledky z nich plynoucí odporují zkušenosti. Také v tomto „Třetím příspěvku" prof. Posejpal představy o éteru nepotřebuje (ostatně sám to poznamenává, ř. 4 zd. na str. 1); zavádí pouze jakýsi model fotonu (str. 1, ř. 12 zd.) ve formě „paprsku majícího nejen konečnou délku, odpovídající trvání emisního aktu, ale také konečný příčný průřez a to velikosti πr^2, kdež r jest poloměr elektronu". — Podle zprávy, kterou uveřejnil K. Das v Naturwissenschaften *17*, 543, 1929 soudí též Mc Lewis, že foton má poloměr rovný poloměru elektronu, naproti tomu Ornstein a Burger (ZS. f. Ph. *20*, 345, 351) zavádějí model fotonu, který má průřez $= \alpha\lambda^2$, kde λ jest vlnová délka záření, resp. považují foton za kouli o poloměru $\lambda/2\pi$. Je patrno, že model fotonu, jehož průřez jest konstantní, se nehodí do úvahy prof. Posejpala, má-li zůstati jinak nezměněna, poněvadž pak vyjde nesprávný vzorec pro σ/ρ u vodíku. Ale ovšem úvaha prof. Posejpala k odvození vzorce pro $(\sigma/\rho)_H$ nemůže býti správná již z toho důvodu, že se v ní nedbá zjevu Comptonova, který je tu vlastně jediným činitelem — vše ostatní nepadá na váhu. — Viz též pozn. [6]) v této mé práci.

*) Neutron sestávající z protonu a elektronu nemůže býti nehmotný, nýbrž hmota jeho musí býti přibližně rovna hmotě vodíkového atomu; pak však nemůže býti takovýto neutron částicí nehmotného éteru. — Pozn. při korektuře: Viz o tom též pozn. na str. 354 mého článku: »Poznámky k článku p. prof. Posejpala „Stanovení absorpčních skoků v oboru *X*-paprsků"« (Časopis pro pěst. mat. a fys. *61*, 333—359, 1932) a souborný referát: R. Swinne Neutron, das nullte Element. Z S. f. techn. Phys. *13*, 279—282, 1932. — Viz zvl. pěkný referát A. J. Rutgers, Het Neutron, Physica *12*, 177—193, 1932. — Konečně viz Ir. Curie-F. Jolliot, New Evidence for the Neutron; Nature *130*, 57, 1932: „The mass of the neutron calculated by Chadwick ... is about 1·006 ($He = 4$), ..."

**) Poznámka při korektuře: Jak je třeba definovati v dnešní fysice poloměr r volného elektronu, o tom viz str. 355 výše citovaného mého článku v „Časopisu". Srvn. M. Born, Eine Bemerkung über den Elektronenradius. Naturwissenschaften, *20*, 269, 1932. — Pro fotony o malém ν lze definovati r takto: $r = \sqrt{\frac{3}{8}}\,\frac{e^2}{m_0 c^2}$, ($m_0$ = klidová hmota, — e = náboj elektronu a c = rychlost světla).

[23]) V. Trkal, O difusi γ-paprsků radia C. — (Poznámky k stejnojmenné práci J. Neukirchen, Über Streuung der γ-Strahlen des RaC. ZS. f. Phys. *6*, 106—117, 1921.) —Rozpr. II. tř. Č. A. v Praze, roč. 1932. — Předloženo 5. 2. 1932.

homogenního záření γ (správně 3 : 1)[24]), jednak z měření vlastních, o jejichž spolehlivosti není důvodu příliš pochybovati (bohužel není nikde udán vnitřní poloměr absorbujícího mezikoulí, který jest nutno znáti), avšak na základě chybného tvrzení, že zeslabení intensity záření γ, vycházejícího z malé koule, v absorbující látce, která vyplňuje mezikoulí (s touto malou koulí soustředné) malé tloušťky, jest právě takové, jako kdyby záření vycházelo z bodu (středu).[25])

Zde uvedu pouze správně odvozené výsledky z původních protokolů Kohlrauschových:[26])

pro vodu $\rho = 1$, $\sigma = 0{\cdot}0659$, $\sigma/\rho = 0{\cdot}0659$,
($\sigma = 0{\cdot}0383$, $\sigma/\rho = 0{\cdot}0383$ podle Neukirchena);
pro glycerin $\rho = 1{\cdot}24$, $\sigma = 0{\cdot}0798$, $\sigma/\rho = 0{\cdot}0640$,
($\sigma = 0{\cdot}0504$, $\sigma/\rho = 0{\cdot}0406$ podle Neukirchena).

Z teorie[27]) plyne, že součin koeficientu σ/ρ (pro stejné λ) se zlomkem, jehož čitatel se rovná molekulové váze sloučeniny a jehož jmenovatel jest roven počtu (vnějších) elektronů v molekule přítomných, musí býti u všech sloučenin konstantní, není-li arciť ani jeden z prvků tvořících tyto sloučeniny těžší než aluminium. Tento vztah jest zde až asi na 1% správně splněn, neboť

$$(H_2O) \ldots\ldots \frac{2+16}{2+8} \times \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{\text{voda}} = 0{\cdot}1186,$$

$$(C_3H_8O_3) \ldots \frac{3\times 12+8+3\times 16}{3\times 6+8+3\times 8} \times \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{\text{glyc.}} = 0{\cdot}1178,$$

použijeme-li správných hodnot pro σ/ρ, t. j. 0·0659 resp. 0·0640. Naproti tomu hodnoty σ/ρ, které udává Neukirchen (jsou výše uvedeny v závorce), tomuto vztahu nevyhovují vůbec; jsou tudíž bezcenné. Kohlrausch sám uvádí ve své knize o radioaktivitě[28]) jisté pochybnosti o správnosti úvah Neukirchenových a také vyslovil domněnku,[29]) že *celá* hodnota koeficientu μ, k níž dospěl Neukirchen z obou Kohlrauschových hodnot μ_1 a μ_2 podle vztahu

$$e^{-\mu d} = \frac{4}{7} e^{-\mu_1 d} + \frac{1}{7} e^{-\mu_2 d}$$

pochází asi od difuse. Pak by Neukirchenovy hodnoty dle Kohl-

---

[24]) Viz násl. práci, cit. zde v pozn. [23]), odst. 6.

[25]) Viz práci, cit. v pozn. [23]), odst. 7 a násl..

[26]) Viz práci cit. v pozn. [23]), odst. 5.

[27]) Viz odst. 4 této práce.

[28]) K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität, Handb. f. Experimentalphysik, Bd. 15, 1928, p. 112, pozn. pod čarou.

[29]) K. W. F. Kohlrausch, l. c., p. 113, 19. ř. zd.

rausche měly znamenati ne σ, nýbrž σ_s[30]). — Avšak správný vztah mezi μ, μ_1, μ_2 zní jinak; velmi přibližně takto:

$$e^{-\mu d} = \frac{3}{4} e^{-\mu_1 d} + \frac{1}{4} e^{-\mu_2 d}$$

a pak vskutku $\mu = \sigma$. Neukirchenovy hodnoty σ nemohou býti hodnotami σ_s již proto, že oba výše napsané součiny pro H_2O a $C_3H_8O_3$, nedají totéž číslo, jak musí býti podle teorie; viz pozn.[30]) pod čarou. Ze správných hodnot σ výše uvedených lze sice předpisem Neukirchenovým obdržeti hodnoty jiné, o kterých by bylo možno pak prohlásiti, že jsou to veličiny σ_s, kdyby ovšem splňovaly požadavek konstantnosti zmíněných již součinů. Avšak předpis Neukirchenův není správný, poněvadž jest založen na chybném předpokladu o poměru intensity záření γ materiálem zeslabeného k intensitě téhož záření nezeslabeného. Tudíž celá Neukirchenova práce (kromě naměřených jím hodnot, které

[30]) $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$; σ_s značí tu část σ, která způsobuje, že část rozptýlené energie se opět někde v prostoru vyskytne jako záření, na rozdíl od σ_a, která je příčinou při difusi ztracené práce, jež se musí objeviti v energii elektronu difusi způsobující. Viz Kohlrausch, l. c. p. 109 dole. — E. Rutherford - J. Chadwick - C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances, Cambridge 1930, p. 463. — Tam jest uvedena tato formule pro ${}_e\sigma_s$ (p. 464):

$${}_e\sigma_s = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4}\left[\frac{1}{\alpha^3} \log_e (1 + 2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2 (1 + 2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3}\right]$$

$${}_e\sigma_s + {}_e\sigma_a = {}_e\sigma.$$

Ale z práce citované zde v pozn. [23]) vyplývá, že Neukirchenovy hodnoty pro σ *nemohou* znamenati σ_s; hodnoty jím uváděné nedají se vyložiti nijak jinak než chybou v původních předpokladech zde na počátku odstavce 7 obšírněji vyložených.

Z formule Kleinovy-Nishinovy plynou pro $\lambda = 10{\cdot}7$ jednotek X tyto koeficienty:

pro vodu:	pro glycerin:
$\sigma = 0{\cdot}06586\ cm^{-1}$	$\sigma = 0{\cdot}07989\ cm^{-1}$
$\sigma_s = 0{\cdot}03558\ cm^{-1}$	$\sigma_s = 0{\cdot}04316\ cm^{-1}$
$\sigma_a = 0{\cdot}03028\ cm^{-1}$	$\sigma_a = 0{\cdot}03673\ cm^{-1}$

$$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_H = 0{\cdot}11855\ cm^2\ gr^{-1}$$

$$\left(\frac{\sigma_s}{\rho}\right)_H = 0{\cdot}06404\ cm^2\ gr^{-1}$$

$$\left(\frac{\sigma_a}{\rho}\right)_H = 0{\cdot}05451\ cm^2\ gr^{-1}.$$

Naproti tomu prof. Posejpal tvrdí, že pro velmi tvrdé paprsky γ, nezávisle na jejich vlnové délce λ, jest

$$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_H = 0{\cdot}068\ cm^2\ gr^{-1}.$$

označuje písmenem k, a které trpí ještě tím, že není udán příslušný vnitřní poloměr mezikoulí vyplněného absorbující látkou), nemá vůbec ceny.

Uvážíme-li ještě, že filtry *Pb* nehomogenního záření γ (*Ra C*), jichž užíval Kohlrausch, měly tloušťku od 0·3 *cm* do 1·8 *cm* a filtr Neukirchenův jen 0·26 *cm*, jest také pochybné, zdali lze výsledků Kohlrauschových užíti přímo pro pokusy Neukirchenovy. Naproti tomu Ahmad užíval v citované práci filtru *Pb* 1 *cm* silného a obdržel pro paprsky γ vycházející z *Ra* $(B + C)$ koeficient σ/ρ ve vodíku $N \,.\, 1{\cdot}668 \,.\, 10^{-25} = 0{\cdot}101\ cm^2\, gr^{-1}$, kdežto z Kohlrauschových měření plyne σ/ρ ve vodíku $= 0{\cdot}118$, což jest daleko bližší hodnota číslu předešlému než vodíková hodnota Neukirchenova [ať už 0·0689 (z vody) anebo 0·0747 (z glycerinu)]. — Ostatně nejnižší přímo změřená hodnota $(\sigma/\rho)_H$ mně z literatury známá jest 0·047, kdežto prof. Posejpal uvádí hodnotu 0·068. (Viz pozn. [16]) této mé práce).

II.

8. *Další práce experimentální.* — Z dalších prací experimentálních, které mají vztah k problému uvedenému v záhlaví tohoto sdělení sluší uvésti práci Tarrantovu[31]) z laboratoře Lorda Rutherforda (vyšla v červnovém čísle Proc. Roy. Soc. r. 1930), kde jsou uvedeny vzorce: Comptonův, Diracův a Kleinův-Nishinův pro difusní koeficient vztažený na jeden elektron; tam v tabulce V. na str. 356 v posl. řádce jest uvedena hodnota ${}_e\sigma$ pro vodík (126×10^{-27}), vypočtená z měření na vosku parafinovém $C_{26}H_{54}$, který obsahuje 14·76% vodíku (viz str. 351 cit. pojedn.). Tudíž pro ty monochromatické tvrdé paprsky γ, jichž užíval Tarrant, (pocházely z *Th C''* a byly filtrovány destičkou olověnou 3 *cm* silnou) jest $(\sigma/\rho)_H = 6{\cdot}06 \,.\, 10^{23} \times 126 \times 10^{-27} = 0{\cdot}0763$. Pro uhlík vychází v této práci $2\,(\sigma/\rho)_C = 6{\cdot}06 \,.\, 10^{23} \times 124 \times 10^{-27} = 0{\cdot}0751$.

Koncem května r. 1930 uveřejnila sl. Meitnerová předběžnou zprávu o svých pokusech vykonaných společně s Hupfeldem[32]) v Naturwissenschaften; obšírná práce vyšla r. 1931 v lednu v ZS. f. Phys.[32]). — Z výsledků nás zde zajímajících budiž uvedeno aspoň toto: Byl změřen

---

[31]) G. P. T. Tarrant, The Absorption of Hard Monochromatic γ-Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) *128*, 345—359, 1930. Nr. 807.

[32]) L. Meitner-H. H. Hupfeld, Über die Prüfung der Streuungsformel von Klein und Nishina an kurzwelliger γ-Strahlung. — Naturwissenschaften *18*, 534—535, 1930. — Srovn. též článek týchž autorů ve Phys. ZS. *31*, 947, 1930.

L. Meitner-H. H. Hupfeld, Über das Absorptionsgesetz für kurzwellige γ-Strahlung, ZS. f. Phys. *67*, 147, 1931.

G. Beck, Bemerkung zur Zerstreuung harter γ-Strahlen. Naturwissenschaften, *18*, 896, 1930.

L. Landau, Bemerkung zur Zerstreuung harter γ-Strahlen. Naturwissenschaften, *18*, 1112, 1930.

koeficient difuse σ po př. ${}_e\sigma$ pro záření γ pocházející z $Th\,C''$ (mající jednotnou délku vlny $\lambda = 4{\cdot}7$ jednotek X) v uhlíku a kyslíku; olověný filtr měl tloušťku 4 *cm*. Pro ${}_e\sigma$ v uhlíku byla nalezena hodnota odpovídající formuli Kleinově-Nishinově pro $\lambda = 4{\cdot}7$ jednotek X, totiž $1{\cdot}235 \,.\, 10^{-25}$. Hodnota pro kyslík byla nalezena o 2% vyšší, avšak to je již v mezích pozorovacích chyb užité metody. Pro nehomogenní záření γ z *Ra C* filtrované 4 *cm* olova jest koeficient difuse vztažený na jeden elektron v uhlíku i v aluminiu stejný (${}_e\sigma = 1{\cdot}53 \,.\, 10^{-25}$); délka vlny tohoto záření vypočtená z formule Kleinovy-Nishinovy jest $\lambda = 6{\cdot}7$ jednotek X.

V červnovém čísle z r. 1930 Proc. Nat. Acad. Amer. vyšla práce Chaova[33]) z laboratoře Millikanovy, která popisuje určování difusního koeficientu záření γ z Th C'' ($\lambda = 4{\cdot}7$ jednotek X) ve vodě a aluminiu pro profiltrování 6·8 *cm* olova. Hodnota ${}_e\sigma N = {}_e\sigma \times 6{\cdot}06 \,.\, 10^{-25}$ jest pro vodu 0·0787, pro aluminium 0·0794; tedy $(\sigma/\rho)_H = 0{\cdot}0787$ pro $\lambda = 4{\cdot}7$ jednotek X.

Dále třeba připomenouti práci Jacobsenovu[34]) z r. 1931, o níž vyšla předběžná zpráva v Naturwissenschaften (v listopadu) r. 1930[35]); byla pracována v laboratoři Bohrově v Kodani a z ní vyplývá naprosto nezvratně, že u nejlehčích prvků jest ${}_e\sigma$ konstantní pro záření téže vlnové délky.

Konečně patří aspoň částečně do tohoto soupisu literatury také dvě práce Grayovy[36]) z laboratoře Rutherfordovy z r. 1931; práce uveřejněná v Cambridge Phil. Soc. obsahuje empirickou závislost fotoelektrického absorpčního koeficientu τ paprsků Röntgenových a záření γ na atomovém čísle Z a vlnové délce λ. Uspokojivá teoretická formule dosud neexistuje a proto z měření v mezích 100 až 4·7 jedn. X sestavuje Gray empirická pravidla a grafy, které ovšem zde uváděti by nebylo účelné.

9. *Poznámky z teorie.* — Pokud se týče odvození základního vztahu

$$J_x = J_0\, e^{-\mu x},$$

kde $\mu = \tau + \sigma$ jest extinkční koeficient, τ fotoelektrický koeficient a σ (Comptonův) difusní koeficient, stačí poukázati k příslušné literatuře.[37])

---

[33]) Ch. Y. Chao, The absorption coefficient of hard γ-rays. Proc. Nat. Acad. Amer. *16,* 431—433, 1930. Nr. 6.

[34]) J. C. Jacobsen, Über Absorption und Streuung von γ-Strahlen. ZS. f. Phys. *70,* 145, 1931.

[35]) J. C. Jacobsen, Über die Streuung von γ-Strahlen. Naturwissenschaften, *18,* 951, 1930.

[36]) L. H. Gray, The Scattering of Hard Gamma Rays. — Part. II., Proc. Roy. Soc. London (A) *130,* 524—541, 1930.

L. H. Gray, The Photoelectric Absorption of Gamma Rays. Proc. Cambridge Phil. Soc. *27,* 103—112, 1931. Nr. 1.

[37]) Viz na př. K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität 1928 (citovaná v pozn. [28])) nebo nejnovější E. Rutherford-J. Chadwick-C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances, Cambridge 1930.

Jen třeba poznamenati, že tato definice není dosti uspokojivá, jak o tom svědčí tento výrok: „Les coefficients d'absorption (μ) sont définis d'une manière assez insuffisante par $J_x = J_0 e^{-\mu x}$, mais ce sont des données très utiles pour la pratique des mesures comme pour l'identification rapide d'une substance radioactive.“[38])

O koeficientu σ bude, myslím, záhodno poznamenati aspoň toto: V 1 cm^3 nějaké látky jest obsaženo ρ gramů této látky, kde ρ $grcm^{-3}$ jest specifická její hmota; v jedné grammolekule nějaké látky nalézá se $N = 6{\cdot}06 \,.\, 10^{23}$ molekul. Tudíž u prvku v 1 cm^3 bude obsaženo $\rho N/A$ atomů a $\rho N Z/A = n$ elektronů (vnějších), při čemž A značí atomovou váhu a Z atomové číslo prvku. Potom ${}_e\sigma = \sigma/n$ jest difusní koeficient, který by látka měla, kdyby v každém cm^3 byl jen jeden elektron. Tedy

$$ {}_e\sigma = \frac{\sigma}{\rho} \,.\, \frac{A}{N Z}, \quad \text{čili} \quad \frac{\sigma}{\rho} = {}_e\sigma \,.\, N \frac{Z}{A}. $$

Pro případ chemické sloučeniny $X^{(1)}_{r_1} X^{(2)}_{r_2} X^{(3)}_{r_3} \ldots$ prvků $X^{(1)}, X^{(2)}, X^{(3)}, \ldots$, kde $r_1, r_2, r_3 \ldots$ jsou stoechiometrická čísla, bude podobně

$$ \frac{\sigma}{\rho} = {}_e\sigma \,.\, N \,.\, \frac{\Sigma_i r_i Z_i}{\Sigma_i r_i A_i}. $$

Jedná-li se pak o homogenní směs několika sloučenin o hustotách $\rho_1, \rho_2, \rho_3 \ldots$, tak že čísla $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \ldots$ vyjadřují procenta jednotlivých složek směsi obsažená v 1 cm^3 směsi, pak bude

$$ \frac{\sigma}{\rho} = {}_e\sigma \,.\, N \,.\, \frac{\Sigma_k \omega_k \rho_k \xi_k}{\Sigma_k \omega_k \rho_k}, \quad \xi_k = \frac{\Sigma_i r^{(k)}_i Z^{(k)}_i}{\Sigma_i r^{(k)}_i A^{(k)}_i}, $$

při čemž

$$ \rho = \Sigma_k \omega_k \rho_k, \quad \Sigma_k \omega_k = 1. $$

Poněvadž $\mu = \tau + \sigma$ a u tvrdých paprsků γ jest prakticky $\tau = 0$, platí všechny hořejší vzorce i pro μ (místo σ).

Hodnota ${}_e\sigma$ jest podle teorie nezávislá na materiálu. Výraz pro ${}_e\sigma$ udává formule K l e i n o v a - N i s h i n o v a[39])

$$ {}_e\sigma = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} 2 \left[\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left\{ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log_e (1+2\alpha) \right\} + \right. $$
$$ \left. + \frac{1}{2\alpha} \log_e (1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right]; $$

$\alpha = h\nu/mc^2$. Význam písmen jest uveden v „Úvodě“ na str. 3 této práce.

[38]) Journal de Physique, sér. VII, t. II, sept. 1931, No. 9, p. 287, (Constantes radioactives admises en 1930. Rapport de la commision internationale de l'étalon de radium).

[39]) O. K l e i n u. Y. N i s h i n a, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik nach D i r a c. — ZS. f. Phys. *52*, 853—868, 1929.

J. W a l l e r, Die Streuung von Strahlung durch gebundene und freie Elektronen nach der D i r a c s c h e n relativistischen Mechanik. — ZS. f. Phys. *61*, 837—851.

Odvozovati tento výraz zde pro nedostatek místa nelze. Avšak nemohu opominouti uvésti aspoň něco o zjevu Comptonově a to podle knihy M. de Broglie - L. de Broglie, *Introduction à la physique de rayons X et gamma*, Paris 1928. Činím tak proto, že je to pro ocenění práce p. prof. Posejpala velmi důležité.[40])

[40]) Jak bylo již v pozn. [2]) uvedeno, napsal prof. Posejpal do Ottova Slov. Naučného (15. 10. 1930) heslo Comptonův zjev; toto heslo jest až na úvodní věty téměř doslovným překladem zde citovaného francouzského textu (ač pramen vůbec neudán). Text prof. Posejpala zní:

„Prochází-li světlo hmotným prostředím, je zeslabováno dvojím způsobem: hmota jednak ujímá svazku energii, proměňujíc ji buď zcela neb z části ve vl. energii atomovou, za druhé uchyluje některé paprsky svazku z jejich směru, čímž vzniká světlo rozptýlené, difusní. Jde-li o paprsky světla viditelného nebo ultrafialového, nemění se rozptylem délka vlnová, u paprsků délek vlnových velmi krátkých, jako jsou X-paprsky a γ-paprsky, může paprsek po rozptylu sice podržeti svou pův. délku vlny, může však míti i délku vlnovou delší. A. H. Compton byl první, jenž 1923 tuto změnu délky vlnové bezpečně dokázal a teoreticky vysvětlil. Máme tedy pro paprsky X a γ dva druhy rozptylu: Jeden beze změny délky vlnové, druhý s jejím prodloužením, nazývaný jinak také **C. z.** Dá se jednoduše vysvětliti hypothesou o kvantech světelných. Výklad ten podal Compton a s ním souč. Debye asi takto: Nechť kvantum světelné, jež nám představuje elementární paprsek, se srazí s elektronem, klidným a prostým jakékoliv vazby atomové, hmoty m_0. Je-li λ_0 délka vlnová, c rychlost světla a $h = 6{\cdot}55 \,.\, 10^{-27}$ erg sek., t. zv. Planckova konstanta, je energie světelného kvanta dána součinem $h\nu_0$, jeho hmota je $\frac{h\nu_0}{c^2}$ a jeho hybnost $\frac{h\nu_0}{c^2} \,.\, c = \frac{h\nu_0}{c}$, při čemž $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ je t. zv. frekvence uvažovaného paprsku. Po srázu má elektron nějakou rychlost $v = \beta c$, $(\beta = \frac{v}{c})$, svírající s pův. směrem paprsku úhel φ, kvantum se odrazí svírajíc úhel Θ a tvoříc nový paprsek, jehož rychlost, poněvadž jde o světlo, zůstane nezměněně c, ale energie příslušného kvanta bude menší, ježto srázem část energie převzal elektron. Z toho následuje, že frekvence kvanta bude jiná, ν_Θ, tak aby $h\nu_\Theta < h\nu_0$. Předpokládáme, že při tomto srázu platí obdobně jako při srázu obyč. hmot zákon o zachování hybnosti a zákon o zachování energie. Prvý zákon je patrný z obr., při čemž hybnost elektronu $m\,v$ je vyjádřena se zřetelem na změnu jeho hmoty s rychlostí, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Početně máme

$$\text{(1)} \qquad \frac{h\,\nu_0}{c} = \frac{m_0\,v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\varphi + \frac{h\,\nu_\Theta}{c} \cos\Theta,$$

$$\text{(2)} \qquad 0 = \frac{m_0\,v}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\varphi + \frac{h\,\nu_\Theta}{c} \sin\Theta,$$

$$\text{(3)} \qquad h\,\nu_0 = m_0\,c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) + h\,\nu_\Theta.$$

První dvě rovnice plynou z obr. a vyjadřují rovnost hybnosti před srázem a po srázu, rovnice (3) vyjadřuje rovnost energie před srázem a po něm. Vyloučíme-li z prvých dvou rovnic φ, dostaneme vztah, který rovněž plyne přímo z obr.

$$\left(\frac{h\,\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\,\nu_\Theta}{c}\right)^2 - 2\,\frac{h\,\nu_0}{c}\,\frac{h\,\nu_\Theta}{c} \cos\Theta = \frac{m_0^2\,v^2}{1-\beta^2}.$$

Na str. 140 (Chap. XII. La diffusion des rayons X et γ) uvedené knihy jest tento passus:

„L'étude de la diffusion des rayons γ a montré, il y a déjà longtemps, que la radiation diffusée paraît moins pénétrante que la radiation incidente. Peu à peu, on s'est aperçu que pour les rayons X le même phénomène devait exister, du moins dans une certaine mesure; une partie au moins du rayonnement subit un abaissement de fréquence lors de la diffusion. C'est à A. H. Compton et à ses collaborateurs que revient l'honneur d'avoir bien mis en lumière ce fait fondamental; un instant contestée par M. W. Duane à la suite d'expériences dont l'interprétation n'était pas très sûre, son existence ne fait plus de doute aujourd'hui.

Voici donc ce que l'on observe: la radiation diffusée dans un azimut déterminé comprend deux composantes: l'une possède la même longeur d'onde que la radiation incidente, mais l'autre a une fréquence un peu plus faible et variable avec l'azimut d'observation. La première composante „non modifiée" peut s'interpréter à l'aide de la théorie électromagnétique de Thomson, mais la seconde ne peut l'être de cette façon. A. H. Compton et indépendant de lui P. Debye ont expliqué l'existence de cette composante et prévu la variation de sa fréquence avec l'azimut grâce à une

---

Položíme-li $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$ a vyloučíme v z posl. rovnice a rovnice (3), dostaneme výraz pro frekvenci odchýleného paprsku:

$$\nu_\Theta = \frac{\nu_0}{1 + \alpha(1 - \cos\Theta)} = \frac{\nu_0}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\Theta}{2}}$$

Zavedeme-li místo frekvence délky vlnové, máme $\lambda_\Theta = \lambda_0 (1 + 2\alpha \sin^2 \frac{1}{2}\Theta)$ a z toho prodloužení délky vlnové difusí:

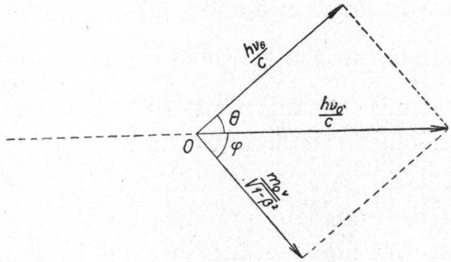
$$\delta\lambda = \lambda_\Theta - \lambda_0 = 2\alpha\lambda_0 \sin^2 \frac{\Theta}{2} = 2\frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Poněvadž $\frac{h}{m_0 c} = 0{\cdot}0242\,\mathring{A}$, máme konečně $\delta\lambda = 0{\cdot}0484.\sin^2 \frac{\Theta}{2}\,\mathring{A}$. Je tedy prodloužení délky vlnové $= 0$ pro $\Theta = 0$, t. j. pro paprsek neuchýlený, roste s Θ, pro $\Theta = 90^0$ dosahuje $\delta\lambda = 0{\cdot}0242\,\mathring{A}$, pro $\Theta = 180^0$ je největší, $0{\cdot}0484\,\mathring{A}$. Pozoruhodné je, že toto prodloužení $\delta\lambda$ nezávisí na délce vlny paprsku pův. Tyto výsledky byly dokonale potvrzeny měřením. — V. Posejpal, Roentgenovy X-paprsky 1925, A. H. Compton, X-Rays and Electrons 1928. *Pp*."

V knize prof. Posejpala o paprscích X není sice o zjevu Comptonově ani tolik jako v tomto slovníkovém článku, zato však v této jeho knize vzorec (27') na str. 101 ukazuje jasně, že σ/ρ u vodíku má býti dvojnásobné proti všem ostatním lehkým prvkům; tedy o hladké křivce (viz odst. 5 této mé práce), které prof. Posejpal užívá o 5 let později, nemůže býti ani řeči. A na str. 103 (ř. 1 shora) v téže knize prof. Posejpal zdůrazňuje »závislost σ/ρ na délce vlny, zejména jeho prudké klesání pro paprsky γ«. A přece o 5 let později této závislosti na λ vůbec nedbá.

théorie remarquablement simple fondée sur l'hypothèse des quanta de lumière.

Compton et Debye raisonnent ainsi: considérons un électron immobile et libre de tout lien atomique et, en nous plaçant résolument au point de vue extrême de la théorie des quanta de lumière, étudions à l'aide de la dynamique le résultat d'un choc entre cet électron immobile et un atome de radiation d'énergie $h\nu$. Selon les idées d'Einstein tout atome de radiation d'énergie $h\nu$ possède une quantité de mouvement $\frac{h\,\nu}{c}$. Après le choc, l'électron ne sera plus immobile; il aura pris une certaine vitesse v dans une direction faisant un angle φ avec la direction initiale du quantum; quant à celui-ci il aura été dévié de sa route et ayant cédé de l'énergie à l'électron, il n'aura plus qu'une énergie $h\nu_\Theta < h\nu$. Soit Θ la direction du quantum après le choc.



Obr. 2.

Diagram Comptonova *zjevu.*

(Obrazec jest převzat věrně z knihy M. et L. de Broglie, *Introduction à la physique de rayons X et gamma,* Paris 1928, str. 141. — Věrná kopie tohoto francouzského obrazce nalézá se v českém článku prof. Posejpala v Ottově Slovníku naučném (15. 10. 1930) o Comptonově zjevu. (Srvn. pozn. [40]).)

Les quantités inconnues v, ν_Θ, φ et Θ sont liées par trois relations qui expriment la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pendant le choc. En nous servant pour plus de précision des formules de la dynamique de Relativité, on trouve

$$(1) \qquad \frac{h\,\nu_0}{c} = \frac{m_0\,v}{\sqrt{1-\beta^2}}\cos\varphi + \frac{h\,\nu_\Theta}{c}\cos\Theta$$

$$(2) \qquad 0 = -\frac{m_0\,v}{\sqrt{1-\beta^2}}\sin\varphi + \frac{h\,\nu_\Theta}{c}\sin\Theta, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

$$(3) \qquad h\,\nu_0 = m\,c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) + h\,\nu_\Theta.$$

Éliminons φ entre les deux premières relations:

$$\left(\frac{h\,\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\,\nu_\Theta}{c}\right)^2 - 2\,\frac{h\,\nu_0}{c}\,\frac{h\,\nu_\Theta}{c}\cos\Theta = \frac{m_0^2\,v^2}{1-\beta^2},$$

formule qui se lit d'ailleurs directement sur la figure. Posons $\alpha = \frac{h\,\nu_0}{m_0\,c^2}$ et éliminons v entre la dernière équation et celle de l'énergie. Il vient

$$\nu_\Theta = \frac{\nu_0}{1 + \alpha\,(1 - \cos\Theta)} = \frac{\nu_0}{1 + 2\,\alpha \sin^2 \frac{\Theta}{2}}.$$

Si l'on préfère employer les longeurs d'onde, on écrira

$$\lambda_\Theta = \lambda_0 \left(1 + 2\,\alpha \sin^2 \frac{\Theta}{2}\right)$$

et

$$\delta\,\lambda = \lambda_\Theta - \lambda_0 = 2\,\alpha\,\lambda_0 \sin^2 \frac{\Theta}{2} = 2\,\frac{h}{m_0\,c} \sin^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Telles sont les formules de la théorie de Compton-Debye, elles donnent la variation de longeur d'onde subie par une radiation diffusée dans la direction définie par l'angle Θ. La quantité $\frac{h}{m_0\,c}$ a les dimensions d'une longeur et exprimée en angtröms (10^{-8} *cm*) elle est égale à 0,0242. La variation $\delta\,\lambda$ de longeur d'onde est nulle pour $\Theta = 0$, croît pour Θ croissant, est égale à 0,0242 Å à 90^0 et atteint un maximum égal à 0,0484 Å pour $\Theta = 180^0$; ces résultats ont été très exactement confirmés par de nombreuses expériences et l'on peut affirmer que le changement de longeur d'onde manifesté par la composante ,,modifiée" est bien fourni dans chaque azimut par la loi donnée ci-dessus. Il est très remarquable que ce $\delta\,\lambda$ soit indépendant de la longeur d'onde incidente."

V dalších odstavcích této kapitoly vykládají oba autoři (Maurice a Louis) de B r o g l i e o difusi paprsků X a γ. V odst. 6 téže kapitoly na str. 153, ř. 2 zd. pak u příležitosti výkladu o intensitě píší toto: ,,Au contraire la formule de Compton explique les faits observés avec les très hautes fréquences; pour celles-ci en effet, tous les électrons atomiques vont pouvoir être considérés comme libres et l'affaiblissement total par diffusion est représenté par le coefficient $\frac{\sigma_0}{1 + 2\,\alpha}$, qui tend vers zéro avec λ."

Při tom $\frac{\sigma_0}{1 + 2\,\alpha} = \sigma$ jest ,,le coefficient σ d'affaiblissement par diffusion qui, dans la théorie de Thomson, a la valeur $\sigma_0 = \frac{8\,\pi\,N\,e^4}{3\,m^2\,c^4}$." (Viz str. 153, posl. odstavec); číslo N značí počet volných elektronů způsobujících difusi. A na str. 131 téže knihy čteme:,, . . . nous pouvons ici définir un coefficient massique de diffusion σ/ρ et un coeficient atomique de diffusion σ_{at} donnée par

$$\sigma_{at} = \frac{\sigma}{\rho}\,\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}},$$

où $\mathcal{A}$ est le poids atomique du diffuser et $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro."

Poněvadž pak atom má $N = Z$ vnějších elektronů, bude koeficient difuse vztažený na jeden ze Z elektronů obklopujících atomové jádro

$$_e\sigma = \frac{\sigma}{\rho}\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{N}\, Z}.$$

Při tom koeficient $_e\sigma$ jest dle hořejšího vzorce dán výrazem

$$_e\sigma = \frac{8\,\pi\, e^4}{3\, m^2 c^4}\cdot\frac{1}{1+2\,\alpha},$$

$$\alpha = \frac{h\,\nu_0}{m\, c^2}.$$

Jest tudíž nade vši pochybnost jasné, že čtenář XI. a XII. kapitoly knihy právě citované bez námahy musil seznati, že σ/ρ u tvrdých paprsků γ závisí podstatně na jejich vlnové délce a nejen to, nýbrž také, že s klesající délkou vlny klesá σ/ρ k nule. (Výraz $\frac{1}{1+2\,\alpha}$ plynoucí z jednoduché teorie Comptonovy byl brzo potom, co vyšla citovaná zde kniha, nahrazen složitějším a lépe vyhovujícím vzorcem Kleinovým-Nishinovým, jak již bylo na počátku této práce uvedeno.) Je těžko pochopiti, že to vše mohlo ujíti 17. 10. 1930 pozornosti pana prof. Posejpala, jenž z uvedené knihy vydatně čerpal při spisování hesla „Comptonův zjev" pro Ottův Slovník Naučný 15. 10. 1930.

Co pak se týče relativní velikosti koeficientu σ/ρ (při témž λ) u jednotlivých prvků, nalezneme správné poučení i v tak tenounké knížečce, jako vycházejí v „Sammlung Göschen". V této sbírce (pod č. 950) vyšla r. 1927 knížka: R. Herz, *Röntgenstrahlen*, v níž na str. 60, ř. 6 sh., stojí psáno: „.... Der Massenstreukoeffizient (σ/ρ) ist daher angenähert gleich bei allen Elementen. Für Elemente höherer Ordnungszahl finden jedoch Ausnahmen statt, ebenso bei Wasserstoff, wo σ/ρ doppelt so groß ist wie bei anderen Elementen niederer Ordnungszahl ..."

Dále v dubnu r. 1930 vyšla v analogické sbírce francouzské „Collection Armand Collin" pod č. 120 podobná malá knížka: J. Thibaud, Les Rayons X; na str. 22 této knížky jest uvedena formule (6)

$$\frac{\sigma}{\rho} = \sigma_{at} \times \frac{N}{A} = N \times \frac{Z}{A}\,\frac{8\,\pi}{3}\,\frac{e^4}{m^2 c^4} \cong \frac{N}{2} \times \frac{8\,\pi}{3}\,\frac{e^4}{m^2 c^4}$$

a na str. 130 jest výklad o formuli Kleinově-Nishinově, která nahrazuje právě uvedenou formuli klasickou.[41])

10. *Poznámky k teorii prof. Posejpala.* — Z toho, co bylo dosud řečeno, vyplývá, že teorie prof. Posejpala nemůže činiti nároků na existenci, poněvadž vede k příkrému sporu se zkušeností. Tudíž by nebylo nutno se

---

[41]) Srvn. též novou práci H. Hall - J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. *38*, 57, 1931.

jí zabývati vůbec. Pokládám však za účelné poznamenati o této teorii přece aspoň toto:

Prof. P o s e j p a l, neprávem ovšem, zanedbává zjev C o m p t o n ů v, jenž je tu vlastně jediné „agens", a pokládá fotony za korpuskule, s nimiž lze nakládati (až na náboj a hmotu) analogicky jako s elektrony, t. j. korpuskulemi, z nichž sestávají paprsky β. Další jeho úvahy o pravděpodobnosti, že foton projde materiálem nerušeně, nejsou nové. G. W e n t z e l[42]) v práci o difusi paprsků β uvažuje tento problém ještě obecněji; úvaha jeho týká se ovšem paprsků β. Pro ně platí bez námitek a lze ji reprodukovati v podstatě takto:

„Pozorujme částici β (nebo α) na její cestě vrstvičkou materiálu, jenž způsobuje difusi. Mysleme si atomy této folie uzavřeny v koulích jistého (vhodného) poloměru R a promítněme tyto koule na rovinu P, rovnoběžnou k této folii. O atomech ve folii předpokládáme, že nejsou uspořádány, nýbrž zcela náhodně rozpoloženy. To bude platiti také o jejich průmětech na zmíněnou rovinu P. Svazek paprsků β (nebo α) vytíná z roviny P plošku, která se rovná průřezu Q paprskového svazku.

Aby částice prošla vrstvičkou zcela nerušeně, jest patrně nutné a stačí, aby bod, v němž její původní směr protíná rovinu P, neležel uvnitř žádného kruhového průmětu. Pravděpodobnost, že tato stopa původního směru částice padne vně *určitě zvoleného* kruhového průmětu jest $1 - \pi R^2/Q$. Je-li úhrnný počet těchto kruhových průmětů roven M, jest pravděpodobnost, že stopa původního směru nepadne dovnitř *žádného* z těchto kruhů, dána číslem $(1 - \pi R^2/Q)^M$. Úhrnný počet M atomů, které by mohl uvažovaný svazek paprsků zasáhnouti, jest však roven $Q\, n\, d$, kde n značí počet atomů v objemové jednotce a d jest tloušťka vrstvičky. Pravděpodobnost nerušeného průchodu jest tedy

$$(1 - \pi R^2/Q)^{Qnd} = e^{-\mu d},$$

kde

$$\mu = -Q\, n\, log\, nat\, (1 - \pi R^2/Q).$$

V praksi jest však πR^2 vždy velmi malé proti Q, takže v rozvoji logaritmu stačí se spokojiti prvním členem pak

$$\mu = n \pi R^2.$$

Difusní koeficient μ jest tedy nezávislý na Q, což jest fysikálně plausibilní.

Uvažovaná pravděpodobnost nerušeného průchodu ($e^{-\mu d}$) není ovšem nic jiného než volná plocha nezabraná kruhovými průměty připadající na 1 cm^2. Pro velmi malé R přechází v hodnotu

$$1 - \mu d = 1 - \pi R^2 n d,$$

jak jest geometricky přímo patrno."

---

[42]) G W e n t z e l, Zur Theorie der Streuung von β-Strahlen, Ann. d. Phys. *69*, **335, 1922.**

O velikosti poloměru R činiti nějaké předpoklady, jak to činí prof. Posejpal — ovšem u paprsků γ, bylo by jistě odvážné a obsahovalo by značnou míru libovůle. Obráceně z experimentem (nebo teorií) daného μ lze ovšem souditi na velikost R, avšak jen při korpuskulárních paprscích anebo u paprsků vlnového charakteru jen v takových oborech vlnových délek, kde se zjev Comptonův prakticky neuplatňuje; rozhodně nikoli u tvrdých paprsků γ, kde jest Comptonův zjev vlastně jediným činitelem rozhodujícím.

Mimo to teoretické výsledky prof. Posejpala, podle učiněného jím předpokladu, týkají se monochromatického záření γ; číselná data však, kterých užívá, vztahují se na záření, které obsahuje nejméně dvě složky, jednu tvrdší, druhou měkčí. Tudíž ani po této stránce práce p. profesorova nevyhovuje požadavkům, které nutno klásti na práci vědeckou.

Poznámka při korektuře. — Že formule Kleinova-Nishinova jest u lehkých prvků dobrou aproximací pro difusní koeficient monochromatického tvrdého záření γ, dokazují ještě tyto další práce:

1) G. T. P. Tarrant, The Absorption of Hard Monochromatic γ-Radiation — Part II. — 'Proc. Roy. Soc.,' *A*, vol. 135, p. 223—237 (1932). —

Především viz „Introduction" na str. 223 cit. pojednání: »Thorium C$''$ emits in very considerable intensity a monochromatic γ-ray of very high quantum energy ($2{\cdot}649 \times 10^6$ *e*-volts) free from any other radiation of quantum energy than $0{\cdot}786 \times 10^6$ *e*-volts, so that it can be isolated by filtering through a few centimetres of lead.

Experiments by Tarrant 'Proc. Roy. Soc.,' A, vol. 128, p. 345 (1930), Meitner and Hupfeld 'Z. Physik,' vol. 67, p. 147 (1931), Chao 'Proc. Nat. Acad. Sci.,' vol. 16, No 6, p. 431 (1930) and by Jacobsen 'Z. Physik,' vol. 70, p. 145 (1931) on the absorption of these rays are in agreement in leading to the conclusions that the scattering formula of Klein and Nishina 'Z. Physik,' vol. 52, p. 853 (1928) is a good approximation for the elements of low atomic number. The absorption coefficients of the heavy elements, however, indicate that a new mode of γ-ray absorption is occuring, which may be nuclear in origin . . .«

Dále na str. 236 cit. pojednání:

„The conclusion is thus reached that the mean value of σ_e obtained from the light elements is $127{\cdot}4 \times 10^{-27}$, whereas the value deduced from the scattering absorption formula of Klein and Nishina is $123{\cdot}5 \times 10^{-27}$. There appear to be three possible alternatives The Klein and Nishina formula may be inaccurate in this region of spectrum, but it is much more likely, either that radiothorium sources mit a small amount of continuous γ-radiation, or that the contribution of the nuclear interaction to the total absorption cannot be expressed as a simple power law, and is relatively large in the light elements."

2) C. Y. Chao, The Abnormal Absorption of Heavy Elements for Hard γ-Rays. — 'Proc. Roy. Soc.', A, vol. 135. p. 206—213, (1932). —

První věta v „Introduction" na str. 206 citovaného pojednání praví doslova: „By absorption measurements of the hard γ-rays from Th C$''$, which are the most homogeneous type of γ-rays obtainable, we can now, in the case of light elements, prove the validity of the theoretical formula of Klein and Nishina . . ."

3) W. Heisenberg, Theoretische Überlegungen zur Höhenstrahlung. — Ann. d. Phys. (5), *13*, 430—452, 1932. —

Na str. 441 čteme: „Die Gültigkeitsgrenzen der Klein-Nishina-Formel sind von Bohr (Vortrag beim Kongreß in Rom, Oktober 1931) diskutiert worden; Bohr findet, daß die Formel bis herauf zu $h\nu = (800)^2 . mc^2$ anwendbar sein soll. Man muß hierbei allerdings beachten, daß die Sekundärstrahlung, die beim Comptonstoß vom streuenden Elektron emittiert wird, diese Grenze eventuell herabsetzen kann. Eine quantentheoretische befriedigende Behandlung dieser Streustrahlung liegt bisher nicht vor. Empirisch kann man die Klein-Nishina-Formel für freie Elektronen bis etwa $h\nu = 5\,mc^2$ als gesichert ansehen. (Vgl. L. Meitner u. H. Hupfeld, ZS. f. Phys. *67*, 106, 1931; vgl. insbesondere die Resultate über leichte Elemente.)

4) Lise Meitner und H. H. Hupfeld, Über die Streuung kurzwelliger γ-Strahlung an schweren Elementen. — ZS. f. Phys. *75*, 705—715, 1932.

Na str. 711 a 712 píší autoři toto: „. . . Aus dem Streukoeffizienten für *C*, für den die Gültigkeit der Klein-Nishina-Formel sicher besteht, ergibt sich die mittlere wirksame Wellenlänge zu 6,2 *X-E* . . . Die Gleichkeit der Streukoeffizienten von *C* und *Zn* zeigt, daß für die beiden Linien von 6,94 und 5,57 *X-E*, die bei diesen Versuchen praktisch die einzig wirksamen Linien des *Ra C* -γ- Spektrum sein dürften, die Klein-Nishina-Formel jedenfalls bis zum *Zn* innerhalb unserer Meßgenauigkeit gültig ist. . .“