

a končia inertnými plynmi 10 Ne, 18 Ar. Zľava doprava prvky postupne strácajú kovové vlastnosti a narastajú ich kyselinotvorné vlastnosti.

Štvrtá a piata perióda sú dvojité, majú po osemnásť členov. Začínajú sa alkalickými kovmi 19 K, 37 Rb a končia inertnými plynmi 36 Kr, 54 Xe.

Šiesta perióda je štvornásobná, má tridsaťdva členov. Začína sa alkalickým kovom 55 Cs a končí rádioaktívnym inertným plynom 86 Rn. V tejto perióde je 14 prvkov navzájom veľmi príbuzných — vzácnych zemín, ktoré patria na jedno miesto spolu s prvkom 57 La a nazývajú sa preto lantanidmi.

Posledná, siedma perióda je neúplná. Začína sa prvkom 87 Fr, ktorý nemá stály izotop. Aj táto perióda obsahuje 14 prvkov s veľmi podobnými vlastnosťami, ktoré patria na jedno miesto spolu s prvkom 89 Ac a podľa toho sa nazývajú aktinidmi. Medzi prirodzenými prvkami sú len tri z nich. Od 93 Np až po 105 Hn sú to prvky umelo získané a označujeme ich ako transurány.

Zaujímavé sú chemicky neaktívne prvky nultého stĺpca s poriadkovými (teraz atómovými, resp. protónovými) číslami

$$2 \text{ He}, \quad 10 \text{ Ne}, \quad 18 \text{ Ar}, \quad 36 \text{ Kr}, \quad 54 \text{ Xe}, \quad 86 \text{ Rn}$$

ktoré možno odvodiť z Rydbergovho radu

$$Z = 2(1^2 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2) \quad (1.14)$$

postupným priberaním a pričítaním vždy nasledujúcich členov. Tieto čísla zohrali vo fyzike atómu dôležitú úlohu.

### 1.3. PRVÉ POZNATKY O ATÓNOCH AKO ZLOŽENÝCH ČASTICIACH

Z poznatkov o pomeroch zlučujúcich sa hmotností a pomeroch objemov pri zlučovaní plynov sa vytvorila reálna predstava o atónoch ako o hmotných časticiach ďalej už nedeliteľných mechanickými a chemickými metódami. Neskôr niekoľko javov upozornilo na to, že atómy nie sú jednoduché ale zložené častice. Boli to najmä poznatky získané pri štúdiu vedenia elektrického prúdu v kvapalinách a v plynch. Štúdium týchto javov bolo hlavným príspevkom k rozvoju fyziky atómu v jej raných štádiách (takmer v celom 19. storočí).

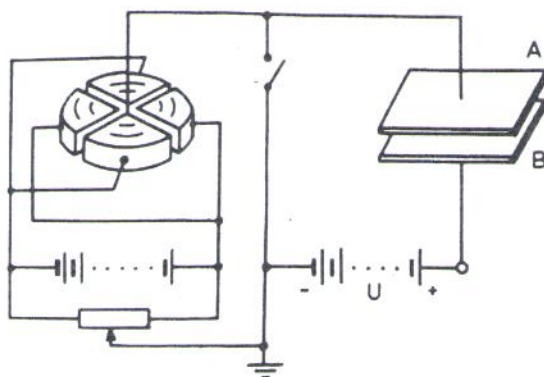
Pomer hmotnosti vylúčenej pri elektrolyze na katóde a elektrického náboja, ktorý prešiel elektrolytom, svedčil o tom, že elektrický náboj sa rovnomerne rozdeľuje medzi hmotné častice. Keď na vylúčenie jedného valu (mol delený mocnosťou) látky treba Faradayov náboj  $F = 9,648\,67 \cdot 10^4 \text{ C} \cdot \text{mol}^{-1}$  a val jednomocných iónov obsahuje množstvo iónov určené Avogadrovou konštantou, pripadá na jednotlivý ión elementárny náboj

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{9,648\,67 \cdot 10^4 \text{ C} \cdot \text{mol}^{-1}}{6,0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad (1.15)$$

Keďže hmotnosť vodíkového atómu poznáme, merný náboj vodíkového iónu bude

$$\frac{e}{m_H} = \frac{N_A e}{\alpha_H} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{1,6736 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = 9,572 \cdot 10^7 \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1} \quad (1.16)$$

Rozdelenie elektrického náboja na častice plynu bolo preskúmané pri štúdiu rôznych druhov výboja v plynoch.



Obr. 1.2. Schéma aparatury na sledovanie vodivosti vzduchu spôsobenej ionizujúcim žiarením

Pri normálnom tlaku a teplote je vodivosť plynov malá. Skúmali ju vybíjaním vodiča nabitého na vysoký potenciál C. T. R. Wilson [37] a E. Rutherford [38]. Nabitý vodič A tvoril s uzemneným vodičom B (obr. 1.2) kondenzátor, ktorý sa prúdom cez vzduch vybíjal. Meraním poklesu napätia  $dU$  kvadrantovým elektrometrom v rovnakých časových intervaloch možno určiť prúd podľa vzťahu

$$I = -C \frac{dU}{dt}$$

kde  $C$  je kapacita sústavy.

Ide tu o nesamostatné vedenie prúdu. Prúd je úmerný počtu nositeľov elektrických nábojov, vytvárajúcich sa v súvislosti s ionizujúcim žiarením od prírodných rádioaktívnych látok, röntgenového žiarenia atď.

J. J. Thomson a E. Rutherford [39] zistili, že ak všetky nositele prúdu vytvárané medzi elektródami prejdú na príslušnú elektródu, prúd už nezávisí od napätia. Na základe týchto skúseností bolo vyvinuté zariadenie na pozorovanie ionizácie plynu — ionizačná komôrka. Ionizačné komôrky mali dôležitú úlohu pri začiatkových výskumoch ionizačného rádioaktívneho žiarenia a na rovnakom princípe sa vyrábajú dodnes.

So vzrastom napätia  $U$  narastajú rýchlosti nositeľov náboja (elektrónov a iónov) a ich energie, takže nárazmi na neutrálne častice sa môžu tvoriť ďalšie nositele nábojov. Plyn sa stáva samostatne vodivým. Charakteristickou vlastnosťou



samostatného výboja sú sprievodné svetelné javy, na ktoré ako jeden z prvých upozornil v roku 1838 Faraday v tom zmysle, že ich štúdium povedie k poznaniu stavby hmotných častíc.

Pri samostatnom výboji to boli najmä tri javy, ktoré prispeli k poznaniu zloženia atómu a určili smer výskumu:

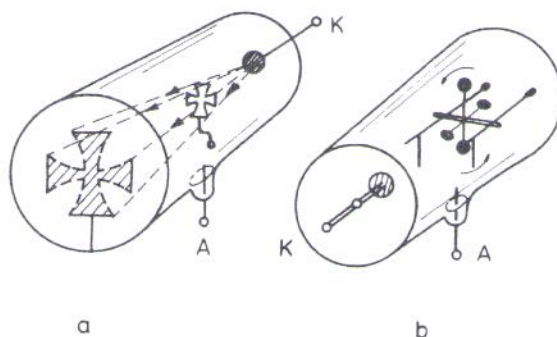
1. Pri výboji v zriedených plynoch upútalo pozornosť anódové svetlo, lebo sleduje záhyby výbojovej trubice a závisí od druhu plynovej náplne [40]. Poskytlo najjednoduchšie čiarové spektrá atómov a pásové spektrá molekúl.

2. Pri väčšom zriedení plynu (okolo 1 Pa) anódové svetlo ustúpi a možno pozorovať žiarenie prenášajúce smerom od katódy záporne náboje a hybnosť, ktoré E. Goldstein nazval [41] katódovým žiarením. Možnosť jeho ovplyvňovania elektrickým a magnetickým poľom sa stala základom analýzy korpuskulárnych žiarení.

3. V mieste dopadu katódového žiarenia vzniká svetielkovanie, ktoré sa využívalo na sledovanie pohybu častíc katódového žiarenia a umožnilo študovať súvislosť kinetickej energie nabitej častice a energie charakterizujúcej vznikajúce svetlo.

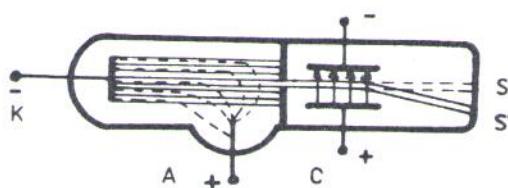
Na prvom z týchto javov založili G. Kirchhoff a R. Bunsen [42] optickú spektrálnu analýzu. Touto metódou sa zo spektier určujú prvky prítomné v žiariči, študujú sa tvary čiar a zákonitosti spektier. Prírodné sa prichádza k problému, ako musí byť zložený žiarič, aby mohol vyžarovať pozorované spektrum. Historickú úlohu tu zohralo najmä spektrum najľahšieho prvku, vodíka, jednak pre svoju relatívnu jednoduchosť, jednak pre dobrú možnosť určiť identitu častíc prítomných vo výbojovej trubici.

Z korpuskulárnych žiarení dominovalo katódové žiarenie. W. Crookes predpokladal, že je zložené zo záporne nabitých molekúl odpudzujúcich sa od katódy [43]. Ich priamočiary pohyb dokazoval na tieňových obrazoch vytvorených svetielkovaním (*obr. 1.3 a*) a časticovú povahu zasa prenášaním hybnosti, ktorú indikoval rádiometrom (*obr. 1.3 b*).



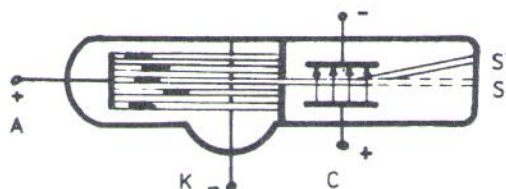
*Obr. 1.3. a) Tieňový obrazec vytvorený Crookesom v katódovej trubici, dokazujúci priamočiary pohyb častíc katódového žiarenia — elektrónov. b) Crookesov rádiometer. Pri dopade katódového žiarenia na dolný lístok vrtuľky sa táto roztočí v naznačenom smere*

Katódové žiarenie vzniká vo výbojovej trubici v podmienkach podľa obr. 1.4 a nezávisí od chemického zloženia katódy. Pohyb katódového lúča možno pozorovať pomocou svetielkujúcej stopy  $S$  na čelnej stene trubice. Lúč možno vychyľovať priečnym elektrickým poľom medzi elektródami kondenzátora  $C$ . Výchylka má smer ku kladnej elektróde, žiarenie teda pozostáva zo záporne nabitých častíc. Ak kondenzátor nahradíme pólmi magnetu, ukáže sa, že na toto žiarenie pôsobí aj magnetické pole. Častice, ktoré toto žiarenie tvoria, nazval G. J. Stoney [44] elektrónmi, v zmysle atómov elektriny, ešte skôr, ako sa presne dokázala ich identita.



Obr. 1.4. Katódová trubica pre štúdium ohybu katódového lúča v elektrickom a magnetickom poli

Existencia záporného katódového žiarenia primäla E. Goldsteina [45] hľadať podmienky pre vznik kladného žiarenia. Takéto žiarenie zistil v usporiadaní podľa obr. 1.5, v ktorom sú anóda a katóda zaradené inverzne v porovnaní s obr. 1.4. Katóda bola vybavená kanálikmi, a preto sa toto žiarenie nazýva aj kanálovým žiarením. Pri rovnakom napätí medzi  $A$  a  $K$  výchylka závisí od plynovej výplne. Vieme, že ho tvoria kladné ióny skúmaného plynu.



Obr. 1.5. Trubica pre štúdium ohybu kanálového žiarenia v elektrickom a magnetickom poli. Stopa lúča  $S$  na luminiscenčnom tienidle sa pri pripojení napätia na elektródy  $C$  vychýli smerom k zápornej elektróde

Meraním parametrov častíc tvoriacich korpuskulárne žiarenia sa zistili základné kvalitatívne aj kvantitatívne údaje pre vytvorenie predstavy o atónoch ako zložených časticiach.

#### 1.4. URČENIE NÁBOJA A HMOTNOSTI ELEKTRÓNU

Častice nabité záporným nábojom sa pozorovali nielen pri katódovom žiarení, ale aj pri fotoefekte a termoelektrónovej emisii. V roku 1882 H. Hertz [46] zistil



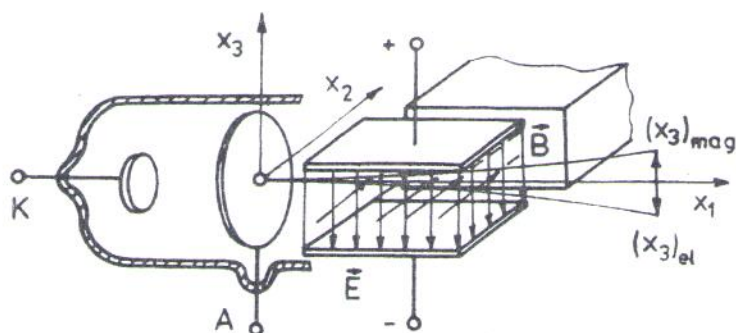
kladné nabíjanie izolovaného vodiča pri osvetlení. W. Hallwachs [47] a A. G. Stoletov [48] pozorovali ešte väčší účinok svetla, v ktorom boli vo veľkej miere zastúpené krátkovlnné zložky. P. Lenard [49] stanovil, že príčinou kladného nabíjania je emisia katódového žiarenia a nazval ho fotoelektrickým katódovým žiarením. V roku 1884 pozoroval T. A. Edison elektrónovú emisiu zo žeravenej katódy. Tieto javy potvrdili, že elektróny sa nachádzajú v každej látke a že teda ide o univerzálne častice. Lež ich identita musela byť dokázaná vo všetkých uvedených prípadoch.

Najdôležitejšími vlastnosťami častíc sú ich náboj  $q$  a hmotnosť  $m$ . Ako dôležitý parameter pri rozlišovaní častíc a určovaní ich identity sa osvedčil merný náboj častice  $q/m$  a to hlavne preto, že ho možno merať oveľa ľahšie ako hodnoty  $q$ ,  $m$  osve.

Metódu na identifikáciu častíc korpuskulárnych žiarení, záporných i kladných, v roku 1897 vypracoval J. J. Thomson [50]. Zakladá sa na silovom pôsobení elektrického a magnetického poľa na nabitú časticu. Z elektrodynamiky vieme, že v elektrickom poli s intenzitou  $\mathbf{E}$  pôsobí na časticu s nábojom  $q = e$  sila  $e\mathbf{E}$  a pri pohybe v magnetickom poli pôsobí na ňu Lorentzova sila  $e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , kde  $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$  je rýchlosť častice a  $\mathbf{B}$  magnetická indukcia.<sup>1)</sup> Pohybová rovnica častice potom je

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{r} \times \mathbf{B}) \quad (1.17)$$

Rovnica obsahuje dve neznáme: merný náboj častice  $e/m$  a jej rýchlosť  $\dot{\mathbf{r}}$ . Trajektória lúča letiacich častíc sa posudzuje podľa svetelnej stopy v mieste dopadu (obr. 1.4, obr. 1.5). Obidve neznáme určil Thomson osobitným pozorovaním odchýlky častice v elektrickom a magnetickom poli (obr. 1.6).



Obr. 1.6. Usporiadanie k Thomsonovej metóde merania  $e/m$  elektrónu — uloženie elektród v katódovej trubici, jeden pól magnetu a systém súradníc

<sup>1)</sup> Bodkou nad veličinou označujeme v skrátenej forme deriváciu tejto veličiny podľa času.

V karteziánskej sústave  $(x_1, x_2, x_3)$  je pohyb častice opísaný zložkovými rovnicami

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= \frac{e}{m} [E_1 + (\dot{x}_2 B_3 - \dot{x}_3 B_2)] \\ \ddot{x}_2 &= \frac{e}{m} [E_2 + (\dot{x}_3 B_1 - \dot{x}_1 B_3)] \\ \ddot{x}_3 &= \frac{e}{m} [E_3 + (\dot{x}_1 B_2 - \dot{x}_2 B_1)]\end{aligned}\quad (1.18)$$

Keď sa častice pohybujú v smere osi  $x_1$  len v elektrickom poli  $E = E_3$  ( $E_1 = E_2 = 0$ ), alebo len v magnetickom poli  $B = B_2$  ( $B_1 = B_3 = 0$ ), pohybové rovnice sú

$$\begin{aligned}\frac{d^2 x_1}{dt^2} &= 0 & \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \dot{x}_3 B_2 \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= 0 & \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= 0 \\ \frac{d^2 x_3}{dt^2} &= \frac{e}{m} E_3, & \frac{d^2 x_3}{dt^2} &= \frac{e}{m} \dot{x}_1 B_2\end{aligned}\quad (1.19 \text{ a, b})$$

Ak nás zaujímajú len výchylky nabitkej častice v smere  $x_3$  (v rovine  $x_1 x_3$ ), vylúčime čas z prvej a tretej rovnice (1.19) pomocou vzťahov

$$\frac{dx_3}{dt} = \frac{dx_3}{dx_1} \frac{dx_1}{dt} = \frac{dx_3}{dx_1} v, \quad \frac{d^2 x_3}{dt^2} = \frac{d^2 x_3}{dx_1^2} v^2$$

a dostaneme

$$\frac{d^2 x_3}{dx_1^2} = \frac{e}{mv^2} E_3, \quad \frac{d^2 x_3}{dx_1^2} = \frac{e}{mv} B_2$$

Keď častica prejde v smere osi  $x_1$  úsek  $\langle O, a \rangle$ , výsledné výchylky v oboch poliach budú

$$(x_3)_{\text{el}} = \frac{e}{mv^2} \int_0^a dx_1 \int_0^a E_3 dx_1, \quad (x_3)_{\text{mag}} = \frac{e}{mv} \int_0^a dx_1 \int_0^a B_2 dx_1 \quad (1.20 \text{ a, b})$$

Pohyb častice v elektrickom poli opisujú len rovnice (1.19 a), takže v homogénnom elektrickom poli  $E_3 = E$  vychádza trajektória, respektíve výchylka

$$(x_3)_{\text{el}} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E \left(\frac{x_1}{v}\right)^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E \left(\frac{a}{v}\right)^2 \quad (1.21 \text{ a})$$

Trajektória nabitej častice v homogénnom elektrickom poli podľa vzťahu (1.21) je parabola s parametrom

$$\frac{1}{4} \frac{e E}{m v^2}$$

Výchylka častice v homogénnom magnetickom poli vychádza z rovnice (1.20 b)

$$(x_3)_{\text{mag}} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B_2 \frac{a^2}{v} \quad (1.21 \text{ b})$$

Na určenie jej trajektórie však musíme uvažovať aj rovnice (1.19 b).

Použitím takých homogénnych polí, pri ktorých sa obidve výchylky kompenzujú, dostaneme najprv rýchlosť častíc

$$v = \frac{E_3}{B_2} \quad (1.22)$$

Potom zo vzťahu (1.21 a), respektíve (1.21 b) môžeme vypočítať merný náboj, prislúchajúci časticiam

$$\frac{e}{m} = 2(x_3)_{\text{el}} \frac{E_3}{a^2 B_2^2} \quad (1.23)$$

Pre častice katódového žiarenia dostal Thomson hodnotu  $e/m = -1,768 \cdot 10^{11} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$ . Tak zistil, že merný náboj týchto častíc je záporný a o 3 rády vyšší ako  $e/m$  vodíkových iónov (vzťah (1.16)). To svedčilo o tom, že katódové žiarenie tvoria záporne nabitú a v porovnaní s iónmi, veľmi ľahké častice. Tým bola existencia elektrónov dokázaná.

Na určenie trajektórie nabitej častice v homogénnom magnetickom poli musíme uvažovať prvú a tretiu rovnicu (1.19 b) pri začiatočných podmienkach  $x_1 = 0$ ,  $x_3 = 0$ ,  $\dot{x}_1 = v$ ,  $\dot{x}_3 = 0$ . Integráciou týchto rovníc dostaneme

$$\dot{x}_1 = v - \frac{e}{m} x_3 B_2, \quad \dot{x}_3 = \frac{e}{m} x_1 B_2$$

Magnetické pole častice v dráhe nezrýchľuje (Lorentzova sila  $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  je kolmá na rýchlosť  $\mathbf{v}$ ), a preto

$$\dot{x}_1^2 + \dot{x}_3^2 = v^2$$

Keď dosadíme posledné rovnice, dostaneme rovnicu trajektórie

$$x_1^2 + x_3^2 - \frac{2v}{\frac{e}{m} B_2} x_3 = 0 \quad (1.24)$$

ktorá je rovnicou kružnice.



Z nej pre polomer kruhovej dráhy vyplýva

$$r = \frac{mv}{eB} \quad (1.25)$$

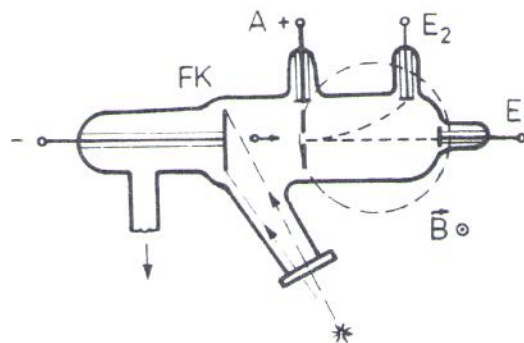
a pre hybnosť, respektíve kinetickú energiu častice platí

$$p = mv = erB, \quad W_k = \frac{1}{2m} (erB)^2 \quad (1.26)$$

Odmeraním polomeru kruhovej dráhy častice, ktorý dostaneme z podmienky rovnováhy odstredivej a Lorentzovej sily

$$\frac{mv^2}{r} = evB \quad (1.27)$$

získame jednak hybnosť, jednak kinetickú energiu častice.



Obr. 1.7. Katódová trubica použitá na meranie  $e/m$  elektrónu P. Lenardom

Merný náboj fotoelektrického katódového žiarenia určil Lenard. Použil zariadenie podľa obr. 1.7. Elektróny emitované z osvetlenej fotokatódy  $FK$  sa urýchlia potenciálom  $V$  medzi  $A$  a  $FK$ . Bez magnetického poľa elektróny dopadajú na elektródu  $E_1$ , ale v magnetickom poli s vhodnou indukciou  $B$  dopadajú na elektródu  $E_2$ . Porovnaním ich potenciálnej energie  $eV$  a kinetickej energie (1.26) dostaneme ich merný náboj z rovnice

$$2V = \frac{e}{m} (rB)^2$$

Lenard dospel k hodnote  $e/m = -1,85 \cdot 10^{11} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$ .

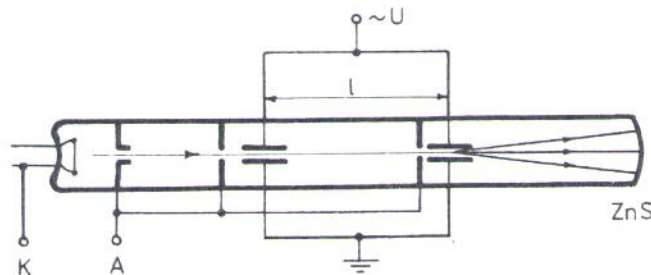
Pre termoemísne elektróny sa namerala rovnaká hodnota  $e/m$ , ako dostal pre katódové lúče Thomson. Rovnakú hodnotu merného náboja nositeľov prúdu v kovoch zistil Tolman.

Postupne sa vypracovalo niekoľko ďalších metód na určovanie merného náboja elektrónu. Môžeme ich rozdeliť na dve skupiny: a) výchylkové metódy, b)



nulové metódy. Metódy, ktoré použili Thomson a Lenard, patria medzi výchylkové. Rôzne usporiadania pri týchto metódach súvisia s odlišným orientovaním použitých polí.

Z nulových metód určovania  $e/m$  elektrónu uvedieme dve: metódu dvoch kondenzátorov, pri ktorej je skombinované priečne a pozdĺžne elektrické pole a fokusačnú metódu, pri ktorej je skombinované priečne elektrické pole a pozdĺžne magnetické pole.



Obr. 1.8. Katódová trubica na meranie  $e/m$  elektrónu metódou dvoch kondenzátorov

Zariadenie pre metódu dvoch kondenzátorov je na obr. 1.8. V podstate sa zhoduje s bežnou obrazovou elektrónkou, s tým rozdielom, že medzi sústavy vychyľovacích platničiek je vložená clona. Elektróny emitované žeravenou katódou sa urýchlia anódovým napätím  $U_a$  a vycloní sa z nich úzky zväzok (elektrónový lúč). Pri prechode prvým kondenzátorom sa lúč vychyľuje priečnym striedavým elektrickým poľom s frekvenciou  $\nu$ . Ak elektrón preletuje týmto kondenzátorom v čase  $t=0$ , keď napätie prechádza nulovou hodnotou, pokračuje nerušené v pohybe v smere osi a dostane sa cez clonu do druhého kondenzátora, ktorý je vo vzdialenosti  $l$  od prvého. Na kondenzátor je pripojené synchronne striedavé napätie  $U$ . Elektróny majú rýchlosť  $v$ , vyplývajúcu zo vzťahu  $eU_a = 1/2 mv^2$  a druhý kondenzátor zastihnú v čase  $t = l/v$ , takže potenciál  $U = U_m \sin 2\pi\nu l/v$  je už fázovo posunutý o  $2\pi\nu l/v$ . Elektrické pole ich vychýli na luminiscenčnom tienidle a vytvorí dve stopy. Zmenou urýchľovacieho napätia (prípadne frekvencie) možno doceliť takú rýchlosť elektrónov, že platí

$$v = 2lv$$

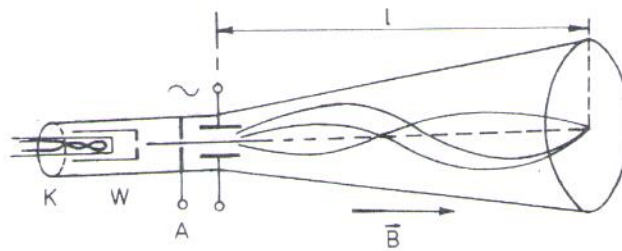
Vtedy elektróny prejdú aj druhým kondenzátorom bez zmeny smeru a obidve stopy na tienidle splynú. Pre merný náboj potom platí

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2U_a} = \frac{2l^2\nu^2}{U_a}$$

Kým elektróny prejdú dráhu  $l$ , môže prebehnúť nielen jedna, ale  $n$  polvln vysokofrekvenčného napätia, o čom sa možno presvedčiť zmenou  $U_a$  v širokých medziach. V takom prípade  $v = n \cdot 2lv$ .

Fokusačná metóda merania  $e/m$  elektrónu má usporiadanie podľa obr. 1.9, ale možno pri nej použiť aj bežnú obrazovku z osciloskopu. Clonou, ktorá zároveň slúži ako anóda a urýchľuje elektróny emitované z katódy, sa vycloní úzky zväzok elektrónov. Striedavým elektrickým poľom kondenzátora sa zväzok vychýli a vstúpi do pozdĺžneho homogénneho magnetického poľa, vytvoreného solenoidálnou cievkou nasunutou na meraciu obrazovku. Striedavé pole v kondenzátore spôsobí, že so zreteľom na siločiaru magnetického poľa majú elektróny okrem longitudinálnej zložky rýchlosti aj normálovú zložku

$$v_t = v \cos \alpha \quad v_n = v \sin \alpha$$



Obr. 1.9. Obrazovka pre meranie  $e/m$  elektrónu fokusačnou metódou ( $K$  — katóda,  $W$  — Wehneltov valec,  $A$  — prvá anóda). Druhá anóda je tvorená grafitovou vrstvou na kuželovitej časti obrazovky a je vodivo spojená s luminiscenčnou vrstvou

Následkom toho na každý elektrón pôsobí Lorentzova sila  $ev_n B$ , ktorá vyrovnávajúc sa s odstredivou silou, núti elektrón pohybovať sa po kružnici s polomerom

$$r = \frac{v_n}{\frac{e}{m} B}$$

Súčasne elektrón koná v smere osi postupný pohyb rýchlosťou  $v_t$ .

Ak luminiscenčné tienidlo ( $ZnS$ ) je od vstupu do magnetického poľa vzdialené o  $l$ , elektróny k nemu doletia za čas  $t = l/v_t$ . Obraz na tienidle je sfokusovaný len vtedy, ak elektrón za ten čas úplne obehne po kružnici. Pre periódu obehu platí

$$T = \frac{2\pi r}{v_n} = \frac{2\pi}{\frac{e}{m} B} = \frac{l}{v_t}$$

Pomocou vzťahu medzi rýchlosťou elektrónu  $v_t$  a urýchľovacím napätím  $U_a$  pri  $v_t > v_n$  dostaneme

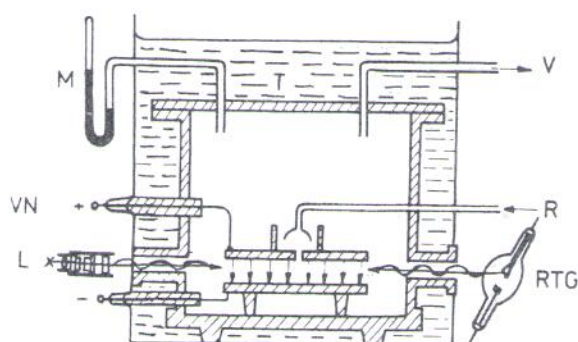
$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U_a}{l^2 B^2}$$



Pri presných meraniach nesmie obrazová elektrónka v priestore, kde je magnetické pole, obsahovať feromagnetické časti, ktoré by deformovali priebeh poľa.

Priamu metódu na určenie náboja elektrónu vypracoval v roku 1911 R. A. Millikan [51]. Náboj fotoelektrónov odmeral v roku 1912 A. F. Ioffe.

Millikan skonštruoval zariadenie (obr. 1.10), v ktorom sa mohol merať náboj elektrónu z rýchlosti nabitých kvapôčok oleja rozprášeného vo vzduchu, respektíve v iných plynoch. V kvapalinovom termostate  $T$  bola umiestnená hermeticky uzavretá nádoba, v ktorej sa mohol pomocou vývevy ( $V$ ) a manometra  $M$  nastaviť vhodný tlak plynu. V nádobe boli dve kruhové kovové elektródy s priemerom približne 20 cm, uložené paralelne vo vzájomnej vzdialenosti približne 1,5 cm. Na elektródy sa pripájalo vysoké napätie ( $VN$ ) tak, aby elektrické pole  $E$  medzi nimi malo potrebnú intenzitu, približne 5000 V/cm. Pole medzi elektródami bolo veľmi homogénne, lebo elektródy tvorili precízny rovinný kondenzátor. Pomocou rozprašovača  $R$  sa cez malý otvor v hornej elektróde vpúšťali medzi elektródy kvapôčky oleja s nízkym tlakom pár, takže ich hmotnosť sa počas experimentu prakticky nemenila. Priestor medzi elektródami sa mohol cez vhodné okienka ožarovať röntgenovým žiarením ( $RTG$ ) a osvetľovať lampou ( $L$ ) cez vodný filter. Kvapôčky sa elektricky nabili už pri rozprášení (aspoň niektoré) a potom sa mohol meniť ich náboj ionizáciou röntgenovým žiarením. Pohyb kvapiek pozoroval Millikan pomocou mikroskopu s dvoma horizontálnymi referenčnými vláknami. Kvapky buď nechal padať len pod vplyvom gravitačného poľa, alebo pod vplyvom gravitačného a elektrického poľa a meral ich rýchlosť. Rýchlosť jednotlivých kvapiek určoval z času ich prechodu medzi vláknami mikroskopu.



Obr. 1.10. Schéma Millikanovej aparatury na meranie náboja elektrónu. Mikroskop bol umiestnený spredu a nie je zakreslený

Rýchlosť kvapiek so zapnutým elektrickým poľom ( $v_g \pm v_E$ ) závisí od vzájomnej orientácie polí. Pri dodatočnom nabíjaní kvapiek pomocou röntgenového žiarenia sa musia meniť náboje kvapiek o náboj elektrónu, alebo jeho násobok, t. j. skokom. Preto sa aj rýchlosť kvapiek pri nabití musí zmeniť skokom. Rozdiel

ustálených rýchlostí pred ionizáciou a po nej obsahuje informáciu o veľkosti náboja elektrónu, a preto jeho presnému meraniu venoval Millikan najväčšiu pozornosť.

Polomer kvapiek  $r$  sa určí z rýchlosti ich pádu v gravitačnom poli podľa rovnice (1.10). Pri ich páde za prítomnosti elektrického poľa  $E$  platí

$$6\pi\eta r(v_g \pm v_E) = e'E + \frac{4\pi}{3} r^3(\rho - \rho_0)g = e'E + 6\pi\eta r v_g$$

odkiaľ vychádza pre náboj kvapiek

$$e' = \pm \frac{6\pi\eta r}{E} v_E = \pm \frac{9\pi v_E}{E} \eta^{3/2} \sqrt{\frac{2v_g}{(\rho - \rho_0)g}} \quad (1.28)$$

a pre zmeny náboja, spôsobené ionizačným žiarením

$$\Delta e' = \pm \frac{9\pi(v_E' - v_E)}{E} \eta^{3/2} \sqrt{\frac{2v_g}{(\rho - \rho_0)g}} \quad (1.29)$$

Z meraní vychádzajú pre  $\Delta e'$  nespojité hodnoty, ktoré majú najmenšiu spoločnú mieru, poukazujúcu na náboj elektrónu ako na základné kvantum elektrického náboja.

Merania treba urobiť pre rôzne veľké kvapky a rôzne materiály. Vidno tu taký efekt, akoby náboj kvapiek súvisel s ich veľkosťou nepriamo — pre malé kvapky  $v_E$  narastá. Tento jav však súvisí s tým, že pre veľmi malé kvapky nemôžeme chápať prostredie ako spojité, pre ktoré platí Stokesov zákon. V rovniciach (1.28) a (1.29) preto treba opraviť viskozitu a namiesto  $\eta$  vziať hodnotu

$$\frac{\eta}{1 + A \frac{\bar{l}}{r}}$$

kde  $A$  je konštanta a  $\bar{l}$  stredná voľná dráha kvapôčky v plynnom prostredí.

V rovniciach (1.28) a (1.29) vystupuje  $\eta$  v mocnine  $\eta^{3/2}$ , a preto opravené hodnoty dostaneme, ak  $e'$  a  $\Delta e'$  vynásobíme činiteľom

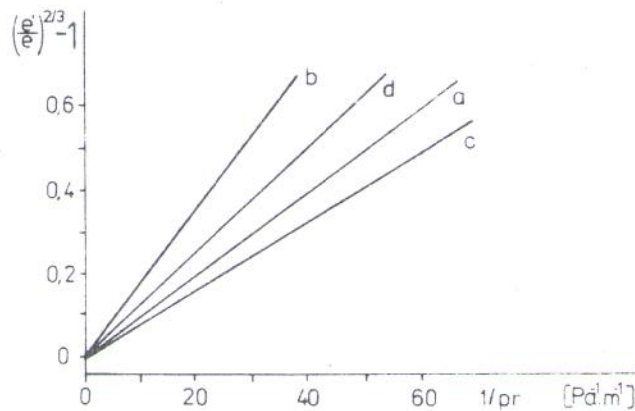
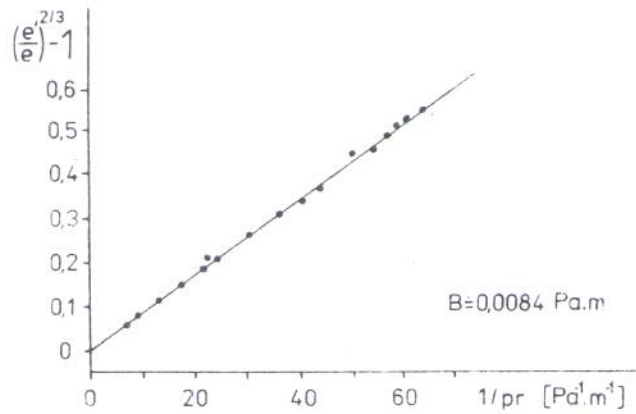
$$\left(1 + A \frac{\bar{l}}{r}\right)^{-(3/2)}$$

Pre pomer neopravenej a opravenej hodnoty náboja, keď namiesto strednej voľnej dráhy zavedieme tlak ( $p \sim 1/\bar{l}$ ) a umocníme ho na  $2/3$ , dostaneme



$$\left(\frac{e'}{e}\right)^{2/3} = 1 + \frac{B}{pr} \quad (1.30)$$

pričom namiesto  $A$  vystúpi konštanta  $B$ .



Obr. 1.11. a) Závislosť hodnoty  $e'^{2/3}$  od tlaku plynu a polomeru kvapky. b) Závislosti hodnoty  $e'^{2/3}$  od tlaku plynu a polomeru pre kvapky a) oleja vo vzduchu, b) oleja vo vodíku, c) ortuti vo vzduchu, d) šelaku vo vzduchu

Merania sa urobia pre rôzne tlaky  $p$ . Náboj určovaný z rovníc (1.28) a (1.29) je podľa (1.30) priamo závislý od veličiny  $1/pr$ . Hodnoty patriace k sebe  $[(e'/e)^{2/3}, 1/pr]$  by preto mali ležať na priamke, zo smernice ktorej sa určí  $B$ , (obr. 1.11 a, b).

Pre  $\lim_{r \rightarrow \infty} 1/pr \rightarrow 0$ , máme vlastne limitný prechod k veľkým kvapkám, pre ktoré Stokesov zákon nepochybne platí. Správna hodnota  $e^{2/3}$  preto zodpovedá úseku na osi  $e'^{2/3}$  a z neho sa určuje náboj elektrónu. Ak sa merania urobia pre rôzne kvapaliny a plynové náplne, zväzok grafov vychádza z jedného bodu, ako to vidno na obr. 1.11 b. Namerané kvantum elektrického náboja nezávisí od látky, z ktorej ho ionizačné žiarenie vytŕha. V sústave CGS pri hodnote viskozity  $\eta = 1,822 \cdot 10^{-4}$  p dostal Millikan hodnotu  $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$  elektrostatických

jednotiek. Z neskorších presnejších meraní, s opravenou hodnotou viskozity  $\eta = 1,832 \cdot 10^{-4}$  poisse dostali pre absolútnu hodnotu elementárneho náboja elektrónu

$$e = 4,802 \cdot 10^{-10} \text{ abs. j. elst.} = 1,601\,99 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad (1.31)$$

Je to rovnaká hodnota, ako má náboj jednomocného elektrolytického iónu (1.15).

Z pomeru náboja a merného náboja bola potom určená hmotnosť elektrónu

$$m_e = e : \frac{e}{m_e} = \frac{1,601\,99 \cdot 10^{-19}}{1,768 \cdot 10^{11}} = 9,10 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad (1.32)$$

Podľa nových spresnení [52] náboj a pokojová hmotnosť elektrónu majú hodnotu

$$e = -1,602\,1917(70) \cdot 10^{-19} \text{ C}, \quad m = 9,109\,558(54) \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad (1.33)$$

Číslo v zátvorke udáva strednú kvadratickú odchýlku na posledných desiatiných miestach.

Elektrón je teda v porovnaní s atómami a iónmi častica s veľmi malou hmotnosťou. V porovnaní s iónmi má veľmi veľký merný náboj. Ten je rozhodujúci pre jeho dynamické vlastnosti v elektrickom a magnetickom poli.

## 1.5. MERNÝ NÁBOJ A HMOTNOSŤ KLADNE NABITÝCH ČASTÍC

Metódu, ktorú použil Thomson na určenie merného náboja častíc katódového žiarenia, možno s istou modifikáciou použiť aj na určovanie merných nábojov kladne nabitých častíc. Pri kanálových lúčoch sa situácia komplikuje nejednotnou rýchlosťou častíc. Kladné ióny totiž vznikajú v celom priestore medzi anódou a katódou (obr. 1.5) a sú urýchľované rôznym potenciálovým rozdielom. So zreteľom na túto komplikáciu Thomson použil paralelné alebo antiparalelné elektrické a magnetické polia, ktoré spôsobujú navzájom kolmé výchylky. Keď  $E_3 = E \parallel B_3 = B$ , budú výchylky nimi spôsobené podľa vzťahu (1.21 a, b)

$$x_3 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{a}{v}\right)^2 E_3 = \frac{e}{m} K_1 \frac{1}{v^2} \quad (1.34)$$

$$x_2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{a^2}{v} B_3 = \frac{e}{m} K_2 \frac{1}{v}$$

Význam konštánt  $K_1, K_2$  je zrejмый.