

no s rozdielnou atómovou hmotnosťou (*izotopy*), s čím súvisí jestvovanie prvkov s rovnakou atómovou hmotnosťou, avšak napriek tomu s rozdielnymi chemickými vlastnosťami (*izobary*), ukázali, že vlastnosti prvkov sú periodické funkcie ani nie tak atómovej hmotnosti, ale tzv. *atómového čísla*, ktoré určuje elektrický náboj atómového jadra ako celistvý násobok elementárneho náboja, t. j. absolútnej hodnoty náboja elektrónu. Rutherfordove pokusy s prenikaním rádioaktívneho α -žiarenia cez tenké fólie, ktorými sa budeme zaoberať v nasledujúcom článku, ukázali aj to, že atómové čísla bez výnimky všetkých prvkov sú totožné s ich správnym poradovým číslom v periodickej sústave prvkov. V *tabuľke 15.1* okrem priemerných atómových hmotností prvkov sú uvedené aj tieto čísla.

15.3. Rozptyl α -častíc v kovových fóliách. Za predpokladu, že v pevnom a kvapalnom skupenstve atómy prvkov sa navzájom dotýkajú, ich rozmery môžeme vypočítať napríklad z príslušných merných hmôt s použitím Avogadroho čísla.

Ako príklad urobíme odhad rozmerov atómov železa, ktorého merná hmotnosť za normálnych podmienok je $s = 7,86 \text{ g/cm}^3$. Pretože atómová hmotnosť železa je 55,85, takže 1 gramatóm železa je $M = 55,85 \text{ g}$ železa, na 1 atóm železa v pevnom skupenstve za normálnych podmienok pripadá objem

$$v = \frac{M}{sN} = \frac{55,85}{7,86 \cdot 6,023 \cdot 10^{23}} \text{ cm}^3 \doteq 1,18 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$$

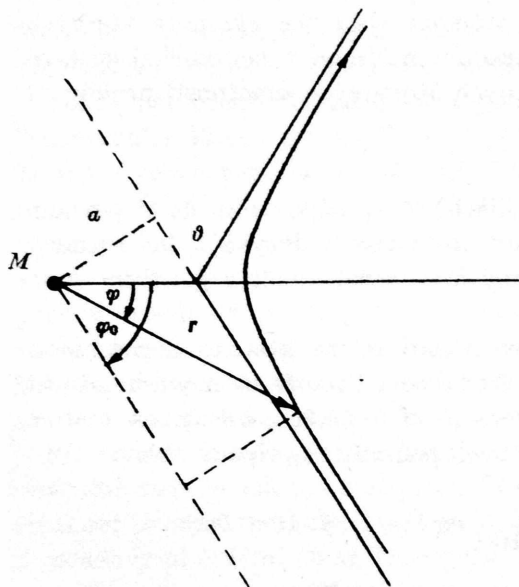
Podľa tohto výsledku priemer atómu železa je približne

$$d = \sqrt[3]{v} = 2,28 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Približne rovnaké výsledky, ktoré sa však s rastúcou atómovou hmotnosťou v určitých hraniciach periodicky menia, vychádzajú aj pre rozmery atómov všetkých ostatných prvkov. Podľa výsledkov Rutherfordových pokusov s prenikaním α -žiarenia cez tenké kovové fólie, rozmery jadier atómov sú ešte podstatne menšie; ich priemery sú rádu len 10^{-13} cm . To značí, že keď si atóm prvku predstavíme ako guľu s priemerom napríklad 100 m, jadro atómu bude mať v tomto znázornení priemer len 1 mm. Ukážeme, ako sa dostane tento výsledok z Rutherfordových pokusov, pričom sa určí súčasne aj elektrický náboj jadier atómov skúmaného prvku.

O rádioaktívnom α -žiarení sa zistilo, že je to žiarenie korpuskulárne, tvorené jadrami atómov hélia, ktoré pri samovoľnom rozpade jadier niektorých rádioaktívnych prvkov sú z nich vymršťované rýchlosťou rovnajúcou sa asi jednej desatine rýchlosti svetla. Ich kladný elektrický náboj, náboj jadier atómov

druhého prvku v periodickej sústave prvkov, rovná sa dvojnásobku absolútnej hodnoty náboja elektrónu. Rutherford sa presvedčil, že tzv. α -častice, tvoriace rádioaktívne α -žiarenie, sú schopné prenikať cez tenké vrstvy kovov, pričom sa ich pôvodný smer mení zväčša len veľmi málo, avšak v ojedinelých prípadoch aj o veľké uhly. Bolo prirodzené predpokladať, že zmena smeru rýchlosti α -častíc je spôsobovaná odpudzovaním α -častíc, nesúcich kladný elektrický náboj, od jadier atómov v kovovej fólii a že sily, ktorými elektróny krúžiace okolo týchto jadier pôsobia na α -častice, nemôžu značnejšie zmeniť smer ich pohybu pre svoju pomerne veľmi malú hmotnosť.



Obr. 15.1.

Pri odvodzovaní vzorca vyjadrujúceho súvis rozptylu α -žiarenia v tenkých kovových vrstvách a náboja jadier atómov použitého kovu budeme predpokladať, že: a) fólia je zhotovená z kovu s dosť vysokou atómovou hmotnosťou, takže jadrá jeho atómov sú prakticky nehybné aj pri svojom pôsobení na α -časticu, okolo nich letiacu, a že b) kovová fólia je taká tenká, že sa α -častica pri svojom prechode cez ňu dostane do väčšej blízkosti jadra najviac len jedného atómu kovu.

Predstavme si, že α -častica, keď je ešte ďaleko od jadra atómu v kovovej fólii, pohybuje sa rýchlosťou v pozdĺž priamky, ktorej kolmá vzdialenosť od jadra je a (obr. 15.1). Podľa Coulombovho zákona zrýchlenie α -častice hmotnosti m , ktorej elektrický náboj je q , pri jej pohybe v okolí jadra atómu hmotnosti M , ktorého náboj je Q , je

$$a = \frac{f}{m} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{mr^3} r = \frac{k}{m} \frac{r}{r^3} \quad (1)$$

keď sme zlomok $\frac{Qq}{4\pi\epsilon_0}$ označili pomocou písmena k .

Práve odvodený vzorec (1), vyjadrujúci zrýchlenie α -častice pri jej pohybe v blízkosti jadra nejakého atómu, líši sa od vzorca (1) v čl. 2.22, odvodeného v 1. dieli tejto učebnice pre zrýchlenie pri pohybe planetárnom, len v znamienku

za rovnítkom. Z tejto zhody a zo vzorca (2.22.7) vyplýva, že pri vhodnej voľbe smeru osi polárnej sústavy súradníc rovnica dráhy α -častice je

$$r = \frac{\frac{mC^2}{k}}{-1 + \frac{AmC^2}{k} \cos \varphi} \quad (2)$$

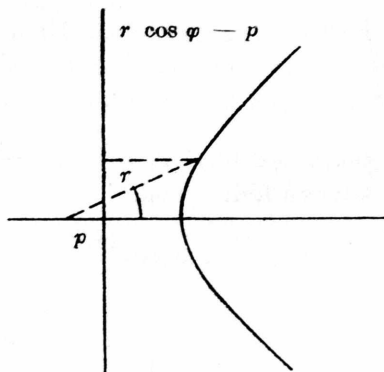
kde C je dvojnásobok konštantnej plošnej rýchlosti a $\frac{k}{m} = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m}$.

Hyperbolu možno definovať ako geometrické miesto bodov, ktoré sa vyznačujú konštantným pomerom ϵ svojich vzdialeností od pevného bodu a priamky, väčším ako číslo 1. Podľa tejto definície a obr. 15.2 pre jednu z vetví hyperboly dostávame rovnicu

$$\epsilon = \frac{r}{r \cos \varphi - p}$$

alebo

$$r = \frac{\epsilon p}{-1 + \epsilon \cos \varphi} \quad (3)$$



Obr. 15.2.

Z porovnania rovníc (2) a (3) vyplýva, že dráha α -častice pri jej pohybe v blízkosti ťažkého atómového jadra je hyperbola, ktorej parameter je $p = \frac{1}{A}$. Jej rovnicu môžeme jednoducho upraviť na tvar

$$r = \frac{1}{\frac{1}{p} \cos \varphi - \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m v^2 a^2}} \quad (4)$$

lebo dvojnásobok konštantnej plošnej rýchlosti v našom prípade je zrejmé

$$C = va$$

V rovnici (4) treba ešte určiť parameter p . Podľa obr. 15.1 je

$$\begin{aligned} a &= \lim_{\varphi \rightarrow \varphi_0} r \sin(\varphi_0 - \varphi) = \lim_{\varphi \rightarrow \varphi_0} \frac{\sin(\varphi_0 - \varphi)}{\frac{1}{p} \cos \varphi - \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m v^2 a^2}} = \\ &= \lim_{\varphi \rightarrow \varphi_0} \frac{-\cos(\varphi_0 - \varphi)}{-\frac{1}{p} \sin \varphi} = \frac{1}{\frac{1}{p} \sin \varphi_0} \end{aligned}$$

z čoho vyplýva

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{a \sin \varphi_0}$$

Rovnica pohybovej krivky α -častice v silovom poli dostatočne hmotného jadra nejakého atómu je preto tiež

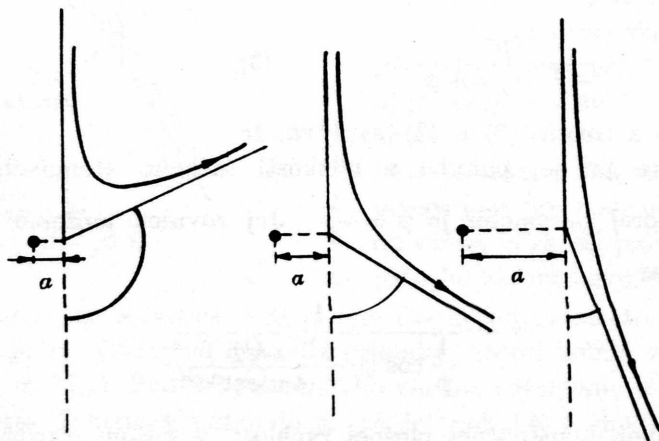
$$r = \frac{1}{\frac{\cos \varphi}{a \sin \varphi_0} - \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m v^2 a^2}} = \frac{a}{\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi_0} - \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m v^2 a}} \quad (5)$$

Keď $\varphi = \varphi_0$, je $r = \infty$. Uhol φ_0 určuje teda rovnica

$$\cotg \varphi_0 = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 m v^2 a}$$

takže pre uhol ϑ , o ktorý sa zmení smer pohybu α -častice pri jej lete cez kovovú fóliu, platí:

$$\cotg \frac{\vartheta}{2} = \cotg \frac{180^\circ - 2\varphi_0}{2} = \cotg (90^\circ - \varphi_0) = \tg \varphi_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 m v^2}{Qq} a \quad (6)$$



Obr. 15.3.

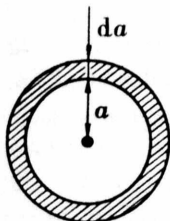
Náboj α -častice je $q = 2e$. Keď atómové číslo kovu, z ktorého je zhotovená fólia rozptyľujúca α -častice, je Z , je $Q = Ze$. Možno preto písať tiež

$$\cotg \frac{\vartheta}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0 m v^2}{2Ze^2} a = \frac{2\pi\epsilon_0 m v^2}{Ze^2} a \quad (7)$$

Zo vzorca (7) vidíme, že odchýlka ϑ je tým väčšia, čím menšia je „zámerná“ vzdialenosť a . Tvary dráh α -častíc pre tri nerovnaké zámerné vzdialenosti sú vyznačené na obr. 15.3.

Predpokladajme, že na kovovú fóliu dopadá kolmo rovnobežný zväzok α -častíc, pričom na plošnú jednotku dopadá ich n_0 . Vyjadríme počet α -častíc, ktoré kovová fólia odkloní o uhly ležiace v intervale od ϑ po $\vartheta + d\vartheta$, ktorému zodpovedá interval zámerných vzdialeností od a po $a + da$. Pri rozptyle pôsobením jadra jediného atómu A (obr. 15.4) odklonia sa o takúto uhly všetky častice smerujúce na medzikružie, ktorého stred splýva s jadrom a ktorého polomery sú a a $a + da$. Ich počet je zrejme

$$n_0 dS = 2\pi a n_0 da$$



Obr. 15.4.

Keď na jednotku plochy fólie pripadá N atómov kovu, celkový počet α -častíc, ktoré zmenia smer svojho pohybu o uhly z intervalu ϑ až $\vartheta + d\vartheta$, je preto

$$dn = 2\pi a N n_0 da \quad (8)$$

Podľa vzorca (7) je

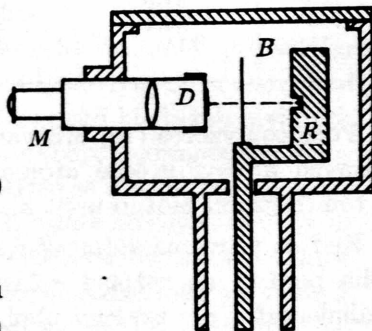
$$a^2 = \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \cotg^2 \frac{\vartheta}{2}$$

teda

$$a da = \frac{1}{2} \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

keď diferenciál $d\vartheta$ počítame absolútne. Dosadením tohto výsledku do výrazu (8) vychádza

$$\begin{aligned} dn &= \pi n_0 N \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \frac{\cotg \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta = \\ &= \frac{n_0 N}{2\pi} \left(\frac{Ze^2}{2\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \frac{\sin \vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta \end{aligned} \quad (9)$$



Obr. 15.5.

Rozptyl α -častíc možno pozorovať pomocou prístroja znázorneného na obr. 15.5. Zdrojom α -žiarenia je v ňom rádioaktívna látka R vložená do dutiny v olovej doske. Kovovou fóliou B rozptyľované α -častice sa pozorujú na fluorescenčnom tienidle D , zhotovenom zo sírnika zinočnatého, na ktorom sa dopad každej jednotlivéj α -častice prejaví zábleskom (scintiláciou) pozorovateľným pomocou mikro-

skopu M . Tienidlo D spolu s mikroskopom sa môže otáčať okolo zvislej osi tak, že optická os ďalekohľadu prechádza stále tým istým bodom fólie B .

Vzorec (9) udáva počet častíc, ktorých uhol rozptylu je medzi ϑ a $\vartheta + d\vartheta$. Inými slovami dn je počet častíc, ktoré vyletujú z rozptyľujúcej kovovej fólie v smeroch spadajúcich medzi dve kuželové plochy s vrcholovými uhlami 2ϑ a $2(\vartheta + d\vartheta)$. V týchto smeroch na plošnú jednotku fluorescenčného tienidla, keď vzdialenosť jeho stredu od stredu celého prístroja je r , dopadajú α -častice, ktorých počet je preto

$$\begin{aligned} n' &= \frac{dn}{dS} = \frac{dn}{r^2 d\omega} = \frac{dn}{2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta} = \\ &= n_0 N \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2 r} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \end{aligned} \quad (10)$$

Podľa tohto vzorca pri menení uhla ϑ súčin $\sin^4 \frac{\vartheta}{2} n'$, ostáva konštantný, čo — ako to dokazuje *tabuľka 15.2*, ktorá obsahuje údaje získané pri pokusoch so zlatou fóliou — je vo veľmi dobrej zhode so skutočnosťou.

Tabuľka 15.2

Rozptyl α -častíc zlatou fóliou

ϑ	Počet scintilácií	$n' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$	ϑ	Počet scintilácií	$n' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150°	33,1	28,8	60°	477	29,8
120°	51,9	29,0	45°	1 435	30,8
105°	69,5	27,5	30°	7 800	35,0
75°	211	29,1	15°	132 000	38,1

Pomocou vzorca (10) určoval Rutherford aj veľkosti nábojov jadier atómov rôznych kovov, určené atómovým číslom Z , lebo všetky ostatné veličiny v tomto vzorci možno určiť alebo priamo, alebo pomocou iných metód.

Keď už poznáme atómové číslo kovového prvku, z ktorého bola zhotovená fólia použitá na rozptyl α -častíc, možno zo vzorca (7) vypočítať zámernú vzdialenosť a pre zvolený uhol odklonu ϑ . Pri ťažších prvkoch uhlu odklonu veľkosti asi 150° zodpovedá podľa tohto vzorca zámerná vzdialenosť asi 10^{-13} cm. To značí, že vo vzdialenostiach rádu 10^{-13} cm medzi jadrom atómu takéhoto kovu a letiacou α -časticou pôsobiaca sila sa riadi ešte Coulombovým zákonom. To je však možné len preto, že lineárne rozmery jadier atómov týchto kovov nie sú väčšie než asi 10^{-13} cm.