Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Alois F. Kovářík

Výsledky experimentálních metod statistických a jejich význam pro moderní fyziku

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 55 (1926), No. 1, 74--93

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/121058

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1926

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* http://project.dml.cz

Výsledky experimentálních metod statistických a jejich význam pro moderní fysiku.

Alois F. Kovářík, Ph. D., Sc. D.[1])

I. Počítání částic α, β a paprsků γ a X a otázky s tím souvisící.

Metody, jichž se užívá při zkoumání vlastností paprsků vysílaných radioaktivními látkami, zakládají se na účincích těchto paprsků a to na účinku světelném, zvaném fluorescenčním, na účinku chemickém, zvaném fotografickém a na účinku ionisačním. Zvláštní pozornost byla věnována hned od počátku upotřebení těchto metod k studiu jednotlivých paprsků, buď tím, že byly počítány jednotlivé členy, ze kterých se tyto paprsky skládají, anebo že byly studovány jejich dráhy a jejich individuální účinky.

Nyní máme čtyři dobře vypracované metody, kterých možno užíti k tomuto statistickému badání. První a nejstarší[2]) je známá metoda scintilací, jíž se užívá hlavně k počítání α-částic a protonů (jader vodíkového atomu). Při ní se poznávají jednotlivé α-částice nebo protony a umísťují správně v prostoru záblekem světla neboli scintilací, kterou každá částice vyvolá v desce z vhodné látky, jakou je na př. sirník zinečnatý, obsahující malý příměšek mědi[3]) nebo jiného kovu,[4]) anebo diamant a j.

Zdá se, že tato luminiscence trvá jenom tak dlouho, co paprsky dopadají na síran zinečnatý nebo jinou látku. Práce mnoha badatelů, kteří měli na mysli nejenom účel vědecký, ale někdy též i praktické upotřebení tohoto zjevu, dokazují, že intensita osvětlení paprsky α, β, γ v bromidu barnatém, síranu zinečnatém a v jiných látkách (zvláště v některých minerálech a luminiskujících barvách) se zmenšuje tím více, čím déle paprsky na tyto látky dopadají, ač nikdy neklesne na nulu. Aby dosáhl nějakého vysvětlení této luminiscence a změny její intensity, předpokládá Rutherford existenci »aktivních středů« stejnoměrně rozdělených ve hmotě; disociací některých těchto aktivních středů, způsobenou paprsky α, vzniká scintilace. Bombardováním paprsky α se tyto středy ničí. Tato

---

[1]) Přednášky, jež konal na Karlově universitě A. F. Kovářík, profesor fysiky na universitě Yale v New Haven, Conn., Spojené Státy Am., dne 9. a 12. června 1925.

[2]) Viz na př. Rutherford, E.: Radioactive Substances and their Radiations, University Press, Cambridge, 1913, anebo Meyer, S.-Schweidler, E. v.: Radioaktivität, Teubner, Leipzig, 1916.

[3]) Tomaschek, R., Ann. d. Phys. (4) 65: 189 (1921).

[4]) Tanaka, T., J. Opt. Soc. Amer. 8: 659 (1924).

hypothesa — třeba že nevíme, co vlastně aktivní středy jsou — vykládá nedávné pokusy Rodmanovy[5]) o účincích teploty na scintilaci a pokusy Paterson-Walsh-Higginsovy[6]) o změně luminiscence při dlouhém (šestiměsíčním) bombardování paprsky α, možno-li totiž předpokládati, že se zaniklé aktivní středy mohou znovu regenerovati. Rodman dokázal, že směs bromidu, radia a baria, jejíž luminiscence seslábla, nabude jí znovu, byla-li zahřáta na vysokou teplotu a pak ochlazena, a nezáleží na tom, co se s ní dálo mezitím, a Walsh[7]) vysvětluje úplně závislost luminiscence na čase předpokladem, že zaniklé aktivní středy se regenerují poměrně ke své koncentraci v materiálu. Zdá se, jakoby zaniklé aktivní středy absorbovaly energii; tím se utvoří molekulární stav vyšší energie a radiace energie dosti veliké může způsobiti návrat do stavu energie nižší, spojený s vysíláním světla.

Scintilace pozorovaná mikroskopem zvětšujícím asi padesátkrát jeví se jako světelný bod. Při silnějším zvětšení vidíme scintilaci jako světlou dráhu v krystalu, jak plyne z pokusů Herzfinkel-Wertensteinových[8]) a Geiger-Wernerových.[9]) To dokazuje, že každá částice α, když dopadne na krystal, přijde do styku s dosti velikým počtem aktivních středů vysílajících světlo; lze tedy míti za jisté, že zpozorujeme účinek každé jednotlivé částice α a že můžeme touto cestou částice α správně počítati. Metoda scintilační se hodí jenom k počítání částic α, protonů anebo atomů majících poměrně velikou energii.

Druhá statistická metoda je fotografická a bylo jí po prvé použito k počítání α-částic Kinoshitou.[10]) Dopadne-li α-částice na stříbrná zrna ve fotografické desce, dají se tato vyvolati a je pak možno pozorovati při dosti silném zvětšení dráhu částice α.

Třetí metoda je elektrická; po prvé jí použili Rutherford a Geiger.[11]) Princip její je ten, že se ionty původně vytvořené zářením α silným elektrickým polem tak urychlí, že při srážkách s molekulami plynu tyto ionisují, nově povstalé ionty vzbudí stejným způsobem ionty další, takže celková ionisace je mnoho tisíckráte větší než původní. Tak lze počítati elektrické účinky jednotlivých členů paprsků α, β, γ a tím i počítati paprsky samé. Počítací komorou při měřeních Rutherford-Geigerových byla původně kovová roura, která měla středem tenký drát, mezi nímž a stěnami roury bylo elektrické pole velikého rozdílu potenciálového; tlak

---

[5]) Rodman, J., Phys. Rev. (2) 23: 478 (1924).

[6]) Paterson, C. C., Walsh, J. W. T., Higgins, W. F., Proc. Phys. Soc. (London) 29: 215 (1917).

[7]) Walsh, J. W. T., Proc. Roy. Soc. 93 A: 550 (1917).

[8]) Herzfinkel, H.-Wertenstein, L., J. de Phys. (6) 1: 146 (1920).

[9]) Geiger, H.-Werner, A., ZS. f. Phys. 21: 187 (1924).

[10]) Kinoshita, S., Proc. Roy. Soc. 83 A: 432 (1910).

[11]) Rutherford, E.-Geiger, H., Proc. Roy. Soc. 81 (A): 141 (1908), Phys. ZS. 10: 1 (1909).

vzduchu v komoře byl snížen. Střední elektroda byla spojena s elektrometrem a jednotlivé částice α se projevovaly balistickou výchylkou elektrometrické jehly. Mnoho změn bylo provedeno v této metodě. Sférická elektroda ve středu sférické komory obsahující helium pod nízkým tlakem byla zavedena,[12]) později Geiger[13]) užil zvláště připravené jehly platinové nebo ocelové, ve vzduchu normálního i sníženého tlaku. Místo kvadrantním elektrometrem měřil Geiger elektrometrem vláknovým a já[14]) při svých pracích jsem užil elektrometru Wilsonova i Zeleného, také telefonu. Další rozvoj této metody umožnil, že se každá částice α nebo β nebo člen γ- a X-paprsků slyšitelně ohlásí nebo se na papíře automaticky zapíše.[15]) Mezi komorou a jehlou — zvláště připravenou — je takový rozdíl potenciálů, že skoro mohl vzniknouti jiskrový výboj (kolem 2000 voltů). Když některý individuální člen paprsků vnikne do počítací komory, následuje ionisace a vzniklé ionty jsou polem vysokého napětí tak urychleny, že ionisují samy, takže celkový výsledek je zvýšení původního efektu. Ten lze ještě zvětšiti audionem, který operuje citlivým relais, takže se uzavře pomocný elektrický proud v elektromagnetu účinkujícím na psací péro; to pak automaticky zaznamená, že některý individuální člen paprsků vnikl do počítací komory. Můžeme také místo toho zařídíti lampu, aby se rozsvítila při každém ději, anebo užíti loudspeakru, jenž částici slyšitelně ohlásí.

Čtvrtá statistická metoda, jež má zvláštní výhody, je Wilsonova[16]) metoda mlžných drah (cloud tracks). Základem této dobře známé metody je, že ionty účinkují jako kondensační jádra v atmosféře nasycené vodní parou, bylo-li docíleno jistého přesycení adiabatickou expansí. Aparát se skládá hlavně z expansní komory, v níž je vhodný plyn nasycený vodní parou. Při náhlém snížení tlaku, na příklad pohybem pístu nebo spojením komory s nádobou, v níž tlak plynu je nižší, způsobí se adiabatická expanse a pára se ochladí. Kapky se pak kondensují kolem iontů, které byly vytvořeny ionisačními paprsky. Tak se stanou dráhy těchto paprsků viditelnými, mohou býti fotografovány a pak kdykoli studovány. Při Wilsonově původním aparátu byla provedena vždy jenom jedna expanse; soudilo se, že je třeba, aby expanse byla poměrně rychlá. Shimizu[17]) však přišel na to, že náhlé expanse není třeba a zavedl stálou operaci tím, že nenechává píst konati střídavý pohyb nahoru a dolů.

---

[12]) Rutherford, E.-Geiger, H., Phil. Mag. (6) 24: 618 (1912).
[13]) Geiger, H., Phys. ZS. 14: 1129 (1913).
[14]) Kovářík, Alois F., Phys. Rev. (2) 9: 567 (1917).
[15]) Kovářík, Alois F., Phys. Rev. (2) 13: 153 (1909) a (2) 13: 272 (1919).
[16]) Wilson, C. T. R., Proc. Roy. Soc. 85 A: 285 (1911), 87 A: 277 (1912).
[17]) Shimizu, T., Nature 107: 697 (1921) a Proc. Roy. Soc. 99 A: 425 (1921).

Mlžné dráhy vzniknou při každé expansi, a aby každý obraz byl čistý, nutno rozptýliti mračno způsobené expansí předešlou. To se snadno vykoná tím, že se v jistý čas vzbudí elektrické pole mezi pístem a oknem natřeným průhlednou, ale elektricky vodivou želatinou; toto pole se pak krátce před následující expansí přeruší. S pístem je spojena malá deska, která paprskům uzavře vchod do komory a připustí je jen v okamžiku největší expanse. Tak lze fotografovati mnoho případů a to je nutno, jde-li o efekt, který se často nepřihodí, jako je na př. disintegrace atomů.

Sem též patří Millikanova[18]) metoda jednotlivých kapek (droplet method). Touto metodou se dá pozorovati jednotlivá kapka vody utvořená kolem iontu v elektrickém poli a možno studovati elektrický náboj iontu i jeho změny. Ač tato metoda sloužila hlavně k stanovení správné velikosti náboje elektronu, bylo jí užito i v pokusech, které zasahují do radioaktivity a mají význam při studiu struktury atomu.[19])

Metoda scintilací je nejstarší a bylo jí nejčastěji pozorováno, po ní nejvíce užívanou je metoda Wilsonova. Elektrického způsobu počítání po mnoho let užíval jen Geiger a já; v poslední době však se počítá elektrickým způsobem v několika laboratořích v Anglii, v Americe, v Berlíně, Paříži a Praze. Metody fotografické se mnoho neužívá, hlavně asi proto, že se totéž dokáže snadněji metodou Wilsonovou.

Výsledky měření těmito statistickými metodami mají veliký význam pro vývoj moderní fysiky. To, že je možno isolovati účinky jednotlivých částic α a β, podává bezpečný důkaz, že atom, jakožto diskrétní částice hmoty vskutku existuje a že atomová teorie složení hmoty má zdravý základ. Plyne však z nich ještě více; poznáváme, že se atomy skládají ze dvou věcí, z elektronů a protonů; existence obou je dostatečně dokázána, stejně identita elektronů v atomech různých prvků i identita protonů. Studium rozptylu radioaktivních paprsků a direktní disintegrace atomů pomáhají nám učiniti si obraz atomu; dovídáme se také, jaký musí býti rozdíl mezi atomy různých prvků. I celková správnost ionisační teorie je jimi dokázána. V poslední době bylo užito těchto metod i v měřeních s paprsky γ a X a výsledky vrhají již nyní něco světla na teorii o kvantech energie a není vyloučeno, že již brzy si dovedeme lépe představiti fysikální velikost kvanta a rozhodnouti, je-li jaké spojení mezi teorií kvant a klasickou teorií elektromagnetickou.[20])

Chci v dalším ukázati na některé důležité výsledky těchto měření statistickými metodami a upozorniti na to, co nemůžeme dosud uspokojivě vyložiti.

---

[18]) Millikan, R. A., The Electron. University Press, Chicago. 1917.

[19]) Millikan, R. A., Phys. Rev. (2) 18: 456 (1921), Millikan R. A., Gottschalk, V. H., Kelly, M. J., Proc. Nat. Acad. Sci., 5: 591 (1919), Phys. Rev. (2) 15: 157 (1921), Wilkins, T. R., Phys. Rev. (2) 17: 404, 1921.

[20]) Bothe, W.-Geiger, H., ZS. f. Phys. 26: 44 (1924).

K universálním fysikálním konstantám patří Avogadrovo číslo, t. j. počet molekul jakéhokoli plynu v jedné grammolekule při normálním tlaku a teplotě, anebo číslo Loschmidtovo, t. j. počet molekul v 1 cm^3. Maxwell (1867) a Kelvin (1900) rozcházeli se v odhadu Avogadrova čísla o 500 proc. (Maxwellova hodnota $1{\cdot}9 . 10^{19}$, Kelvinova $10 \cdot 10^{19}$), Meyer (1875) nalezl pro ně hodnotu 2·5kráte větší než hodnota skutečná ($6{\cdot}1 . 10^{19}$). Ačkoli v posledních letech bylo nalezeno několik způsobů, jak stanoviti velikost Avogadrova čísla, přece nejspolehlivější hodnota plyne z výsledků statistických metod. Millikanovou metodou jednotlivých kapek stanovíme dvě základně důležitá čísla, nejdříve elektrický náboj elektronu ($4{\cdot}77 . 10^{-10}$ abs. jedn. elstat.[21]), který mimo několik fysiků pokládáme všickni za jednotku neboli atom elektrického náboje. Známe-li jej a známe-li mimo to i celkový náboj atomů ve dvou gramech (grammolekule) vodíku, který stanovíme z měření elektrolytických, pak plyne ihned Avogadrovo číslo, možno-li totiž předpokládati, že kladný náboj vodíkového atomu je týž jako náboj, který má neutrální atom, když ztratí jeden elektron (což se často přijímá jako definice). Jednoduchý počet dává nám nejspolehlivější hodnotu Avogadrova čísla: $6{\cdot}062 . 10^{23}$ molekul/grammol. a čísla Loschmidtova: $2{\cdot}705 . 10^{19}$ molekul/cm^3.

Dříve než Millikan zdokonalil svou metodu, stanovili Rutherford a Geiger[22]) statistickou metodou počet částic α vyslaných jedním gramem radia za 1 sek.; dostali pro něj číslo $3{\cdot}57 . 10^{10}$. I toto číslo je důležité z několika důvodů. Nejdříve lze z něho odhadnouti číslo Avogadrovo. Vyjdeme ze základní rovnice v teorii radioaktivity

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

v níž N značí počet atomů v jednom gramu radia, λ je karakteristická konstanta radia, jež se stanoví z jeho poločasu, a dN/dt je počet atomů, jež se za jednu sekundu v jednom gramu radia rozpadnou. Poněvadž podle všech pokusů zdá se býti jistým, že ze středu atomu, který se rozpadá v atom jiného prvku, je vždy vyslána jedna částice α, značí dN/dt také počet částic α, vyslaných jedním gramem radia za jednu sekundu, tedy číslo uvedené svrchu ($3{\cdot}57 . 10^{10}$). Z toho plyne N, t. j. počet atomů radia v jednom gramu, a z poměru atomových vah, poměru atomu k molekule a z hustoty vypočteme Avogadrovo číslo.

Z čísla dN/dt a z celkového náboje neseného částicemi α možno dostati i náboj jedné částice α; z měření Rutherfordových i Re-

[21]) Millikan, R. A., The Electron. University Press, Chicago 1917.
[22]) Rutherford, E.-Geiger, H., Proc. Roy. Soc. 81 A: 141 a 162 (1908), Phys. ZS. 10: 1 a 42 (1909); Rutherford, E., Phil. Mag. (6) 28: 320 (1914).

generových[23]) plyne, že je rovna dvojnásobnému náboji atomu vodíkového nebo elektronu. Ačkoli z měření ohybu dráhy částice α v magnetickém a elektrickém poli možno vypočísti její rychlost a poměr e/m mezi jejím nábojem a hmotou, přece ještě neplyne, že m u těchto částic je rovno 4 a $e = 2$, jak dnes víme, neboť hodnota poměru e/m se nezmění, položíme-li $m = 2$ a $e = 1$, takže částice α by byla molekula vodíku jednou ionisovaná. Je-li však $e = 2$, jak plyne z měření svrchu uvedených, pak nutně je $m = 4$; částice α je tedy heliový atom dvakrát ionisovaný. To bylo potvrzeno i přímo, když se ukázalo, že tyto částice, byly-li shromážděny v dostatečném počtu, dávají spektrum helia.[24])

Známe-li dN/dt, můžeme vypočísti i změnu, která vzniká disintegrací jednotlivých členů urano-radiové řady, a stanoviti na př. celkové množství helia, vyvinutého při disintegraci anebo množství kteréhokoli člena serie, známe-li ovšem množství radia a karakteristické konstanty λ členů serie.

Schweidler[25]) byl první, který ukázal na to, že by časový průběh disintegrace radioaktivních atomů a tím také časový průběh emise částic α, po případě i částic β a γ, měl ukázati známky kolísání nebo variace v souhlasu se zákony matematické pravděpodobnosti. Různá měření ionisační, založená hlavně na balanci ionisačních proudů ze dvou rozdílných pramenů, dokázala nepřímo, že podobné kolísání vskutku existuje. Rutherford a Geiger[26]) zaznamenávali na časově rozděleném chronografickém papíru každou pozorovanou scintilaci a užili Batemanova[27]) vzorce

$$P = \frac{x^n}{n!} e^{-x},$$

kdež P značí pravděpodobnost, že n částic α dopadne ve zvoleném intervalu časovém na desku ZnS, x je střední hodnota všech n. Mme Curie[28]) užila elektrické metody počítací, záznam jednotlivých částic α dostala fotografováním vlákna vláknového elektrometru; k výpočtu vzala vzorec Langevinův. V obou případech je shoda experimentálních výsledků s matematickými počty dobrá. Pro paprsky β jsem já[29]) užil svého automatického zaznamenávání těchto částic. Výsledky získané spočtením 37.000 částic se shodují dosti dobře se vzorcem Batemanovým. Podobný souhlas (elektric-

---

[23]) Regener, E., Verh. d. D. Phys. Ges. 10: 78 (1908), Berl. Ber. 38: 948 (1909).
[24]) Rutherford, E.-Royds, T., Phil. Mag. (6) 17: 281 (1909).
[25]) Schweidler, E. v., Premier Congrès intern. de Radiologie, Liège 1905.
[26]) Rutherford, E.-Geiger, H., Proc. Roy. Soc. 81 (A): 141 (1908), Phil. Mag. (6) 20: 698 (1910).
[27]) Bateman, H., Phil. Mag. (6) 20: 704 (1910).
[28]) Curie, M. S. (Mme), J. de Phys. (6) 1: 12 (1920).
[29]) Kovářík, A. F., Phys. Rev. (2) 13: 272 (1919).

kou metodou) u paprsků γ našli Hess a Lawson.[30]) Z toho všeho plyne, že, je-li počet radioaktivních atomů veliký, pak atomy rozpadávající se v atomy jiné podle základního zákona disintegrační teorie činí tak s fluktuací, která úplně odpovídá zákonům matematické pravděpodobnosti.

Podle Bohrovy teorie musí míti každý atom osu. V krystalu jsou atomy bezpochyby seskupeny symetricky, takže v téže ploše krystalu mají všechny osy atomů stejné směry. Vycházejí-li částice α z jádra atomu v určitém směru vzhledem k jádru a tedy i k atomu, dá se čekati, že se tato asymetrická emise projeví tím, že počet částic α vysílaných 1 cm^2 rozdílných přirozených ploch krystalu radioaktivní látky bude nestejný. Mühlstein a Merton se obírali tímto problémem, Mühlstein počítáním scintilací, Merton ionisací, ale jejich výsledky se neshodují. V obou případech byl počet scintilací i ionisační proud příliš malý, aby se s jistotou mohl zaručiti kladný nebo záporný výsledek.

V práci, jež dosud není ukončena, ale v níž počítání částic α bylo umožněno ve větším měřítku tím, že jsem mohl automaticky registrovati až 100 těchto částic za minutu, zabýval jsem se touto otázkou a zdá se — dají-li se dosavadní výsledky ještě dále potvrditi — že existuje rozdíl v emisi částic α na cm^2 rozdílných stran krystalu. Měření byla provedena s krystalem dusičnanu uranylového, $UO_2(NO_3)_2 . 6H_2O$. Ukáže-li se to správným, pak, jak se zdá, je jediné vysvětlení, že totiž částice α nejsou vysílány z atomu v libovolných směrech, nýbrž že emise jejich se děje asymetricky, což by znamenalo dále asymetrickou strukturu atomového jádra. Nutno však zatím vyčkati dalších pokusů.

Z výsledků některých měření s částicemi α vznikají nové problémy teoretické. Nedávno objevili Henderson[31]) a Rutherford,[32]) že se náboj částice α mění z dvojnásobného na jednoduchý i na nulu, prochází-li tato částice hmotou. Její náboj není tedy stálý, ale částice α, když přijde do styku s elektrony, může si jeden nebo dva přisvojiti a krátce potom je zase ztratiti. Tento zjev je zajímavý po stránce teoretické, neboť se zdá, že proces zachycení nebo ztráty elektronu není spojen se vznikem radiace.[33]) Je skoro jisto, že spojení částice α s elektronem není možné, má-li částice α větší rychlost než je parabolická rychlost elektronu, který by měl dopadnouti do K-niveau heliového atomu.[34]) Přesného vysvětlení však dosud nemáme.

Rád bych též poukázal na problém »straggling«, což nazvu jednoduše straglací[35]) (toulání). Procházejí-li částice α, nějakou ra-

[30]) Hess, V. F.-Lawson, R. W. Wien. Ber. 125 IIa, 285 a 585 (1916).
[31]) Henderson, G. H., Proc. Roy. Soc. 102 A: 496 (1923).
[32]) Rutherford, E., Phil. Mag. (6) 47: 277 (1924).
[33]) Fowler, R. H., Phil. Mag. (6) 47: 416 (1924).
[34]) Davis, Bergen, Nature III: 706 (1923).

dioaktivní látkou vyslané, hmotou, na př. plynem, pak jsou doběhy některých z nich větší než jiných, ačkoli všechny mají s počátku stejnou energii. Geiger[36]) ve svých pokusech s α-paprsky vysílanými velmi tenkou vrstvou *RaC* dokázal, že počáteční rychlost všech těchto částic je stejná. Když tedy jejich délky drah se liší — a u *RaC'* jeví se to v posledním *cm* dráhy — pak nutno hledati příčinu toho v účinku plynu na zvětšení nebo zmenšení této délky. Geiger soudí, že variace v množství a v blízkosti srážek jednotlivých[37]) částic α s atomy plynu působí změny ve ztrátě energie a tím i v rychlosti těchto částic a v jejich doběhu. Také rozmanitost v rozptylu částic α může míti podle něho vliv na změny doběhu. Ale všickni teoretikové, kteří se tímto problémem obírali, pokládají souhlasí v tom, že rozptyl má malý vliv na straglaci a že hlavní její příčinou jsou elektrony v atomech na cestě α-částice a tedy ionisace plynu. Ale jejich výpočty ani zdaleka nesouhlasí s výsledky měření. Henderson[40]) vykládá původ straglace jinak než Geiger; podle něho neobvyklé rozdělení elektronů v cestě jednotlivých částic může způsobiti, že některé částice ionisují méně a tím se doběh každé z těchto částic, jichž je ovšem poměrně velmi málo, zvětší. Náboj částice α se totiž cestou mění, a poněvadž ionisace částice s nábojem jednoduchým je větší než, je-li její náboj dvojnásobný, vznikají rozdíly v energii těchto částic a tím i v délkách jejich drah. Kapitza,[41]) jenž studuje dráhy částic α v silných magnetických polích, je toho náhledu, že osa částice může ležeti asymetricky vůči dráze, v níž se pohybuje, což jistě má vliv jak na ionisaci, tak na opačný efekt, přibrání elektronu, a tím i na energii a doběh částice. Je zajímavé, že výsledky měření jak metodou ionisační, tak i statistickými metodami scintilací[42]) i »cloud tracks«[43]) zřejmě dokazují existenci straglace, ale hodnota její je mnohokrát větší, než plyne z teoretických prací Bohra a Flamma. Buď tedy nemáme všechna potřebná data k správnému výkladu, nebo teoretické práce nehledí ke všem efektům nám známým.

Bragg a Madsen nám po prvé ukázali, jak se dají měřiti délky drah α ionisací, je-li ovšem částic dosti pohromadě, aby se jejich ionisace dala stanoviti. Poněvadž k těmto pokusům bylo třeba velikého počtu částic, je zřejmé, že ty částice, které mají delší nebo kratší dráhu než částice ostatní (neboť je jich poměrně málo) rozptyl v tomto případě za málo důležitý. Bohr[38]) i Flamm[39])

[35]) Darwin, C. G., Phil. Mag. (6) 23: 901 (1912).
[36]) Geiger, H., Proc. Roy. Soc. 83 A: 505 (1910).
[37]) Viz Bulletin of the National Research Council No 51. Radioactivity by A. F. Kovářík and L. W. Mc Keehan, p. 50 (1925).
[38]) Bohr, N., Phil. Mag. (6) 30: 581 (1915).
[39]) Flamm, L., Wien. Ber. 123: 1393 (1914), 124: 597 (1915).
[40]) Henderson, G. H., Proc. Roy. Soc. 102 A: 496 (1923).
[41]) Kapitza, P. L., Proc. Camb. Phil. Soc. 21: 511 (1923).
[42]) Henderson, G. H., Phil. Mag. (6) 42: 538 (1921).
[43]) Curie, Irene, J. de Phys. (6) 4: 170 (1923).

unikly objevení. Statistickými metodami lze však nalézti i jednotlivé částice a tu především metodou scintilací dokázali Rutherford a Wood,[44]) že *ThC'* vysílá částice *α* nejen doběhu 8·6 *cm* (ve vzduchu), ale i částice, které mají doběh 11·5 *cm*. Nedávno Rogers a Bates,[45]) pak Rutherford a Chadwick[46]) měřili doběhy částic *α* vysílaných *RaC'*, *ThC'* a poloniem s tím výsledkem, že objevili částice, jejichž doběhy jsou několikráte delší než nejdelší až dosud známé; ale počet jejich je zase vůči ostatním nesmírně malý, tak na př. u *RaC'* přijde na každých 10^6 částic doběhu 7 *cm* jen 38 částic doběhu 9·3 *cm*, 12 částic doběhu 11·2 *cm* atd. Wilsonovou metodou lze, ovšem při dobré trpělivosti, dostati důkaz fotografováním drah částic *α*, což se již podařilo (v laboratoři sl. Meitnerové v Berlíně), není však dosud uveřejněno.

Nyní máme úlohu toto faktum vysvětliti. Myslilo se, že částice *α*, vycházející z jistého radioaktivního atomu, mají vesměs stejnou původní energii, a ač v hlavní podstatě je toto mínění správné, máme nyní malý přídavek; řádově jedna částice v milionu má energii mnohem větší. Tato otázka souvisí se strukturou jádra atomu a s mechanismem, jímž jsou částice z jádra vysílány. Dokud nebudeme více věděti o obou těchto věcech, nemůžeme více než hádati. Tak na př. Rutherford[47]) předpokládá, že se asi při disintegraci atomu uvolní jisté množství přebytečné energie, které může býti přenecháno kterékoli částici, jež není v hlavním středu jádra, ale ve vnější jeho části jako oběžnice. Pak musí býti jistá pravděpodobnost, že kterákoli částice dostane tento přebytek energie a na této pravděpodobnosti se bude zakládati počet částic *α* dlouhého doběhu.

Ionisace plynu *X*-paprsky, objevená J. J. Thomsonem a E. Rutherfordem před 30 roky, je hlavní zjev, na němž je založen moderní vývoj teorie elektřiny. Ačkoli většina fakt o ionisaci byla objevena ionisační metodou, přece je důležité dostati, kdekoli a jakkoli je to možno, očividné důkazy těchto fakt, i když tyto důkazy jen potvrdí výsledky pokusů ionisačních. To je možné zvláště metodou Wilsonovou. Víme na př., že ionisace plynu částicí *α* je mnohem větší (na *cm* dráhy) než částicí *β*; vskutku také tloušťka dráhy částice *α*, srovnána s tloušťkou dráhy částice *β*, zřejmě ukazuje tento rozdíl. Je též známo, že dráha částice *α* nebo rychlé částice *β* je většinou přímá, že tedy rozptyl je malý, ale že dráha částice *β* rychlosti malé je všelijak zakřivená; to vše ukazují i fotografie mlžných drah.

---

[44]) Rutherford, E.-Wood, A. B., Phil. Mag. (6) 31: 379 (1916).
[45]) Bates, L. F.-Rogers, J. S., Proc. Roy. Soc. 105 A: 97, 360 (1924).
[46]) Rutherford, E.-Chadwick, J., Phil. Mag. (6) 48: 509 (1924).
[47]) Rutherford, E., Royal Institution of Great Britain Lecture, April 4, 1924.

Teorie ionisace vyžaduje dále při ionisaci vznik dvou iontů, jednoho positivního, druhého negativního, které se v elektrickém poli pohybují opačným směrem. Tyto ionty, povstalé z jednoho atomu nebo molekuly, mohou býti elektrickým polem od sebe odloučeny a pak při expansi utvoří dvojice kapiček vody, jež se ukážou na fotografii. Možno spočítati, kolik je takových dvojic iontů v jednom *cm* dráhy částice β nebo α jisté rychlosti, t. j. najíti poměr ionisace k délce dráhy částice. Víme, že ionisace na *cm* dráhy je tím menší, čím větší je rychlost částice. Na problému, jaká je tato ionisace pro částice β různých rychlostí, pracoval jsem s Geigerem[48]) před lety, užívaje částic β z radioaktivních látek. Wilson[49]) počítáním iontů a délek drah částic β dospěl ke vzorci:

$$V = 21000\, R^{\frac{1}{2}},$$

kdež V je energie částice ve voltech, které se zpravidla užívá jako míry její rychlosti, R je délka dráhy částice ve vzduchu atmosférického tlaku, měřená v *cm*. Tímto problémem zabývala se v naší laboratoři v Yale i Miss Anslow,[50]) jež užívala elektronů vysílaných žhnoucím vláknem volframovým. Ty byly zrychleny elektrickým polem mezi tímto vláknem a deskou postavenou ve vzdálenosti *2 mm*; touto deskou vedl otvor délky 1·1 *cm* a průměru 0·2 *mm* do ionisační komory, jež měla tvar polokoule. Aparát byl postaven tak, aby se elektrony pohybovaly ve směru magnetického pole země. Tlak vzduchu v místech u žhnoucího vlákna byl co možná nejnižší; v ionisační komoře pak byl tlak vzduchu ustálen na jistou hodnotu tím, že vzduch byl z ní neustále čerpán, při čemž komora byla spojena s venkovským vzduchem kapilární trubičkou velmi dlouhou a vhodné světlosti. Bylo možno měřiti náboj elektronů a tak dostati jejich počet i ionisaci při jistém tlaku. Ten byl měněn a nalezen tlak, při němž elektrony měly délku dráhy rovnou poloměru polokoule, takže právě dosáhly stěn ionisační komory. Tak nalezla Miss Anslow, že doběh R (ve vzduchu atmosférického tlaku) je úměrný čtvrté mocnině rychlosti částice v aneb druhé mocnině její energie V, měřené ve voltech (podle vztahu $eV = \frac{1}{2} mv^2$). Číselně plyne z jejích měření vzorec

$$V = 15\,900\, R^{\frac{1}{2}},$$

který se liší od vzorce Wilsonova jen číselným faktorem. Průměrná ionisace na 1 *cm* dráhy při tlaku 1 *mm Hg* jako funkce energie V má dvě maxima, při 40 voltech a při 987 voltech. Počet iontů na 1 *cm* dráhy při tomto tlaku extrapolovaný na 4000 voltů je 1·42, Glasson[51]) nalezl direktně 1·5.

[48]) Geiger, H.-Kovářík, A. F., Phil. Mag. (6) *22*: 604 (1911).
[49]) Wilson, C. T. R., Proc. Roy. Soc. 104 A: 1 (1923).
[50]) Anslow, Gladys A., Phys. Rev. (2) 25: 484 (1925).
[51]) Glasson, J. L., Phil. Mag. (6) *22*: 647 (1911).

Pěkné a důležité výsledky přijdou na jevo, studujeme-li ionisaci plynu paprsky X nebo γ. Fotografie Wilsonovy[52]) ukazují tu velmi zajímavá fakta, důležitá pro Bohrovu teorii ionisace i Comptonovu teorii rozptylu X-paprsků. Ukazuje se, že X-paprsky vysoké frekvence budí emisi částic β, které mají dlouhé dráhy a naopak; to potvrzuje Einsteinovu rovnici

$$h\nu = \tfrac{1}{2} m v^2 + W,$$

kdež ν je frekvence, v rychlost, m hmota částice β, h Planckova konstanta, W práce potřebná, aby se částice dostala z atomu. Jdou-li kathodové paprsky nahoru a X-paprsky jimi vzbuzené horizontálně, pak elektrický vektor v X-paprscích má směr nahoru a Wilsonovy fotografie ukazují asi 20 proc. částic β nahoru, t. j. ve směru onoho elektrického vektoru. To zase souhlasí s výsledkem, který nalezl dříve Barkla zcela jinou metodou.

Často se najdou ve Wilsonových fotografiích dvě dráhy, které se zdají pocházeti z téhož místa, jedna bývá dlouhá, druhá velmi krátká. Dlouhá je dráha fotoelektronu vzbuzeného X-paprsky, krátká, má-li sférický nebo bodový tvar, je bezpochyby výsledek karakteristických paprsků vyslaných od stejného atomu nebo od jiného blízkého, když nějaký elektron spadl do niveau uprázdněného vyslaným fotoelektronem. Byl-li na př. fotoelektron z K-niveau, pak karakteristické X-paprsky serie K mohou vypuditi z téhož atomu elektron, který je na vnějším niveau, anebo kterýkoli elektron z atomu vedlejšího, má-li tento atomové číslo nižší. Takový elektron má málo energie a jeho dráha vypadá jako bod. Může také býti jedna dráha bodová a blízko u ní jiná, krátká, která vypadá jako rybička (fish track), anebo dvě rybičky vedle sebe. Je-li jedna hlavní a druhá podružná, zdálo by se, že tím, že paprsky v atomech odstraní některé elektrony z jejich míst čili, jak říkáme, uvedou atomy do vzbuzeného stavu, připraví se půda, aby pak slabé karakteristické paprsky X snáze přiměly elektrony k emisi. Počet takových dvojic je větší, je-li frekvence X-paprsků vyšší.

Rybičky mají vždy hlavy ve směru X-paprsků a jsou jen tam, kudy tyto paprsky musí procházeti. Mají-li X-paprsky dosti nízkou frekvenci, takže je vlnová délka jejich větší než 7·5 *Ångst.*, pak se žádné rybičky nevytvoří. Poněvadž se to vše shoduje s t. zv. efektem Comptonovým, je skoro jisté, že rybička je dráha elektronu, o který se odrazilo při rozptylu kvantum energie.

Máme tu tedy ukázky několika efektů: přeměny X-paprsků na fotoelektron s přenesením energie, podružné efekty v atomu, z něhož elektron vyšel a tak umožnil vyslání karakteristických X-paprsků, které vypudí elektron z vyšších niveau v normálním atomu nebo ve vzbuzeném atomu a konečně efekt Comptonův.

---

[52]) Wilson, C. T. R., Proc. Roy. Soc. 104 A: 1 (1923).

II. Jádro atomu; rozptyl částic α; radioaktivní a umělá disintegrace atomu; paprsky γ.

Struktura atomu, kterou dnes uznáváme za nejsprávnější, byla zbudována Bohrem podle modelu Rutherfordova. Ten vyžaduje jádro maličkého rozsahu, které však obsahuje to, co nazýváme hmotou atomu; jádro je obklopeno elektrony kroužícími v jistých drahách. Pokusy, kterými lze poznati tuto soustavu, jsou založeny na studiu *X*-paprsků, optických a chemických efektů, ionisačních a excitačních potenciálů, rozptylu částic α, umělé disintegrace atomů a vzájemné souvislosti paprsků β a γ, vysílaných radioaktivními atomy. Známe již hojnost fakt získaných studiem *X*-paprsků, efektů optických a chemických a ionisačních i excitačních potenciálů; ty však poučují nás hlavně o v n ě j š í struktuře atomů, což je vlastně hlavním předmětem Bohrovy teorie, neboť v ní se mluví velmi málo o struktuře jádra. Naše vědomosti o j á d r u atomu jsou dosud velmi malé, abychom se mohli s jistotou dáti do budování složení tohoto malého světa. Fakty nějaké však máme a ty pocházejí z výsledků studia rozptylu částic α, radioaktivní a umělé disintegrace a paprsků γ. V této přednášce míním se přidržeti úplně posledně jmenovaných dějů.

Když r. 1910 R u t h e r f o r d[53]) sestrojil model atomu, složený z jádra malé velikosti, ale obsahujícího většinu hmoty atomu, s kladným nábojem elektrickým, neutralisovaným elektrony ve vnější části atomu, učinil tak proto, aby dostal nějaké vysvětlení pokusů Geiger-Marsdenových, týkajících se rozptylu částic α. Geiger a Marsden[54]) počítali tyto částice rozptýlené atomy zlata ve všech směrech a konstatovali odchylky od původního směru činící až 180°. Částice měly doběh ve vzduchu 4 *cm*. Výsledky nedaly se dobře srovnati s teorií Sira J. J. Thomsona,[55]) jenž předpokládá, že každá deviace ve směru je součtem mnoha malých změn směru. Rutherford soudil — a dnes máme mnoho důkazů, že jeho náhled byl správný — že rozptyl částice α, i ve velikém úhlu, je účinek j e d i n é srážky mezi částicí a atomem látky rozptyl působící. Příčinou změny směru částice je elektrická síla, účinkující podle Coulombova zákona mezi částicí α, jež má náboj $2e$, a jádrem atomu, jehož náboj je Ze. Princip zachování hybnosti a princip energie jsou při tom splněny (elastický ráz). D a r w i n[56]) nám dal úplné zpracování tohoto problému; podle něho je počet částic α, které prošly vrstvou malé tloušťky t, v níž je n atomů v cm^3, a vystupují z ní ve směrech obsažených ve velmi malém prostorovém úhlu ω, zvoleném tak, že všechny tyto směry svírají se směrem částic do-

[53]) R u t h e r f o r d, E., Phil. Mag. (6) 21: 669 (1911).
[54]) G e i g e r, H. - M a r s d e n, E., Proc. Roy. Soc. A 82: 495 (1909).
[55]) T h o m s o n, J. J., Proc. Cambr. Phil. Soc. 15: 465 (1910).
[56]) D a r w i n, C. G., Phil. Mag. (6) 27: 499 (1914).

padajících stejný úhel φ nebo úhly od φ velmi málo rozdílné, dán rovnicí

$$v = Qnt\omega \frac{1}{V^4} \frac{(Ze)^2 . (2e)^2}{M^2} \frac{1}{4} \left[\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2} - 2 \left(\frac{M}{m}\right)^2 + \ldots \right],$$

kdež Q je počet dopadajících částic α, M jejich hmota, V počáteční rychlost, $2e$ náboj; m je hmota atomu rozptylující látky, Ze náboj jeho jádra. Předpokladem je při tom, že je $m > M$; je to splněno u všech prvků mimo vodík a helium. Procházejí-li α-částice heliem, je $m = M$ a z teorie elastického odrazu plyne, že po odrazu má býti úhel mezi odraženým jádrem heliovým a odraženou částicí α roven 90°; to konstatovali Blackett[57]) a Auger-Perrin[58]) fotografováním drah ve Wilsonově kondensační komoře.

Při měřeních Geiger-Marsdenových měly částice α doběh 4 *cm* nebo menší a výsledky souhlasily s teorií úplně. Nedávno opakoval Chadwick[59]) některá měření Geigerova za tím účelem, aby z nich dostal číslo Z a potvrdil, že je identické s atomovým číslem prvku, jak je zavedl Moseley. Dostal pro *Pt* hodnotu 77·4, pro *Ag* 46·3, pro *Cu* 29·3, kdežto atomová čísla dotyčných prvků podle Moseleye a periodické soustavy Mendělějevovy jsou *78*, *47* a *29*. Souhlas je tedy dobrý. Auger a Perrin z *52* drah α-částice v argonu studovaných Wilsonovou metodou, dostali pro tento prvek $Z = 19$, kdežto Moseleyovo číslo argonu je 18. Tyto statistické pokusy dávají nám tedy tak dobré potvrzení teorie, jaké jen možno čekati.

V teorii je jádro pokládáno za matematický bod, což ovšem ve skutečnosti splněno býti nemůže. Lze však říci, že tam, kde zákon Coulombův platí a výsledky pokusů souhlasí s teorií, musí jádro míti menší rozměry než je nejmenší vzdálenost částice α od středu jádra při srážce s atomem. Z výsledků měření Geiger-Marsdenových lze souditi, že jádro atomu *Au*, pokládané za sférické, má rozměry menší než $3 . 10^{-12}$ *cm*, z měření Chadwickových plyne, že jádro atomu *Pt* je menší než $3 . 10^{-12}$ *cm*, z měření Blackettových[60]) plyne pro jádro *A* $7 . 10^{-13}$ a pro jádra *O* a *N* $3 . 10^{-12}$ *cm*.

Měříme-li s částicemi větší energie a studujeme-li jejich rozptyl atomy mnohem lehčími, nacházíme odchylky od Coulombova zákona. Rutherford[61]) bombardoval atomy vodíku částicemi α, jejichž doběh ve vzduchu byl 7 *cm*, ve vodíku tedy *29 cm* a odražené atomy vodíkové — vlastně jen jádra těchto atomů — měly dráhu 40 *cm*; jejich počet byl pak o 40 proc. větší, než se dalo očekávati z teorie. Chadwick a Bieler[62]) studovali rozptyl a

---

[57]) Blackett, P. M. S., Proc. Roy. Soc. 103 A: 62 (1923).
[58]) Auger, P. - Perrin, F., Comptes Rendus 175: 340 (1922).
[59]) Chadwick, J., Phil. Mag. (6) 40: 734 (1920).
[60]) Blackett, P. M. S., Proc. Roy. Soc. 102 A: 294 (1922).
[61]) Rutherford, E., Phil. Mag. (6) 37: 537, 562 (1919).
[62]) Chadwick, J. - Bieler, E. S., Phil. Mag. (6) 42: 923 (1921).

distribuci *H*-částic ve vodíku a výsledky ukazují též větší počet těchto částic, rozptýlených v jistém směru, než žádá teorie.

Příčinu toho možno hledati buď v tom, že jádro nelze pokládati za pouhý bod, nebo že se částice α i jádro při srážce deformují a tím se změní plochy stejného potenciálu, anebo že částice α vnikají do jádra, kde pravděpodobně nové síly přicházejí k platnosti, které při větší vzdálenosti jádra a částice α nemají platnosti. Předpokládáme-li, že nastává jen deformace a to jen u částice α, pak by se měření Chadwick-Bielerova, jak ukázal Darwin,[63]) dala vyložiti tak, že α-částice je sploštěný sferoid, jehož osy jsou $8 . 10^{-12}$ a $4 . 10^{-12}$ *cm* a jenž se pohybuje ve směru kratší osy. Třebas tyto počty mnoho neznamenají, výsledky oněch měření jsou důležité proto, že nyní musíme bráti zřetel i k tomu, co se děje ve veliké blízkosti středu jádra. A ač je možno, že deformace není bez významu, přece je více pravděpodobné, že tu jde o nové síly, které se neřídí zákonem převratného čtverce vzdálenosti (zákon Coulombův) a které jsou přitažlivé a ne odpudivé (jádro atomu i částice α mají náboj stejného znamení).

Měření Bielerova a práce, jíž se sir E. Rutherford právě zabývá, vrhají více světla na tento problém. Bieler[64]) studoval rozptyl částic α, vysílaných *RaC'*, způsobený atomy *Al* a *Mg* a porovnával počet částic v jistém směru rozptýlených s tím, co lze očekávati teoreticky, předpokládáme-li platnost Coulombova zákona. Nalezl, že, pokud směr rozptylu činil malý úhel se směrem částic dopadajících, anebo pokud energie dopadajících částic α byla malá (doběh menší než 5 *cm*), počet rozptýlených částic souhlasil s Coulombovým zákonem, ale při větších úhlech a s větší energií dopadajících α-částic byl tento počet menší. Čím blíže se tedy přiblíží částice α k středu jádra atomu, tím větší odchylky od Coulombova zákona se ukazují a zdá se, jakoby nová síla pracovala v opačném směru; kde byla dříve repulse, je nyní atrakce. Aby mohl vysvětliti výsledky svých pokusů, studoval Bieler teoreticky, jaký zákon síly by musil platiti v nitru jádra. Nejlepší shody mezi svým měřením a nějakou kombinací sil dosáhl, když předpokládal, že ve vnitru jádra působí přitažlivá síla, nepřímo úměrná čtvrté mocnině vzdálenosti, kdežto vně je síla odpudivá, nepřímo úměrná druhé mocnině vzdálenosti, jak to žádá Coulombův zákon. Kritická vzdálenost od středu jádra, v níž se přitažlivá a odpudivá síla právě ruší, je podle jeho výpočtů $3{\cdot}44 . 10^{-13}$ *cm*.

Ač snad pozdější pokusy ukážou, že tuto kritickou vzdálenost aneb i sám zákon síly bude třeba změniti, máme ještě další experimentální důkazy, které potvrzují hlavní body vyvozené z měření Bielerových, že totiž vskutku jde o novou sílu ve vnitru jádra atomového, která je přitažlivá místo odpudivé a že Bielerova hodnota

[63]) Darwin, C. G., Phil. Mag. (6) 41: 486 (1921).
[64]) Bieler, E. S., Proc. Roy. Soc. 105 A: 434 (1924).

pro kritickou vzdálenost je aspoň řádově správná. A tyto další pokusy jsou dvojí; nejdříve nynější práce Rutherford-Chadwickova o rozptylu částic α, pokračování měření Bielerových, pak některé jejich pokusy s umělou disintegrací, při nichž jde o minimální rychlost protonů (jader vodíkových atomů).

Rutherford a Chadwick nalezli, že počet částic α, rozptýlených ve velikém úhlu (135°) dosahuje při změně energie (nebo doběhu) těchto částic bombardujících atomy *Al* minima, mají-li dopadající částice doběh 4·9 *cm* ve vzduchu; při větší i menší energii bombardujících částic počet částic rozptýlených roste. Je zajímavé, že tato energie je rovna kritické energii částic α, potřebné k vypuzení protonů z atomu *Al*; α-částice by dosáhla této energie v elektrickém poli potenciálního rozdílu asi $3 . 10^6$ voltů.

Při studiu umělé disintegrace atomů počítali Rutherford a Chadwick[65]) protony z *Al* a *S*, když absorpční desky byly jim kladeny v cestu. Pro absorpci, kterou se doběh protonů snížil o 7 až 12 *cm*, byl počet jejich stejný, ale při větší absorpci se rychle menšil; to znamená, že protony mají jistou minimální energii, která se ukázala poněkud menší u *Al* než u *S*. Aby se tedy proton dostal z jádra atomu, nesmí energie jeho klesnouti pod jistou minimální hodnotu a jednoduchou úvahou nalezneme, že se tato minimální energie protonu rovná energii nabité částice, hnané odpudivou silou od kritické plochy v jádru, v níž vnitřní síly atrakce a vnější síly repulse jsou právě v rovnováze. Z pokusů plyne, že elektrické pole, které by dalo protonu energii této hodnoty, je také asi 3 miliony voltů.

Uvážíme-li, že jádro atomu má kladný náboj a že se skládá z protonů a elektronů, ale s převahou na straně kladných protonů, vzniká otázka, co vlastně drží tyto protony pohromadě? Coulombův zákon známe jen z pokusů, při nichž vzájemná vzdálenost mezi náboji je poměrně veliká; můžeme tedy předpokládati nějakou atrakční sílu pro vzdálenosti nesmírně malé, o této síle ovšem nemáme jinak žádných vědomostí. Nezbývá než shromažďovati fakty o všech atomech — a práce v tomto směru koná se v Cavendish Laboratory v Cambridži — a hlavně vyšetřiti, existuje-li svrchu uvedený vztah mezi minimální energií protonů a minimální energií částic α, která ještě stačí na disintegraci atomu.

Můžeme-li z těchto pokusů prozatím souditi na existenci kritické plochy stejného potenciálu, která od středu jádra není dále než asi $6 . 10^{-13}$ *cm* a v níž potenciál má hodnotu kolem 3 milionů voltů, dá se z toho vyvozovati dále, že částice α, má-li atom disintegrovati, musí míti dosti energie, aby se dostala přes tuto kritickou plochu dovnitř jádra; překročí-li ji, pak ovšem, poněvadž nyní již působí na ni síla přitažlivá, je možné, že se z jádra vůbec nedostane. Že je to více než pravděpodobné, plyne z pokusů

[65]) Rutherford, E. a Chadwick, J., Phil. Mag. (6) 44: 417 (1922).

Blackettových.[66]) Ten si vzal za úkol dostati fotografováním mlžných drah ve Wilsonově kondensační komoře při disintegraci atomu *N*. Uvážíme-li, že je k tomu třeba, aby částice α udeřila přímo na střed atomu a že se to stane asi jednou v milionu případů, musíme uznati, že je třeba fotografovati statisíce drah v naději, že některá ukáže to, co hledáme. Blackettovi se šťastně podařilo dostati 8 fotografií disintegrace atomu; každá fotografie byla provedena současně dvakrát ve dvou směrech k sobě kolmých; pak totiž možno z obou snímků vypočísti délku dráhy částice α, odraženého atomu *N* a protonu jím vyslaného. Fotografie ukazují dráhu částice α, jež přivodila disintegraci, dráhu odraženého atomu *N*, dráhu protonu, ale nic více; částici α po disintegraci nelze v těchto osmi fotografiích nalézti, jakoby se ztratila. Z počtů pak plyne, že za předpokladu, že je zachována hybnost, hmota odraženého atomu je rovna 17, náboj 8. Atom *N* má hmotu 14, ztratí-li jeden proton, zbude 13, abychom tedy dostali 17, nutno přidati 4, a to je právě hmota částice α. Atomové číslo atomu *N* je 7, což je také náboj jeho jádra v elementárních kvantech; ztrátou protonu sníží se na 6, chycením částice α zvýší se na 8, jak také nalezeno. To vše tedy potvrzuje, že částice α byla skutečně pohlcena jádrem atomu *N*. Atomové číslo 8 odpovídá kyslíku, jehož hmota je ovšem 16, vznikl by tedy tímto způsobem asi isotop kyslíku. Máme zde něco, co poukazuje na integraci atomu.

Ovšem 8 fotografií disintegrace atomu jediného prvku nedává nám ještě právo generalisovati na nějaký nový přírodní zákon. Přece však výsledky těchto Blackettových pokusů souvisí s tím, co nalezli dříve Bieler a Rutherford a Chadwick. Zdá se tedy skoro zaručeno, že jádro atomu je uvnitř jisté kritické potenciální plochy, která bezpochyby má různé rozměry a potenciál jí odpovídající má různé hodnoty pro atomy různých prvků, ale která u atomu *Al* je od středu atomu vzdálena asi o $6 . 10^{-13}$ *cm* a potenciál v ní je roven asi třem milionům voltů. Protony, částice α a elektrony, z nichž se jádro skládá, jsou všechny uvnitř této nesmírně malé prostory.

Dříve než lze budovati nějakou strukturu jádra, je třeba znáti fakty a hodně jich. Jedna cesta k tomu je, tříštiti atomy všech prvků bombardováním jich částicemi α rozdílných energií a pak studovati všemi způsoby výsledky tohoto tříštění. Ač tato cesta je v principu jednoduchá, vyžaduje práce sama, poněvadž je statistická, mnoho trpělivosti a opatrnosti, neboť úrazů je mnoho. Chci poukázati jen na některé možnosti úrazů.

Víme z prací Rutherfordových, že proton je identický s jádrem vodíkového atomu. Udeří-li částice α do atomu *H*, odrazí se jeho jádro s takovou prudkostí, že má mnohem větší rychlost než naraživší částice. Poněvadž vodík je, jak se zdá, až příliš často přítomen v aparátu, snadno se stane, že pokládáme odražené atomy *H* za protony

[66]) Blackett, P. M. S., Proc. Roy. Soc. 107 A: 349 (1925).

vzniklé disintegrací zkoumaného prvku. Hlavní věcí je tu to, že se odražené atomy *H* pohybují ve směru dopadajících částic *α* a že jejich maximální rychlost i délku jejich drah snadno vypočteme, známe-li rychlost částic *α*, kdežto protony z disintegrovaných atomů se pohybují stejným počtem ve všech směrech.

Další úraz může býti v tom, že látky, jichž užíváme, mají nečistoty. Může býti v nich absorbován vodík nebo dusík; kyslík by nevadil, neboť nevysílá protonů. Železo na př. může dáti hojnost protonů, které však vesměs pocházejí z atomů pohlceného dusíku, jak je experimentálně dokázáno. Není-li pozorovatel dosti ostražitý, pak snadno vykoná za jediný den tolik objevů, že by bylo třeba celého roku i více, aby se dokázalo, že jeho objevy jsou nesprávné.

Při prvních pokusech Rutherfordových a Rutherford-Chadwickových byly protony pozorovány ve vzdálenosti 40 *cm*, která byla proto zvolena tak veliká, aby protony nebyly zaměněny s odraženými atomy *H*. Protony byly počítány scintilační metodou a jen ty z nich mohly býti objeveny, které měly dosti energie, aby jejich dráhy ve vzduchu byly delší než 40 *cm*. V poslední době Rutherford a Chadwick[67]) jakož i Kirsch a Petterson[68]) změnili pozorovací metodu; užili totiž faktu, že protony z disintegrovaných atomů jsou vysílány ve všech možných směrech, kdežto atomy *H* postupují jen ve směru částic *α*, které na ně narazily. Tak možno při úhlu 90° počítati protony, jejichž doběh činí jen 7 *cm*, aniž třeba se obávati atomů *H*; rozptýlených částic *α* je při tomto úhlu velmi málo, zvláště jde-li o atomy malé váhy.

Výsledky těchto pokusů jsou uvedeny v připojené tabulce.[69]) V prvním sloupci je atomové číslo atomu, jehož jádro bylo bombardováno, druhý sloupec obsahuje jeho chemickou značku, třetí jeho atomovou váhu. Čísla v následujících třech sloupcích jsou doběhy protonů vyslaných jádry bombardovaných atomů ve směrech, jež svírají se směry dopadajících částic *α* úhly 0°, 90° a 180°. Doběhy jsou měřeny v *cm* a vztahují se ke vzduchu normálního tlaku a 15° C. Z tabulky vidíme, že se jádra atomů *H*, *He*, *Li* a snad i *Be* (atomová čísla 1, 2, 3 a 4) nedají disintegrovati bombardováním *α*-částicemi. Prvky *B* (5), *N* (7), *Fl* (9), *Ne* (10), *Na* (11), *Mg* (12), *Al* (13), *Si* (14), *P* (15), *S* (16), *Cl* (17), *A* (18), *K* (19) vysílají protony, jsou-li jejich jádra bombardována. Kirsch a Petterson[70]) tvrdí, že i uhlík vysílá protony a v tom je spor s výsledky měření Rutherford-Chadwickových,[71]) kteří v tomto případě žádných protonů

[67]) Rutherford, E.-Chadwick, J. Nature 113: 457 (1924), Proc. Phys. Soc. Lond. 36: 417 (1924).

[68]) Kirsch, G. - Petterson, H. Naturwiss. 12: 388, 464 (1924), Phil. Mag. (6) 47: 506 (1924).

[69]) Kovařík, A. F.-Mc Kechan, L. W., Bulletin of the National Research Council No 51, Washington, 1925, pag. 171.

[70]) Kirsch, G. - Petterson, H., Wien. Ber. 132 IIa: 299 (1924).

[71]) Rutherford, E.-Chadwick, J., Franklin Institute Lecture 1924.

nenalezli. Je pozoruhodné, že ty atomy z řady *B* až *P*, které mají atomové číslo sudé, buďto žádné protony nevysílají anebo vysílají protony malé energie, kdežto prvky lichých atomových čísel všechny vysílají protony s energií mnohem větší než prvky čísel sudých. To znamená, že atomy prvků sudých čísel mají jádra mnohem stabilnější než atomy prvků čísel lichých. Vzhledem k tomu je zajímavé, že v povrchu země a zvláště v meteoritech je značná převaha prvků čísel sudých nad prvky čísel lichých. V řadě prvků od *K* do *U* nepodařilo se dosud objeviti protony při bombardování částicemi *α*.

Protony z jader atomů bombardovaných částicemi *α* vyslanými *RaC'*.

Atom. č.	Značka	Atom. v.	0°	90°	180°	Autor	Poznámka
3	*Li*	6,7		10		1	
						2	nejisté
4	*Be*	9		18		1	
						2	nejisté
5	*B*	10,11	58		38	3	
6	*C*	12		6		4	
						2	žádné protony
7	*N*	14	40		18	3	
9	*Fl*	19	65		48	3	
10	*Ne*	20,22		16		2	vel. málo prot.
11	*Na*	23	58		36	3	
12	*Mg*	24,25,26		13		1	
				18—30		2	vel. málo prot.
13	*Al*	27	90		67	5	
14	*Si*	28,29,30		12		1	
				18—30		2	vel. málo prot.
15	*P*	31	65		49	3	
16	*S*	32		18—30		2	vel. málo prot.
17	*Cl*	35,37,39		18—30		2	„ „ „
18	*A*	36,40		18—30		2	„ „ „
19	*K*			18—30		2	„ „ „

1. Kirsch, G.-Petterson, H., Phil. Mag. (6) 47: 500 (1924).
2. Rutherford, E.-Chadwick, J., Proc. Phys. Soc. (London) 36: 417 (1924).
3. Rutherford, E.-Chadwick, J., Phil. Mag. (6) 44: 417 (1922).
4. Kirsch, G.-Petterson, H., Nature 113: 603 (1924), Naturwiss. 12: 388, 464 (1924).
5. Rutherford, E.-Chadwick, J., Phil. Mag. (6) 42: 809 (1921).

Disintegrace prvků radioaktivních je provázena emisí buď paprsků *α* nebo *β* a *γ*. Soddy i Fajans studiem chemických vlastností radioaktivních prvků nalezli, že při disintegraci provázené

paprsky α nově utvořený prvek je v periodické soustavě Mendělejevově o dvě místa níže než prvek, z něhož vznikl, kdežto při disintegraci provázené paprsky β je o jedno místo výše. Podle Moseleye to znamená při disintegraci α snížení positivního náboje jádra o dvě elementární kvanta náboje, při disintegraci β zvýšení o jedno elementární kvantum. To poukazuje k tomu, že při disintegraci je z atomu vypuzena jen jedna částice α nebo β. Přímý důkaz toho přinesly pokusy Kolhörsterovy,[72]) jenž počítal Geigerovou metodou jednak vyslané částice α, jednak atomy, které při emisi těchto částic dostaly zpáteční náraz; nalezl, že počet obou je stejný. Pro disintegraci β plyne totéž z pokusů Moseleye[73]) a Geiger-Kovaříka,[74]) kde také výsledek pozorování celé serie těchto disintegrací byl, že je na každý rozpadnuvší se atom vyslána jediná částice β.

Mimo tato měření máme ještě jiná, která vrhají světlo na vnitro atomového jádra; jsou to měření s γ-paprsky. Práce Ellise,[75]) Ellise a Skinera[76]) a Meitnerové[77]) o vztahu mezi β- a γ-paprsky jsou založeny po experimentální stránce většinou na Danyszových měřeních magnetických spekter paprsků β, po stránce teoretické na svrchu uvedené rovnici Einsteinově

$$E = h\nu - W.$$

Těmito pokusy bylo dostatečně dokázáno, že některé γ-paprsky nejsou nic jiného než X-paprsky z atomu radioaktivního, ač jiné paprsky γ jsou vysílány samotným jádrem. Nebudeme se nyní zajímati o to, má-li pravdu Ellis, tvrdí-li, že paprsky γ jsou z atomu vyslány napřed a teprve po nich částice β, nebo, je-li tomu naopak, jak tvrdí Meitnerová. Co je zde zajímavé a důležité se zřetelem k jádru atomu, je to, že Ellis a Skinner nacházejí ve své analyse jádrových paprsků γ důkazy, že i v jádru jsou niveau analogická těm, která podle Bohrovy teorie známe v elektronické části atomu. Podle Ellise, když se jádro atomu stane instabilní, může elektron nebo částice α přejíti z vyššího niveau do nižšího a tak vznikne γ-paprsek s přebytkem energie. Poněvadž je několik přechodů možných, lze očekávati, že budou vyslány paprsky γ různých frekvencí. To ovšem neznamená, že všechny možné frekvence budou vyslány najednou. Podle mé nedávné práce[78]) je pravděpodobné, že prů-

[72]) Kolhörster, W., ZS. f. Phys. 2: 257 (1920).
[73]) Moseley, H. G. J., Proc. Roy. Soc. 87 A: 230 (1912).
[74]) Geiger, H. - Kovářík, A. F., Phil. Mag. (6) 22: 604 (1911).
[75]) Ellis, C. D., Proc. Roy. Soc. 99 A: 261 (1921) a 101 A: 1 (1922), Proc. Cambr. Phil. Soc. 21: 121 (1922), ZS. f. Phys. 10: 303 (1922).
[76]) Ellis, C. D. - Skinner, H. W. B., Proc. Roy. Soc. 105 A: 165, 185 (1924).
[77]) Meitner, L., ZS. f. Phys. 9: 131 a 145 (1922), 11: 35 (1922), 17: 54 (1923), 19: 307 (1923), 22: 334 (1924). Souborně viz Bulletin citovaný svrchu (čl. 69), pag. 104 a další.
[78]) Kovářík, A. F., Phys. Rev. (2) 23: 559 (1924).

měrně asi jen jeden paprsek (vyšší energie) je vyslán z atomu *RaB* nebo *RaC*, když nastane disintegrace; to také souhlasí s právě vyšlou prací Ellis-Woosterovou,[79]) kteří novým a velmi vtipným způsobem znovu měřili celkovou energii paprsků γ.

Zmíním se ještě krátce o své práci o počítání γ-paprsků. Pokládám paprsek γ za jednotku (entity) s jistým množstvím energie. Když vniknou paprsky γ do hmoty, způsobí v ní vyslání elektronů dosti rychlých, aby mohly ionisovati plyn. To se stane tím, že některé paprsky γ se absorbují a jejich energie přejde na elektrony, ovšem ne celá; část jí se spotřebuje na vypuzení elektronů z atomu. Nezáleží na tom, je-li vyslán jeden elektron nebo je-li jich současně vysláno více, ač já jsem přesvědčen, že přebytečná energie přejde celá na jediný elektron. Ionisační efekty těchto elektronů mohou býti spočítány v Geigerově počítací komoře. Tak dostaneme počet efektů způsobených v počítací komoře částicemi β, které do ní vnikly z hmoty, na niž dopadaly paprsky γ. Poněvadž elektrony vznikají při absorpci paprsků γ a poněvadž některé elektrony mohou býti také absorbovány ve hmotě, v níž vznikly, musíme míti zřetel k absorpci obojího záření. Dopadne-li N paprsků γ na desku plochy a a tloušťky d, jsou-li μ_1 a μ_2 absorpční koeficienty paprsků γ a β a je-li počet efektů n, platí

$$N = n \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1} \frac{1}{e^{-\mu_1 d} - e^{-\mu_2 d}}.$$

Vzdálenost radioaktivního zdroje od desky budiž r, pokládáme ji za tak velikou, že všechny paprsky dopadají na desku kolmo; intensitu zdroje označíme S. Pak celkový počet paprsků γ, vyslaných zdrojem jednotkové intensity ve vzdálenosti r, je

$$N' = N \frac{4\pi r^2}{aS}.$$

Všechny veličiny byly experimentálně stanoveny a různých látek bylo užito. Výsledek měření byl ten, že jeden gram radia (vlastně *RaB* a *RaC*) vyšle za sekundu $7{\cdot}28 \cdot 10^{10}$ paprsků γ, což znamená, jak již uvedeno, asi jeden paprsek na atom při disintegraci.

V těchto přednáškách promluvil jsem o statistických metodách, jimiž se fysik obírá v moderní fysice, a vyložil jsem — snad až příliš krátce — měření a výsledky těmito metodami docílené. V první přednášce jsem probral ta měření, která mají význam pro potvrzení teorie atomové, ionisační a teorie radioaktivity, a která nám podávají základní fysikální konstanty. V druhé přednášce jsem poukázal hlavně na měření, kterými lze dosáhnouti nějakého světla o jádru atomů, což jinými metodami nebylo dosud možno.

---

[79]) Ellis, C. D. - Wooster, W. A., Proc. Camb. Phil. Soc. 22: 595 (1925).