

Werk

Label: Article

Jahr: 1933

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?31311028X_0062|log70

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

✉ info@digizeitschriften.de

Důkaz existence kladného elektronu.

V. Trkal.

(Došlo 29. dubna 1932.)

1. Pohyb volné elektricky nabité částice v homogenním magnetickém poli. — 2. Brzdění předešlého pohybu v plynu nebo v jiném prostředí. — 3. Fotografické snímky dokazující existenci kladného elektronu. — 4. Něco o experimentální metodě Blackettově-Occhialiniově. — 5. Nový důkaz existence kladného elektronu.

Mezi tiskem stručné zprávy „Kladný elektron“, kterou jsem uveřejnil v letošním ročníku tohoto *Časopisu* na str. 272—273, došla do Prahy originální práce obou autorů: P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation* (Proceedings of the Royal Society, A, vol. 139, 699—726, 1933 [7. února]), o níž jsem tehdy referoval. — Účelem těchto řádků jest vylíčiti hlavní myšlenky obsažené v citované práci a vedle toho podati aspoň částečně nezbytnou průpravu k náležitému porozumění originální práci.

1. Pohyb volné elektricky nabité částice v homogenním magnetickém poli.¹⁾ — Síla $\mathfrak{F}$, kterou působí homogenní magnetické pole intensity $\mathfrak{H}$ na elektrický náboj, jehož velikost jest e v míře elektrostatické a který se pohybuje rychlostí $\mathbf{v} = \dot{x}\mathbf{i} + \dot{y}\mathbf{j} + \dot{z}\mathbf{k}$, jest — jak známo — representována vektorem

$$\mathfrak{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathfrak{H}],$$

kde c jest rychlost světla ve vakuu a $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ jsou jednotkové vektory na osách souřadnic. Zvolíme-li osu z ve směru magnetického pole, bude $\mathfrak{H} = H\mathbf{k}$ a pohybové rovnice elektrické částice, jejíž hmota jest m , budou

$$\frac{d}{dt}(m\dot{x}) = \frac{e}{c} H\dot{y}, \quad \frac{d}{dt}(m\dot{y}) = -\frac{e}{c} H\dot{x}, \quad \frac{d}{dt}(m\dot{z}) = 0.$$

Při tom hmota $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, $v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2$.

Násobíme-li tyto rovnice po řadě výrazy $m\dot{x}$, $m\dot{y}$, $m\dot{z}$ a sečteme, obdržíme

¹⁾ První, pokud jest mi známo, kdo řešil tento problém (ovšem ne relativisticky), byl E. Riecke, Wied. Ann. 13, 192, 1881. — Práce jeho však upadla v úplné zapomenutí a výsledky jeho byly později znova nalezeny jinými autory.

$$\frac{d}{dt} [\frac{1}{2} m^2 (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)] = 0,$$

t. j.

$$c\beta/\sqrt{1-\beta^2} = w = \text{konst.},$$

takže absolutní hodnota rychlosti v jest

$$v = w/\sqrt{1+w^2/c^2} = \text{Konst.}$$

Tudíž hmota $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ jest konstanta na čase nezávislá.

Položíme-li $m\dot{x} = \xi$, $m\dot{y} = \eta$, $m\dot{z} = \zeta$, $eH = \omega mc$, nabudou pohybové rovnice tvaru

$$\dot{\xi} = \omega\eta, \quad \dot{\eta} = -\omega\xi, \quad \dot{\zeta} = 0.$$

Z obou prvních rovnic plyne rovnice $\ddot{\xi} + \omega^2\xi = 0$, jejíž integrál jest $\xi = A \cos \omega(t-t_0)$, kde A a t_0 jsou integrační konstanty. Z rovnice $\eta = \dot{\xi}/\omega$ plyne dále $\eta = -A \sin \omega(t-t_0)$ a z třetí rovnice vychází $\zeta = B\omega$, kde B jest integrační konstanta. Další integrací obdržíme

$$x - x_0 = \varrho \sin \omega(t-t_0), \quad y - y_0 = \varrho \cos \omega(t-t_0), \\ z - z_0 = a\omega(t-t_0),$$

kde $\varrho = A/m\omega$, $a = B/m\omega$, x_0, y_0, z_0, t_0 jsou integrační konstanty. To jsou rovnice obyčejné šroubovice na kruhovém válci, jehož osa má směr magnetického pole $\mathfrak{H} = H\mathfrak{H}$ a jehož poloměr jest ϱ ; výška závitů jest $2\pi a$. Poloměr křivosti R této šroubovice jest v každém jejím bodě týž a vyhovuje, jak známo, relaci $R\varrho = \varrho^2 + a^2$.

Avšak $\dot{x} = \varrho\omega \cos \omega(t-t_0)$, $\dot{y} = -\varrho\omega \sin \omega(t-t_0)$, $\dot{z} = a\omega$. Tudíž

$$\varrho^2 = \omega^2(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \frac{m_0^2 c^2 (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}{e^2 H^2 (1 - v^2/c^2)},$$

t. j. čím intenzivnější jest *ceteris paribus* pole H , tím menší jest poloměr ϱ válce, na němž tato šroubovice leží. Dále platí

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = \omega^2(\varrho^2 + a^2),$$

takže

$$R\varrho = \left(\frac{vmc}{eH} \right)^2.$$

Je-li výška výstupu a nepatrná vůči poloměru válce ϱ , jest přibližně $R = \varrho$ a pak platí přibližně vztah

$$\varrho = \frac{vmc}{eH},$$

t. j. pro (relativistickou) hybnost mv částice m platí relace

$$\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{e}{c} H \varrho,$$

odkudž plyne rychlost v částice m :

$$v = c \frac{H \varrho}{\sqrt{(m_0 c^2/e)^2 + (H \varrho)^2}}.$$

Pro energii E částice m platí známý relativistický vzorec:

$$E = m_0 c^2 [(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1] = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H \varrho e}{m_0 c^2} \right)^2} - 1 \right),$$

jestliže energii vyjadřujeme v ergech. Místo energie E udává se často onen potenciálový spád V ve voltech, po jehož proběhnutí nabude elektron energie E , takže

$$V = 299,80 E/e.$$

V případě, že tato elektrická částice jest elektron, dosadíme podle dnešních nejlepších hodnot²⁾: $e = 4,770 \cdot 10^{-10}$ elstat. jedn., $m_0 = 9,040 \cdot 10^{-28}$ g, $e/m_0 = 5,2765 \cdot 10^{17}$ elektrostatických jedn./g, $c = 2,9980 \cdot 10^{10}$ cm/sec, $c^2 = 8,9880 \cdot 10^{20}$, $m_0 c^2 = 8,1252 \cdot 10^{-7}$ ergů, $m_0 c^2/e = 1,7034 \cdot 10^3$. Pak

$$E = 8,1252 \cdot 10^{-7} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H \varrho}{1,7034 \cdot 10^3} \right)^2} - 1 \right) \text{ ergů,}$$

$$V = 6,2851 \cdot 10^{11} E \text{ voltů,}$$

$$H \varrho = 1,7034 \cdot 10^3 \frac{v}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ gaussů} \times \text{cm,}$$

$$\frac{v}{c} = \frac{H \varrho}{\sqrt{(1,7034 \cdot 10^3)^2 + (H \varrho)^2}}.$$

2. Brzdění předešlého pohybu v plynu nebo v jiném prostředí. — Pohybuje-li se volná elektrická částice vlivem homogenního magnetického pole v plynu nebo v jiném prostředí, naráží na atomy tohoto prostředí a odevzdává jim část své energie (plyn ionisuje); krátce pohyb její jest prostředím, v němž letí, brzděn. Avšak i v případě, že rychlost částice klesá, zůstává patrně vztah

$$\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{e}{c} H \varrho$$

v platnosti; pouze ϱ má nyní obecnější význam než dříve: je to poloměr křivosti dráhy elektrické částice. — Teprve nedávno se

²⁾ Viz na př. Phys. ZS. 32, 569, 1931.

podarilo odvoditi uspokojivý vzorec pro ztrátu energie částice připadající na jednotku její dráhy. Z Bornovy teorie neelastických rázů rychle letící nabitě částice (elektronu, protonu, částice α) s atomy, založené na principech vlnové mechaniky, odvodil H. Bethe³⁾ tento vzorec:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z^2}{m_0 v^2} \left(\log_e \frac{2m_0 v^2 W}{\bar{U}^2 (1 - v^2/c^2)} - \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Při tom e značí náboj této částice pohybující se velmi značnou rychlostí v v látce, která obsahuje N atomů v objemové jednotce; Z značí příslušné atomové číslo, $-dE$ jest ztráta energie této částice na proběhnutí jí trati dx , m_0 jest klidová hmota částice, $\bar{U}$ značí střední excitační energii atomu definovanou vzorcem

$$Z \log_e \bar{U} = \sum_n f_n \log A_n.$$

Zde písmeno f_n značí součet intenzit oscilátorů pro všechny optické přechody, při nichž jest excitován elektron atomové slupky n , pro nějž Bethe udává numerickou tabulku; A_n jest prakticky rovno ionizačnímu potenciálu této slupky. Vzorec Betheův vyjadřuje ztrátu energie způsobenou pouze takovými srážkami, při nichž atom získá nejvýše energii W . Souhlas tohoto vzorce s experimentem jest zcela uspokojivý.

Dosadíme-li do výše uvedeného vzorce pro $-dE/dx$ za v hodnotu $cH_0[(mc^2/e)^2 + (H_0)^2]^{-1/2}$ odvozenou v odst. 1, obdržíme ztrátu energie elektrické částice na jednotkové trati jakožto funkci součinu H_0 . Grafické znázornění závislosti této ztráty energie ve vodě na $\log_{10}(H_0)$ pro elektron a proton (experimentem doložené) vyplývá z obr. 1.

Diferencováním vztahu $H_0 e = m_0 c^2 \beta (1 - \beta^2)^{-1/2}$ najdeme $e d(H_0) = m_0 c^2 (1 - \beta^2)^{-3/2} d\beta$ a ze vztahu $E = m_0 c^2 [(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1]$ plyne $dE = m_0 c^2 \beta (1 - \beta^2)^{-3/2} d\beta$, takže $dE = e\beta d(H_0)$. Avšak β jest podle předešlého funkcí součinu H_0 , takže z výše uvedené rovnice pro $-dE/dx$ lze najíti dx jakožto funkci součinu H_0 násobenou $d(H_0)$. Odtud integrací najdeme délku trati $\int_{(1)}^{(2)} dx$ mezi přísluš-

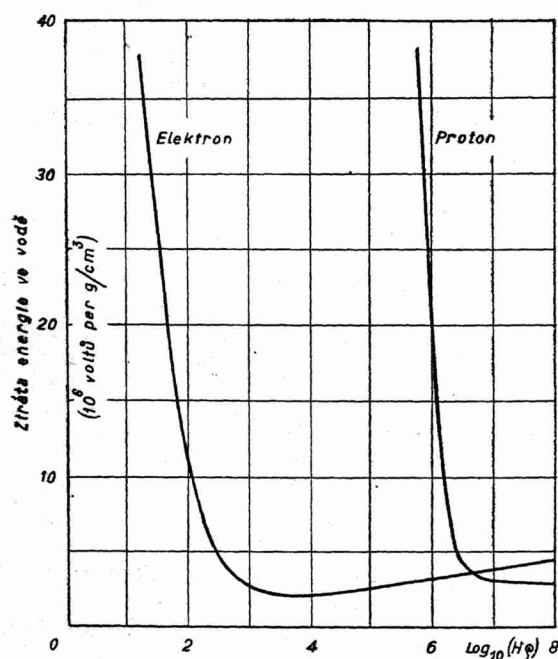
nými hodnotami $(H_0)_1$ a $(H_0)_2$, což dává možnost naléztí délku doběhu elektricky nabitě částice ve zmíněném prostředí. Od vy-
pisování příslušných vzorců zde z pochopitelných důvodů upouštím.

Ztráta na energii částice, o níž tu jest řeč, jeví se v ionisaci prostředí, v němž částice letí. Jest patrné ze vzorce pro rychlost v , že dvě částice, jimž přísluší totéž H_0 a totéž e , avšak různé hmoty m_0 , budou ionisovati uvedené prostředí různě. A tak jest jasné, že

³⁾ ZS. f. Phys., 76, 293, 1932. — Ann. d. Phys. 5, 325—400, 1930.

zjištěním součinu H_Q podél dráhy elektrické částice a současným ustanovením ionisace podél této trati jest principiálně možno určit hmotu této částice.

Z obr. 1 (pro vodu) vidíme, že u elektronu a protonu jest tato ztráta asi téhož řádu, je-li příslušné H_Q větší než $1,5 \cdot 10^6$ gaussů $\times$ cm. Avšak pro menší hodnoty H_Q tato ztráta jest u protonu jakožto částice těžší (a tedy volněji se pohybující) podstatně větší.



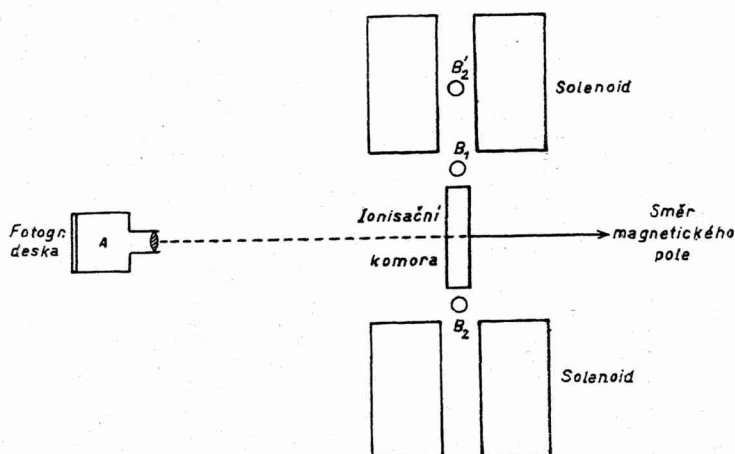
Obr. 1.

Je-li tudíž H_Q menší než 10^6 gaussů $\times$ cm, lze snadno rozhodnouti, zda hmota částice jest téhož řádu jako hmota elektronu nebo protonu. Také délka doběhu těžší částice při stejném H_Q bude menší než u částice lehčí, jak o tom svědčí tato tabulka:

Vztah mezi H_Q , rychlostí a doběhem protonů a částic α .

$H_Q \times 10^{-5}$ gaussů $\times$ cm	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
Protony —					
Rychlost $\times 10^{-9}$ cm/sec	0,48	0,96	1,92	2,87	3,83
Doběh v cm (vzduch 15° C)	0,19	1,0	6,9	25,7	69,7
Částice α —					
Rychlost $\times 10^{-9}$ cm/sec	0,12	0,24	0,49	0,72	0,97
Doběh v cm (vzduch 15° C)	0,05	0,13	0,35	0,64	1,1

3. Fotografické snímky dokazující existenci kladného elektronu. — Pohyb elektrických částic (elektronů, protonů, částic α) dá se pozorovati visuelně nebo registrovati fotograficky všeobecně známou metodou C. T. R. Wilsonovou; snímky touto metodou získané bývají velmi často reprodukovány v učebnicích. Jak známo, tato metoda záleží v tom, že do skřínky přesycené vodní parou vlétají radioaktivní částice α a β na př. z radioaktivního preparátu umístěného v blízkosti skřínky. Tyto částice ionisují vlhký vzduch (plyn) ve skřínce, takže vznikající ionty jsou pak kondenzačními jádry pro přesycenou vodní páru, která se na nich



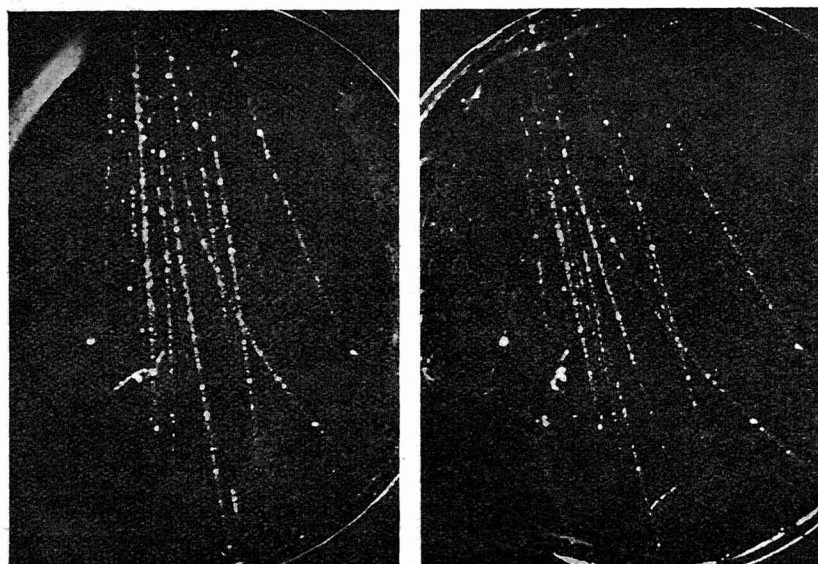
Obr. 2.

při náhlé expansi vlhkého vzduchu sráží, docela podobně jako jsou plynové ionty nebo prachové částice kondenzačními jádry při vzniku deště v atmosféře. To, co vidíme resp. fotografujeme, jsou takto vznikající shluky vodních kapek, jež pak činí viditelnými dráhy neviditelných částic α nebo β .

Blackett a Occhialini pořídili zvláštní metodou (užívající t. zv. kosmického záření) přes 700 fotografických snímků mlžných drah elektrických částic probíhajících ve Wilsonově ionizační komoře, které byly vystaveny účinku homogenního horizontálního magnetického pole, kolmého k oběma vertikálním základním válcovitým Wilsonovým skřínkám a k fotografické desce (srvn. obr. 2). Stanovením intenzity pole H a poloměrů křivosti ρ těchto mlžných drah mohli pak pomocí vzorců a úvah právě uvedených určit energii těchto částic; ukázalo se, že přes 500 snímků obsahovalo

dráhy částic obdařených zvláště vysokou energií a ovšem i velmi značnou rychlostí; 15 z těchto snímků jest reprodukováno v jejich pojednání a dva z nich otiskují zde v tomto referátu (srvn. obr. 3).

Aby bylo lze rozhodnouti o znamení náboje elektrické částice, jejíž stopu sledujeme na některém snímku citovaných autorů, jest nutné především znáti směr, v němž se částice ta pohybovala. O tom můžeme ze snímku nabýti celkem bezpečných informací čtverým způsobem.



Obr. 3.

a) Prošla-li částice kovovou deskou [umístěnou uvnitř Wilsonovy komory⁴⁾] dosti silnou, aby mohla ztratiti značnou část energie, pak se musila částice pohybovati směrem od větších k menším hodnotám H_Q , pokud ovšem lze zanedbati možnost, že by částice získala energii při průchodu deskou. Zpomalí-li se částice velmi značně, lze zjistiti změnu součinnu H_Q způsobenou ztrátou energie při průchodu plynem.

b) Vznikne-li při srážce částice na př. s volným elektronem sekundární částice, pak směr pohybu této sekundární částice ukazuje směr pohybu částice původní.

⁴⁾ Aby bylo možno zkoumati působení hmoty na elektricky nabitě částice a naopak, přepažili jmenovaní fyzikové Wilsonovu komoru uprostřed deskou z různých kovů (Pb, Cu, W).

c) Rozbíhá-li se skupina mlžných stop z některého místa nebo z nějakého prostoru malých rozměrů, jest velmi pravděpodobné, třebaže ne zcela jisté, že se pohyb částic dál vskutku s tohoto místa.

d) Je-li mlžná stopa velmi přibližně vertikální, jest pravděpodobnější, že se částice pohybovala směrem dolů než směrem vzhůru. Stopy částic na snímcích obou autorů vznikly totiž působením kosmického záření, jejichž ionizační účinek vzrůstá směrem vzhůru. Rozhodnutí zcela bezpečně jest ovšem v tomto případě velmi obtížné.

Jakožto příklad takových fotografií uvádím zde v obr. 3 snímky označené uvedenými autory číslicemi 3 a 4 ve výše citovaném pojednání. Jsou to reprodukce jednoho a téhož děje. Většina mlžných stop (celkem je jich na každém z obou snímků asi 16) jest neuchýlena, probíhá přímkově ($H\varrho > 10^6$), avšak některé z nich jsou zcela zřetelně zakřiveny, a to buď ohnuty vlevo nebo vpravo. Magnetické pole $H = 3100$ gaussů bylo kolmé k rovině snímku 4, kdežto v případě snímku 3 svíral směr pole s kolmicí ke snímku úhel 20° . V obou případech smysl směru pole jest namířen od snímku k osobě snímek prohlížející. Mlžné stopy se rozbíhají z místa položeného nahoře, takže podle pravidla c) právě uvedeného částice letěly směrem dolů; tudíž částice nabitá záporně se zakříví vlevo, částice nabitá kladně se uhyne vpravo. Z toho jest patrné, že na obou snímcích 3, 4 představují obě vlevo uchýlené mlžné stopy dráhy dvou *záporných* částic, jejichž $H\varrho \doteq 0,5 \cdot 10^5$ gaussů $\times$ cm; za předpokladu, že náboj a hmota jejich jest rovna náboji a hmotě elektronu, jest podle vzorce uvedeného v odst. 1 jejich energie $\doteq 15 \cdot 10^6$ voltů. Napravo na obou snímcích vidíme stopy dvou kladných částic, jejichž $H\varrho \doteq 0,4 \cdot 10^5$ resp. $1,5 \cdot 10^5$ gaussů $\times$ cm. Kdyby to byly dráhy protonů, byl by jejich doběh pouze 0,2 cm resp. 3 cm ve vzduchu, kdežto skutečné délky těchto stop jsou asi 12 cm ve vzduchu za normálního tlaku a teploty. (Průměr Wilsonovy komory byl 13 cm.) — Tyto dráhy nemohou tedy býti stopami protonů, nýbrž částic daleko menší hmoty. Za předpokladu, že částice zanechávající obě stopy zakřivené vpravo mají hmotu a opačný náboj elektronu, vychází pro jejich energii $12 \cdot 10^6$ voltů resp. $45 \cdot 10^6$ voltů. Také studium ztráty energie podél tratí těchto částic (ionizační hustoty) mluví zcela určitě ve prospěch závěru, že obě stopy vlevo přísluší záporným elektronům a obě stopy vpravo elektronům kladným. Podobně lze diskutovati i ostatní snímky, které publikovali ve zmíněném pojednání oba uvedení autoři, a závěr odtud plynoucí jest stejný. Tím jest tedy podán experimentální důkaz existence *kladného* elektronu.

4. Něco o experimentální metodě Blackettové-Occhialiniově. — Ruský fysik D. Skobelcyn⁵⁾ v Leningradě zabýval

⁵⁾ ZS. f. Phys., 54, 686, 1929.

se r. 1929 studiem mlžných drah vznikajících ve Wilsonově ionizační komoře působením homogenního magnetického pole intensity asi 1700 gaussů a našel na úhrnném počtu 613 snímků celkem 32 *přímkových* mlžných drah, o nichž nemohl usouditi jinak, než že jsou to stopy korpuskulárního záření, jehož původ jest zcela nezávislý na zdroji radioaktivního záření γ , kterého při svých pokusech užíval, a jichž vznik jest hledati v prostoru obklopujícím Wilsonovu ionizační komoru. Jediná možnost interpretace těchto přímkových, magnetickým polem neuchýlených drah jest podle Skobelcyna tato: jsou to elektrony pohybující se rychlostí nejen mnohokrát větší než mívají nejrychlejší radioaktivní částice β , nýbrž dokonce velmi blízkou rychlosti světla. Poněvadž tedy takto rychlé záření β není možno připsati účinku zdrojů radioaktivních, nejsou tyto velmi rychlé elektrony nic jiného než sekundární elektrony, vznikající působením kosmického záření.

Skobelcynovy metody užili pak i jiní fysikové k studiu kosmického záření. Avšak tato metoda jest velmi pracná, neboť mlžné stopy příslušné velmi rychlým elektronům jsou při této metodě velkou vzácností a proto je potřeba poříditi velmi mnoho snímků a nadto pořízení každého snímku jest při této metodě práce velmi zdoluhavá.

Blackett a Occhialini připadli na metodu podstatně jednodušší a rychle vedoucí k cíli. Neužívali vůbec zdrojů radioaktivních a registrovali přítomnost kosmického paprsku současným vybitím dvou Geigerových-Müllerových počítadel (v pokusech se zjevy radioaktivními dnes obecně užívaných), jimiž paprsek postupně prošel. (O nejtvrdějším záření γ , které projde jedním z obou počítadel, jest známo zcela bezpečně, že již není schopno projíti druhým počítadlem.) — Tato počítadla B_1, B_2 (viz obr. 2) byla umístěna nad a pod Wilsonovou ionizační komorou, někdy také obě nad komorou (B'_2, B_1).

Působením kosmického paprsku vznikne sekundární elektron (záporný nebo kladný), který vejde do ionizační komory. Aby však vznikla mlžná stopa této korpuskule, jest nutno, aby nastala expanse plynu (užívali kyslíku) v ionizační komoře Wilsonově vždy v tom okamžiku, kdy se kosmický paprsek chystá proběhnouti dráhu mezi oběma Geigerovými-Müllerovými počítadly; kromě toho je nutno, aby v tu dobu byla ionizační komora za účelem ofotografování náležitě osvětlena. Důvtipným zařízením, jehož bližší popis zde nelze pro nedostatek místa uváděti, docílili toho, že od vybití počítadel do ukončení expanse uplynula doba menší než setina vteřiny; mimo to asi za setinu vteřiny po expansi nastalo osvětlení ionizační komory, které trvalo asi třicetinu vteřiny. K osvětlování ionizační komory užívali průchodu silného přechodného proudu ze 4000voltage transformátoru kapilární

rtuťovou lampou. Celá ionizační komora byla umístěna v chlazeném (vodou) solenoidu, jenž byl s to vytvořiti a udržovati magnetické pole intensity 3000 gaussů v celé komoře o průměru 13 cm a hloubce 3 cm. Rozměry obou Geigerových-Müllerových počítadel byly $10 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$.

Úhel 20° , který spolu svíraly roviny obou fotografických desk při pořizování snímků 3, 4, jest příliš veliký než aby bylo lze užiti obyčejného stereoskopu k tomu, abychom uviděli prostorový obraz drah. Proto obě desky 3, 4 byly zvláštní metodou promítnuty, až daly správný prostorový obraz, podle něhož byl pak zhotoven drátěný model drah v prostoru; takto získaný model mohl potom býti pečlivě vyměřen.

5. Nový důkaz existence kladného elektronu. — V citované práci zabývají se oba autoři pravděpodobným výkladem vzniku kladného elektronu a popisem jeho vlastností; přihlížejí při tom zejména k Diracově teorii elektronu, která — jak se zdá — není ve sporu s jejich pokusy a dosavadní jejich interpretací těchto experimentů. Poněvadž však tyto teoretické názory nejsou ještě s dostatek propracovány, nebylo by účelné zmiňovati se o nich na tomto místě.

Za to třeba aspoň několika větami naznačiti nový důkaz existence kladného elektronu.⁶⁾ Sáček obsahující poloniový zdroj radioaktivní a kousek beryllia byl připevněn zvenčí ke stěně Wilsonovy ionizační komory; na vnitřní straně stěny této komory byla upevněna čtvercovitá olověná deštička ($2,5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$) tloušťky 2 mm. Tato deštička byla vystavena účinku záření (vycházejícího z uvedeného sáčku), které sestávalo jednak z paprsků γ , jednak z neutronů vysílaných berylliem. Pomocí „stereoskopických“ fotografických komor byly pak pořízeny snímky docela podobné, jak to bylo popsáno výše. Magnetické pole zavedené do celkového uspořádání mělo intensitu asi 800 gaussů. Většina mlžných drah na snímcích příslušela zcela určitě záporným elektronům, avšak byly zjištěny také některé případy, kdy jeden konec mlžných stop byl buď v olověné deštičce nebo zcela blízko ní a zakřivení jejich bylo právě opačné než u stop záporných elektronů. A tak je dvojí možnost: buď jsou to stopy částic nabitých *kladně* a *vycházejících z deštičky* anebo jsou to stopy *záporných* elektronů, letících z odlehlých částí ionizační komory, jež byly magnetickým polem odchýleny tak, že *končily na olověné deštičce*. Statistické zkoumání, jehož vylíčení zde nelze uváděti, mluví ve prospěch prvního předpokladu, že totiž dráhy částic *začínaly na deštičce*,

⁶⁾ J. Chadwick, P. M. S. Blackett, G. Occhialini, New Evidence for the Positive Electron; Nature, 131, 473, 1933 (27. března).

a proto nesly *kladný náboj*. Správnost tohoto předpokladu bylo lze prokázati přímo, a to užitím kovové desky dělící ionisační komoru na dvě poloviny (ve směru kolmém k základnám válce). Tato deska přerušovala tudíž dráhy částic a studiem zakřivení drah částic před a za deskou bylo lze bezpečně ustanoviti směr pohybu částic; zkoumání ionisace (metodami popsanými výše) vedlo k poznání, že *hmota* těchto *kladně* nabitých částic jest téhož řádu jako *hmota* záporného *elektronu*.
