

✓ RO 8101709
ININ-mf--6597

COMITETUL DE STAT PENTRU ENERGIA NUCLEARA

INSTITUTUL CENTRAL DE FIZICA

INSTITUTUL DE FIZICA SI TEHNOLOGIA APARATELOR CU RADIATII

Alexandrina Popescu

CONTRIBUTII LA STUDIUL CINETICII IONILOR POZITIVI IN GAZE

- R e z u m a t u l t e z e i d e
d o c t o r a t -

Conducător științific
Dr. Constantin Popovici

BUCURESTI
1978

I.1 INTRODUȚERE

Un rol important în cadrul cercetărilor de fizica plasmelor îl are studiul generării, mișcării și pierderii ionilor, procese ce condiționează gradul de ionizare a plasmelor.

Mișcarea de ansamblu a ionilor, atât în absența câmpului electric, datorită gradientului de concentrație, cât și sub acțiunea câmpului electric, este caracterizată prin parametrii cinetici: difuzie și mobilitate. Valoarea acestor parametri, ce descriu mișcarea ionilor pe perioade de timp relativ lungi în comparație cu timpul mediu dintre ciocniri, ne dau informații prețioase privind natura actelor elementare, de ciocnire, ale ionilor cu particulele de gaz.

Lucrări mai recente, privind măsurarea coeficienților cinetici, indică însă că, multe din datele vechi și chiar date mai noi nu sunt întotdeauna corecte, deoarece se referă la ioni a căror identitate nu este cunoscută. Aceasta se datorește faptului că ionii, în mișcarea lor, pot interacționa cu moleculele gazului, schimbându-și natura și în mod corespunzător coeficienții cinetici.

Cercetările noastre au fost concentrate, mai ales, asupra studiului mișcării ionilor de cesiu. Tematica a fost abordată începând cu elaborarea și studierea în detaliu a unor tehnici experimentale originale. Rezultatele experimentale obținute, folosind aceste tehnici, au evidențiat procese elementare ce au fost studiate în detaliu și teoretic, obținându-se expresii analitice. Datele obținute au fost extinse atât la studiul plasmelor în diodele termoionice, cât și la realizarea unor dispozitive originale, cu aplicații directe în industrie.

Lucrarea este organizată în două părți distincte: în prima parte se prezintă date generale asupra mișcării ionilor, partea a doua reunind rezultate originale.

I.2 GENERALITATI

Un nor de ioni, de un singur tip, produs la un moment dat într-un volum limitat dintr-un gaz a cărei densitate și temperatură este constantă, se va împrăști prin tot gazul, datorită procesului de difuzie. Curentul de ioni difuzați are sens opus gradientului de concentrație, fiind direct proporțional cu mărimea

acestui. Constanta de proporționalitate a primit denumirea de coeficient de difuzie și se notează cu simbolul D.

La aplicarea unui cîmp electric uniform, peste mișcarea de-zordonată datorată difuziei, se va suprapune o mișcare orientată a ionilor.

Viteza centrului de masă a norului de ioni, denumită viteză de drift- v_d este direct proporțională cu intensitatea cîmpului electric E, fiind orientată de-a-lungul liniilor de cîmp:

$$v_d = \mu E \quad (1)$$

Coeficientul de proporționalitate - μ , pentru o presiune și o temperatură dată a gazului în care are loc mișcarea ionilor, este o constantă, denumită mobilitatea ionilor.

Pentru cîmpuri electrice relativ slabe, cei doi parametri cinetici sînt legați de binecunoscuta ecuație a lui Einstein-Townsend:

$$\frac{\mu}{D} = \frac{e}{kT} \quad (2)$$

unde e este sarcina ionului, k este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura gazului în grade Kelvin. O deducere simplă a acestei relații este dată în cartea lui Mc. Daniel /1/.

Pentru a facilita compararea și folosirea datelor, valoarea măsurată a mobilității este normalizată în "mobilitate redusă"- μ_o , definită prin ecuația:

$$\mu_o = \frac{p}{760} \cdot \frac{273}{T} \mu \quad (3)$$

p fiind presiunea gazului în torr, iar T- temperatura gazului la care a fost măsurată mobilitatea ionilor.

În mod corespunzător se definește noțiunea de presiune redusă prin ecuația:

$$p_o = \frac{273}{T} p \quad (4)$$

Una din primele expresii teoretice a mobilității a dat-o Langevin /2/, pentru domeniul E/p_o mic, luînd în considerație forțele de atracție prin polarizare ion-atom. Valorile mobilităților, calculate după formula lui Langevin, s-au dovedit a fi în destul de bun acord cu experiența, astfel că și rezultate experimentale relativ recente sînt comparate cu aceste valori.

Teorii cinetice mai riguroase au fost dezvoltate ulterior, luîndu-se în considerație procesul de transfer de sarcină, predominant în cazul mișcării ionului pozitiv în gazul propriu /3/.

Mai complex este cazul în care se formează în gaz mai multe tipuri de ioni, fiind și cazul cel mai des întâlnit experimental și care a dus la nenumărate erori de interpretare. Astfel, la mișcarea ionilor de gaze inerte în gazul propriu, s-a pus în evidență existența atât a ionilor atomici, cât și a celor moleculari. Mai recent /4,5/ s-a găsit că și la cesiu coexistă ambele tipuri de ioni.

Măsurători directe ale coeficienților de transport: difuzie și mobilitate s-au făcut în special cu dispozitive experimentale numite tuburi drift, ce se compun din: o incintă ce poate fi vidată și apoi umplută cu gaz la presiunea dorită, o sursă de ioni, așezată pe axa tubului, un număr de electrozi ce asigură existența unui câmp electric axial și uniform și un detector de ioni /6/.

Printre cele mai folosite tehnici de determinare a mobilității se numără: metoda celor patru grile sau a filtrelor electrice /7/, metoda Bradbury și Nielsen /8/, metoda Hornbeck /9/, metoda lui Biondi și Chanin /10/, metoda timpului de zbor/11/.

II.1. STUDIUL EXPERIMENTAL AL DIFUZIEI SI MOBILITATII IONILOR DE CESIU.

Datorită potențialului scăzut de ionizare ($V_i = 3,89\text{eV}$), cesiul este folosit în multe dispozitive cu plasmă cu aplicații importante, cum sînt: convertizorii termoionici, generatoare MHD, tuburi ionice, etc. Aceasta a făcut ca studiul mișcării ionilor pozitivi de cesiu să fie în atenția multor cercetători.

Abordarea studiului difuziei și mobilității ionilor pozitivi de cesiu a fost făcută de noi din mai multe motive. Datele existente în literatura de specialitate privind mobilitatea ionilor de cesiu prezintă o împrăștiere mare (pînă la un ordin de mărime). De asemenea, tocmai în domeniile de interes pentru aplicațiile amintite și anume: cel al câmpurilor electrice slabe (E/p_0 mic), datele existente pentru valoarea mobilității ionilor pozitivi de cesiu sînt puține. Un ultim argument este cel al elaborării unei tehnici experimentale originale, ce permite racordarea sistemului de determinare a mobilității la dispozitivele cu plasmă de cesiu.

În principiu, metoda considerată de noi presupune existența unei surse de ioni de dimensiuni reduse, într-un spațiu în care densitatea atomilor neutri este uniformă și a unui detector selec-

tiv de ioni la o distanță determinată de această sursă, valoarea mobilității fiind evaluată după difuzia liberă sau în câmp a ionilor de cesiu, de la sursă la detector.

II.1.1. Sursa de ioni

Măsurarea mobilității se bazează pe urmărirea evoluției în timp și spațiu a norului de sarcini pozitive, produse în sursa de ioni. Pentru acuratețea măsurărilor se impun sursei de ioni condițiile: regiunea de producere a ionilor să fie neglijabilă față de distanța sursă-detector, densitatea de ioni în sursă să fie cât mai uniformă, timpul de producere a ionilor să fie mult mai mic decât timpul de drift și temperatura ionilor să fie mică.

Fotoionii de cesiu, produși sub acțiunea radiației de la o lampă tip flash cu xenon sau de la un laser cu rubin, concentrată într-o regiune mică din tubul experimental în care se află vapori de cesiu, îndeplinesc condițiile enumerate mai înainte.

Pentru studiul mecanismului de producere a fotoionilor, precum și pentru evaluarea secțiunilor eficiente de fotoionizare, în domeniul lungimilor de undă mai mari decât limita de fotoionizare a cesiului (3.183 \AA), am folosit o diodă termoionică, montajul optic permițând incidența unei radiații monocromatice în spațiul emiter-colector /12,13/.

Apariția unor ioni în intervalul emiter-colector, în urma fotoionizării, duce la o creștere a curentului diodei datorită compensării sarcinei spațiale electronice. Pentru creșterea sensibilității detectorului, am compensat curentul diodei în lipsa radiației incidente (curentul de întuneric), cu ajutorul unei surse externe.

În timp ce la iradierea cu lungimi de undă din domeniul continuului de fotoionizare ($\lambda < 3.183 \text{ \AA}$), semnalul dat de dioda detectoare urmărește distribuția spectrală a sursei luminoase, pentru lungimi de undă mai mari decât limita de fotoionizare apar semnale discrete, corespunzând seriei principale a atomului de cesiu. Am pus astfel în evidență linii corespunzând seriei principale de la $n \geq 8$ până la $n=40$. Peste acest spectru discret se suprapune un spectru continuu, pe care l-am pus în evidență prin obturarea radiației monocromatice, pentru lungimi de undă cuprinse între două linii ale seriei principale. Punând în evidență, experimental, că semnalul diodei este proporțional cu numărul de ioni produși în unitatea de timp și ținând cont că la echilibru proce-

sele de producere și dispariție a ionilor se egalizează, am putut

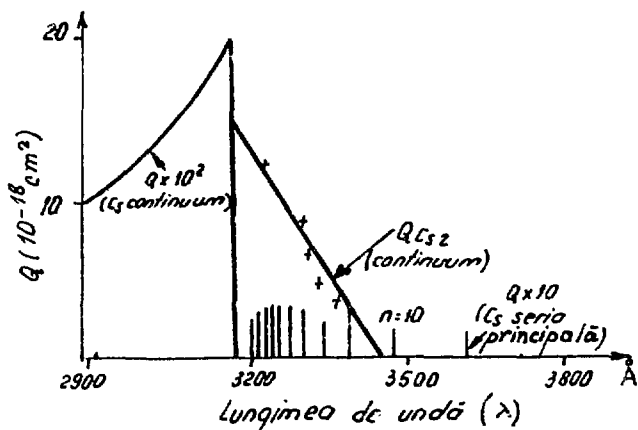


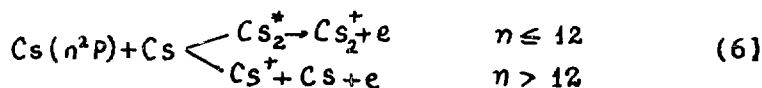
Fig. 1

determina secțiunile eficace de fotoionizare, atât pentru cesiul molecular, cât și pentru cel atomic, în domeniul seriei principale (fig.1). Fotoionizarea moleculelor de cesiu în domeniul $\lambda < 3.183 \text{ \AA}$, duce la formarea ambelor specii de ioni: atomici Cs^+ și moleculari Cs_2^+ , potrivit

reacțiilor:



Mecanismul propus pentru fotoionizarea atomilor de cesiu în domeniul seriei principale este /14/:



Astfel, sub acțiunea radiației ultraviolete, datorită continuumului de fotoionizare atomică în vapori de cesiu, pentru $\lambda < 3.183 \text{ \AA}$ ionii majoritari sînt atomici, la care se adaugă cei proveniți de la continuumul de fotoionizare moleculară.

În cazul în care sursa de radiație este un laser pulsant cu rubin, cu lungimea de undă: $\lambda = 6.943 \text{ \AA}$, așa cum se arată în lucrarea /15/, ionii formați sînt moleculari, fiind produși ca urmare a absorbției bifotonice.

Rezultate deosebit de interesante s-au obținut prin rafinarea metodei detecției termoionice, folosindu-se sisteme de amplificare acordată, ca și prin utilizarea laserilor acorabili cu coloranți /16,17/.

II.1.2. Detecția ionilor pozitivi de cesiu

În măsurătorile de mobilitate, detectorul de ioni trebuie să îndeplinească condițiile: să fie selectiv numai la ioni pozitivi, să aibă o sensibilitate suficient de mare pentru a detecta

un număr redus de ioni, timpul de detecție să fie mult mai scurt decât cel de drift și dimensiunile regiunii în care ionul este sesizat de detector să fie neglijabile față de spațiul de drift al ionilor.

Detectorul termoionic folosit de noi se remarcă nu numai prin simplitatea funcțională și constructivă, ci și prin performanțele sale. Un astfel de detector este de fapt o simplă diodă ce funcționează în regim de sarcină spațială. Apariția ionilor pozitivi în spațiul emiter-colector duce la compensarea sarcinii spațiale electronice. Datorită masei mari a ionului de cesiu și deci a mobilității mai mici, fiecare ion poate compensa efectul unui număr mare de electroni. Ca urmare a compensării sarcinii spațiale electronice, va apărea o creștere corespunzătoare Δj_e a curentului diodei.

În cazul diodelor termoionice cu vapori de cesiu, existînd o puternică activare a emiterului, curentul j_e al diodei este relativ mare, fapt care duce la valori mari ale lui Δj_e și la un factor mare de amplificare.

Detectorul de ioni folosit de noi are drept emiter (catod) un fir de wolfram cu un diametru de 0,15-0,2 mm și o lungime de 10-15 mm, iar drept colector (anod) un disc de argint cu un diametru de 10 mm și o grosime de 1-2 mm. Firul de wolfram este paralel cu planul discului de argint și este situat la o distanță de 1-2 mm de acesta. Emiterul este încălzit în curent continuu, semnalul diodei culegîndu-se între capătul plus al filamentului de wolfram și colector, astfel că, pe diodă apare o tensiune determinată de căderea de potențial pe filament, la care se adaugă diferența de potențial de contact dintre emiter și colector.

Pentru a determina valoarea optimă a curentului de încălzire a filamentului, am folosit diverse grade de iluminare a intervalului emiter-colector /12/. Am observat că, valoarea optimă a curentului de încălzire, care depinde slab de presiunea gazului, se deplasează sesizabil spre curenți mai mici de încălzire, odată cu scăderea nivelului de iluminare. În experiențele efectuate, pentru temperatura emiterului s-a găsit valoarea optimă de 700-800°C.

III.1.3. Difuzia liberă a ionilor de cesiu în vapori de cesiu.

Pentru a studia difuzia ionilor pozitivi de cesiu în vapori de cesiu, am determinat evoluția în timp și la diverse distanțe a densității de sarcini pozitive, provenite de la sursă, sesizate cu detectorul termoionic

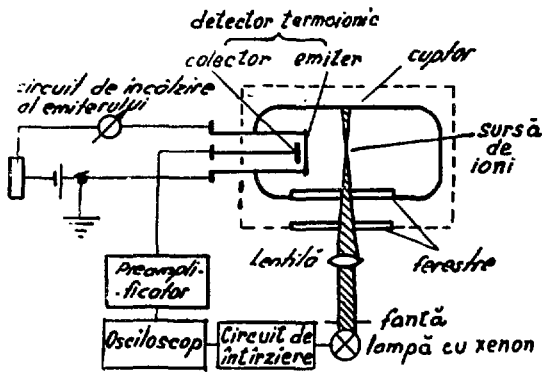


Fig. 2

coordonate, se produce într-un timp foarte scurt un nor de sarcini pozitive de densitate ρ_0 , atunci, în cazul unei difuzii sferice, la distanța d și la un moment t , densitatea de sarcini ρ , va fi dată de relația:

$$\rho(d,t) = \rho_0 (1/4\pi Dt)^{3/2} \cdot \exp(-d^2/4Dt) \quad (7)$$

care reprezintă soluția ecuației de difuzie a lui Fick.

Timpul t_m , după care numărul maxim de ioni ajunge la detector, se obține punând condiția de maxim ecuației (7). Din anularea derivatei se obține:

$$t_m = d^2/6D \quad (8)$$

Relația (8) ne-a permis obținerea coeficientului de difuzie D , fo-

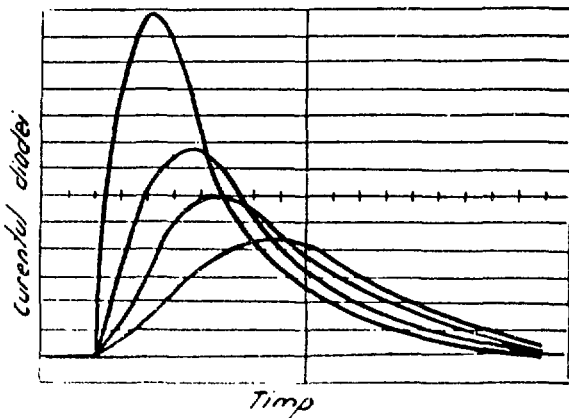


Fig. 3

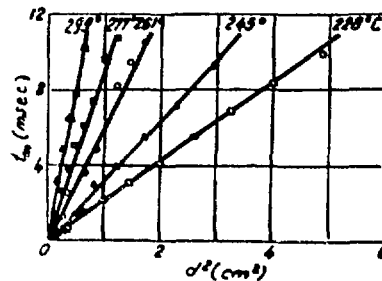


Fig.4

folosind t_m și d din datele experimentale. Folosind relația Einstein-Townsend am putut determina mobilitatea ionilor, cunoscând coeficientul de difuzie.

În figura 3 se dă un set de curbe experimentale, obținute pentru o presiune de cesiu de 0,4 torr, care reprezintă evoluția în timp a curentului la detector, origina timpului fiind momentul producerii ionilor. Folosind asemenea seturi de curbe, am putut reprezenta t_m în funcție de d^2 (fig.4), obținând în deplin acord cu relația (8), cîte o dreaptă pentru fiecare presiune a vaporilor de cesiu. Valoarea mobilității reduse, găsită de noi, pentru cîmp electric nul este de $0,28 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec.}$ și corespunde ionilor moleculari de cesiu.

Studiile noastre ulterioare, atît teoretice cît și experimentale, au dovedit, pentru domeniul de presiuni la care s-a lucrat, existența unei rate mari de conversie a ionilor atomici în moleculari, fotoionii formați comportîndu-se practic numai ca ioni moleculari.

II.1.4. Difuzia în cîmp a ionilor pozitivi de cesiu în vapori de cesiu.

Metoda timpului de zbor, folosită de noi la determinarea mo-

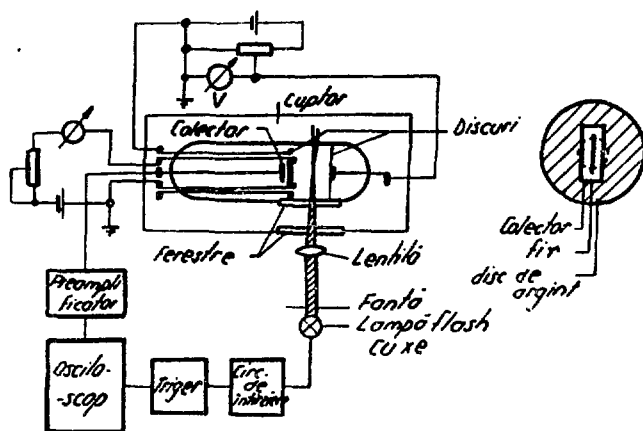


Fig.5

și în cazul existenței inegalității: $D/(v_d d) \ll 1$ (în condițiile noastre experimentale acest raport este sub 0,1), se obține pentru viteza de drift a ionilor relația simplă:

$$v_d = d/t_m$$

(9)

bilității ionilor pozitivi la cîmp nul, am extins-o și la măsurarea vitezei de drift în cîmpuri electrice slabe /20, 21/. Dispozitivul experimental, ca și schema de măsură sînt date în figura 5.

Punînd condiția de maxim ecuației diferențiale de difuzie, pentru cîmpuri electrice slabe

Folosind oscilogramele obținute pentru diverse valori ale câmpului electric, am determinat t_m - timpul de sosire la detector a numărului maxim de ioni.

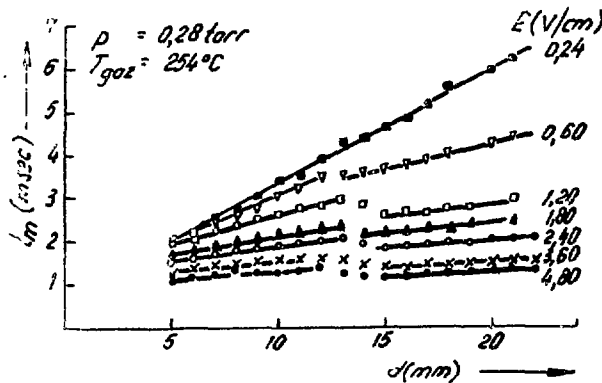


Fig. 6

două pante, din care am putut evalua două viteze de drift și respectiv două mobilități.

O asemenea comportare este explicabilă dacă se ține cont de faptul că, în vaporii de cesiu, are loc cu o probabilitate destul de mare procesul de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari. În timp ce la câmpuri electrice foarte slabe, ionii atomici se transformă în ioni moleculari în vecinătatea sursei de ioni, în cazul aplicării câmpurilor electrice mai intense, ionii atomici pot parcurge cea mai mare parte din drum fără să se transforme în

Reprezentînd t_m în funcție de d (fig.6), la diverse valori ale câmpului electric, am observat că, în timp ce la câmpuri electrice foarte slabe (0,24V/cm) punctele experimentale se așează pe o singură linie dreaptă, la câmpuri electrice mai intense, dreptele prezintă

ioni moleculari. Evident, există și o regiune de tranziție. În figura 7 se dau valorile mobilității reduse în funcție de raportul E/p_0 , fiind menționate pentru comparație și datele obținute de alți autori. După cum se poate vedea, valorile mobilităților obținute de noi, în domeniul E/p_0 mic, se racordează destul de bine

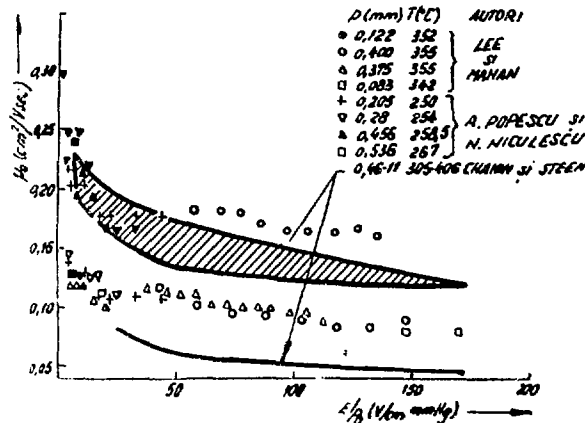


Fig. 7

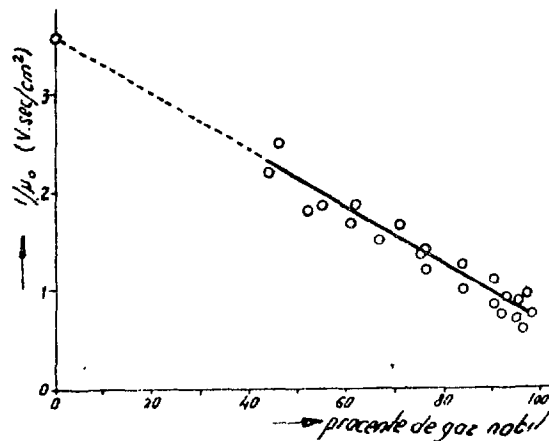
la cele obținute de alți autori. Valorile mobilităților extrapolate de noi pentru câmp electric zero sînt: 0,15 cm²/V.sec. și 0,28-0,30 cm²/V.sec., pentru ionii atomici și respectiv pentru ionii

moleculari de cesiu.

II.1.5. Mobilitatea ionilor de cesiu în amestecul de vapori de cesiu-gaz nobil.

Apariția gazelor nobile ca produse de fisiune în spațiul emiter-colector al generatoarelor termoionice folosite în reactorul termoionic, precum și posibilitatea de îmbunătățire a performanțelor acestor generatoare prin adăugarea de gaze nobile, fac ca studiul mișcării ionilor pozitivi de cesiu în amestec vapori de cesiu-gaz nobil să prezinte interes deosebit.

Metoda propusă de noi, de măsurare a mobilității ionilor de cesiu, ne-a permis să studiem mișcarea ionilor de cesiu în amestecuri de vapori de cesiu cu gaze nobile, gazul particular considerat fiind kryptonul /22/. Dispozitivul experimental ca și schema de măsură sînt similare cu cele folosite la mișcarea ionilor pozitivi în gazul propriu. Tubul experimental a fost prevăzut cu un număr de fiole ce conțineau cantități dozate de krypton, care prin spargere succesivă au asigurat valori prestabilite (prin calcul) ale presiunii kryptonului. Dependența mărimii $1/\mu_0$ (în care μ_0 este



mobilitatea redusă a ionilor de cesiu în amestecul vapori de cesiu-krypton) de procentul de krypton în amestecul binar este dată în figura 8. Dependența linjară obținută, atestă valabilitatea legii lui Blanc în amestecul cesiu-krypton, adică faptul că, în condițiile considerate, nu apar legături între atomii de gaz nobil și cesiu de tip "cluster". Valoarea mobilită-

Fig. 8

ții ionilor moleculari de cesiu în krypton, dedusă de noi este :

$$\mu_0(\text{Cs}_2^+ \text{ în Kr}) = 1,54 \text{ cm}^2/\text{V.sec.}$$

**II.2. CALCULUL TEORETIC AL DIFUZIEI LIBERE A IONILOR IN
CONDITIILE CONVERSIEI IONILOR ATOMICI IN IONI
MOLECULARI.**

La interpretarea experimentală a datelor privind difuzia și mobilitatea ionilor, un rol important am văzut că îl are procesul de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari. Astfel, formarea ionilor moleculari poate avea loc ca rezultat al unei ciocniri triple de forma:



coeficientul de transformare a ionului atomic în ion molecular- K_c fiind definit prin relația:

$$\frac{d\rho_2}{dt} = K_c \rho_1 N_a^2 \quad (11)$$

unde ρ_1, ρ_2 și N_a sînt densitățile ionilor atomici, moleculari și respectiv atomilor neutri.

Destul de des se folosește și termenul de frecvență de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari, dat de relația:

$$\alpha_c = K_c N_a^2 \quad (12)$$

La cesiu s-a găsit pentru coeficientul de transformare- K_c valoarea $150 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1}$, în timp ce pentru gazele nobile valoarea lui K_c variază între $0,4 \cdot 10^{-31}$ și $3,6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1}$.

Schimbarea naturii ionilor duce evident și la schimbarea corespunzătoare a parametrilor cinetici.

Am notat cu indicele 1 mărimile ce se referă la ionii atomici și cu 2 cele referitoare la ionii moleculari. Rata de formare a ionilor moleculari este $\alpha \rho_1$, iar legea lui Fick poate fi înlocuită, în cazul prezenței procesului de conversie amintit, cu ecuațiile /23,24/:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = D_1 \nabla^2 \rho_1 - \alpha \rho_1 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = D_2 \nabla^2 \rho_2 + \alpha \rho_1 \quad (14)$$

neglijînd interacțiunile dintre ioni și cu condițiile inițiale: la $r=0, t=0, \rho_2$ și ρ_1 sînt nule în afara regiunii mici limitate de origina axelor de coordonate, soluția ecuației (13) este:

$$\rho_1(r, t) = \rho_0 (4\pi D_1 t)^{-3/2} \exp\left(-\frac{r^2}{4D_1 t} - \alpha t\right) \quad (15)$$

Folosind notațiile: $\xi/\beta t = z; \gamma = r^2/4\beta t(D_2 - D_1); \beta = D_2/(D_2 - D_1)$ și relațiile:

$$(1-z)^{-1/2} e^{-\frac{z}{1-z}} = \sum_{n=0}^{\infty} L_n^{1/2}(z) z^n; H_{2n+1}(z) = (-1)^n 2^{2n+1} n! z L_n^{1/2}(z^2); \Psi_n = \frac{e^{-z/2} H_n(z)}{\sqrt{n! 2^n \sqrt{\pi}}} \quad (16)$$

unde L_n, H_{2n+1} și Ψ_n sînt polinoamele Laguerre, Hermite și respectiv ale cilindrului parabolic, am obținut în condițiile: $0 < \alpha t \leq 1$, pentru densitatea ionilor moleculari $\rho_2(r, t)$ expresia:

$$\rho_2(r, t) = \frac{\rho_0(\pi)^{1/4}}{[4\pi(D_2 - D_1)\beta t]^{1/2} \sqrt{r}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \sqrt{(2n+1)!}}{\beta^n n!} \left[\frac{\alpha t}{n+1} - \frac{(\alpha t)^2}{n+2} + \frac{(\alpha t)^3}{n+3} - \frac{(\alpha t)^4}{n+4} + \dots \right] \Psi_{2n+1}(\sqrt{r}) \quad (17)$$

Pentru $\alpha t \geq 1$, am obținut pentru ρ_2 expresia:

$$\rho_2(r, t) = \frac{\rho_0(\pi)^{1/4}}{[4\pi(D_2 - D_1)\beta t]^{1/2} \sqrt{r}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \sqrt{(2n+1)!}}{\beta^n} \left\{ \frac{1}{(\alpha t)^n} - e^{-\alpha t} \left[\frac{1}{n!} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{(n-k)! (\alpha t)^k} \right] \right\} \Psi_{2n+1}(\sqrt{r}) \quad (18)$$

Este de subliniat faptul că, pentru $\alpha = 0$, expresiile obținute dau pentru $\rho = \rho_1 + \rho_2$ soluția ce descrie evoluția densității ionilor atomici în absența fenomenului de conversie (relația 7). În cazul în care $\alpha \rightarrow \infty$, cînd are loc o conversie instantanee a ionilor atomici în ioni moleculari, obținem $\rho_1 = 0$, $\rho = \rho_2$ și soluția este dată tot de relația 7, dar cu toți parametrii corespunzînd ionilor moleculari.

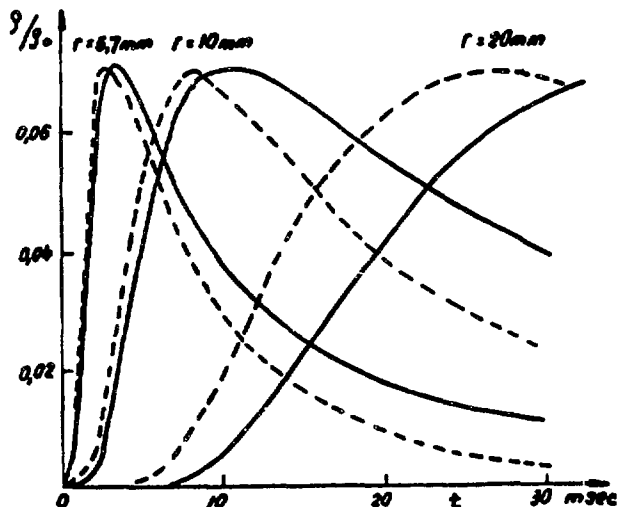


Fig. 9

de difuzie valoarea: $D = 16 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$. Pe aceeași figură, cu linie punctată, am reprezentat evoluția în timp a raportului $\rho/\rho_0 = (\rho_1 + \rho_2)/\rho_0$, calculat după relațiile pe care le-am dedus, pentru aceleași distanțe sursă-detector. Curbele au fost normate, ca referință fiind ale-

În figura 9 se dau curbele calculate ale densității relative de sarcini ρ/ρ_0 în funcție de timp, pentru trei valori distincte ale distanței dintre sursă și detector, notate pe figură. Curbele pline le-am calculat pentru cazul în care avem o difuzie liberă a ionilor atomici, fără conversie în ioni moleculari, considerînd pentru coeficientul

se curbele ce corespund distanței $r=10\text{mm}$. Curbele pentru $r=5,7\text{mm}$ trebuiesc multiplicat pe ordonată cu factorul 5,35, iar cele pentru $r=20\text{mm}$, cu 0,125. Pentru calcularea curbelor punctate s-a luat pentru α valoarea 10^2sec^{-1} . După cum se poate vedea din figura 9, existența procesului de conversie duce la o scădere a curbelor mai bruscă, precum și la o deplasare a lui t_m spre valori mai mici.

Pentru a evidenția efectul conversiei ionilor atomici în ioni moleculari, utilizând

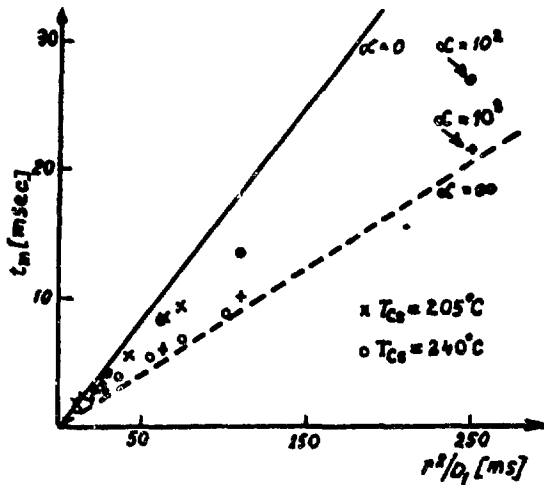


Fig. 10

și respectiv pur moleculari. Rezultatele experimentale reprezentate pe figură corespund unor temperaturi ale rezervorului de cesiu de 205°C (punctele x) și 240°C (cercurile) și au fost obținute cu tehnica experimentală descrisă la capitolul II.1.3. În deplin acord cu teoria expusă, punctele experimentale se așează asemănător celor calculate (în figura 10, punctele + corespund la $\alpha=10^3$, iar punctele pline la $\alpha=10^2$), atestând validitatea calculurilor noastre și a prevederilor ei /25/.

Compararea rezultatelor experimentale cu cele teoretice obținute a permis evaluarea frecvenței de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari de cesiu, $\alpha \approx 10^2\text{sec}^{-1}$ pentru $T_{\text{Cs}}=220^\circ\text{C}$ și $\alpha=10^3\text{sec}^{-1}$ pentru $T_{\text{Cs}}=260^\circ\text{C}$, ambele valori corespunzând aceleiași valori ale lui K_c , respectiv $K_c=10^{-29}\text{cm}^6\text{sec}^{-1}$.

tehnica experimentală descrisă mai înainte, am reprezentat t_m , determinat experimental, în funcție de raportul r^2/D_1 , pentru diverse valori ale lui α (figura 10). D_1 este coeficientul de difuzie al ionilor atomici. Pe aceeași figură am reprezentat t_m în funcție de r^2/D_1 pentru $\alpha=0$ și $\alpha=\infty$, obținând cele două linii ce corespund difuziei de ioni pur ato-

II.3. APLICAREA REZULTATELOR EXPERIMENTALE SI TEORETICE
PRIVIND CINETICA IONILOR POZITIVI LA STUDIUL
DISPOZITIVELOR IONICE.

Cercetările intense ce se desfășoară de mai mulți ani asupra obținerii directe a energiei electrice din energie termică, folosind în acest scop generatoarele termoionice, au impus studi-
erea mai aprofundată a proceselor fizice ce au loc în asemenea
dispozitive.

Rezultatele și tehnicile experimentale elaborate de noi, cu
ocazia măsurătorilor de mobilitate, ne-au permis să abordăm într-
un mod original studiul plasmăi din diodele termoionice.

II.3.1. Influența conversiei ionilor atomici în ioni
moleculari asupra distribuției radiale a densi-
tății de sarcini în coloana pozitivă.

După cum este bine cunoscut, teoria clasică a coloanei pozi-
tive, dezvoltată de Schottky /26/, pleacă de la ipoteza unei mobili-
tăți constante a ionilor, cu condițiile la limită: densitatea de
sarcini pe axa coloanei pozitive este ρ_0 , iar la perete această
densitate este zero. Se ajunge astfel la relația care dă distri-
buția radială de sarcini de forma:

$$\rho(r) = \rho_0 J_0(2,405 r/R) \quad (19)$$

unde J_0 este funcția Bessel de ordinul zero, R este raza interioa-
ră a tubului în care se găsește coloana pozitivă, iar r este dis-
tanța radială de la axa tubului. În cazul prezenței procesului de
conversie a ionilor, mobilitatea ionilor nu mai poate fi conside-
rată constantă,

Pentru a obține ecuațiile ce descriu difuzia ionilor ce se
convertesc în timpul mișcării lor, am plecat de la ecuațiile ce
descriu procesul de transport/27,28/. Considerând starea stațio-
nară, avem:

$$-eD_e \frac{d\rho_e}{dr} - e\rho_e \mu_e E_r = j_e \quad (20)$$

$$-eD_{p_1} \frac{d\rho_{p_1}}{dr} + e\rho_{p_1} \mu_{p_1} E_r + e\alpha \int \rho_{p_1} dr = j_{p_1} \quad (21)$$

$$-eD_{p_2} \frac{d\rho_{p_2}}{dr} + e\rho_{p_2} \mu_{p_2} E_r - e\alpha \int \rho_{p_1} dr = j_{p_2} \quad (22)$$

j fiind densitatea de curent și E_r , intensitatea cîmpului electric radial. Indicii folosiți se referă la electroni (indicele e), la ioni atomici (indicele p_1) și la ioni moleculari (indicele p_2).

Pentru rezolvarea ecuațiilor 20-22 am considerat efectul conversiei ionilor atomici în ioni moleculari mic, la nivelul unei perturbații slabe.

Luînd în considerare, ca și în teoria lui Schottky, ecuația de generare a sarcinilor pozitive:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rj) = e \nu_i \rho \quad (23)$$

unde ν_i este frecvența de producere prin ionizare a ionilor atomici, am găsit în final soluția:

$$\rho = \rho_0 \left[J_0(\sigma) + \frac{2\tau}{\beta\delta} J_2(\sigma) + \frac{1}{2} \left(\frac{2\tau}{\beta\delta} \right)^2 J_4(\sigma) + \dots \right] \quad (24)$$

J_0, J_2, J_4 fiind funcțiile Bessel de ordinele 0, 2 și respectiv 4,

$$\sigma = \delta^{1/2} r; \quad \delta = \frac{1}{\beta} (e\nu_i - \tau); \quad \beta = e \frac{\mu_e D_{p_1} + \mu_{p_1} D_e}{\mu_e + \mu_{p_1}}; \quad \tau = e\alpha \left(\frac{\mu_e}{\mu_e + \mu_{p_1}} \right) \left(\frac{D_{p_2} - D_{p_1}}{D_{p_2}} \right)$$

Remarcăm că pentru $\alpha = 0$ relația (24) se reduce la soluția Schottky (19). De asemenea, soluția obținută este puternic convergentă, termenii J_p pentru $p > 4$ fiind practic neglijabili pentru valorile considerate ale lui ρ care nu pot varia decît între 0 și ρ_0 , această ultimă valoare fiind fixată de condițiile la limită:

$$\rho(\sigma_0) = \rho(\delta^{1/2} R) = 0 \quad (25)$$

În figura 11 se dau valorile calculate ale raportului ρ/ρ_0 pentru cazul distribuției radiale Schottky a sarcinilor pozitive în coloana pozitivă (curba reprezentată cu linie punctată). Pe aceeași figură se ilustrează efectul conversiei ionilor atomici în ioni moleculari (sau alte tipuri de ioni) asupra acestei distribuții, cu schimbarea corespunzătoare a mobilității. Curba 1 corespunde la $2\tau/\beta\delta = 0,5$ și $D_{p_2} = 2D_{p_1}$, iar curba 2 la $2\tau/\beta\delta = -0,5$ cu $D_{p_2} = \frac{1}{2}D_{p_1}$. Ambele curbe co-

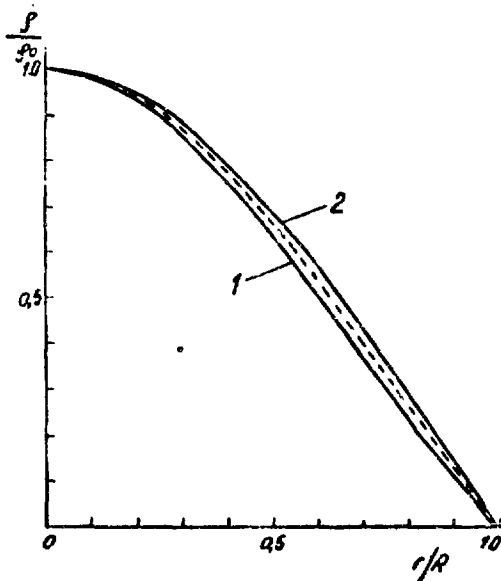


Fig. 11

respund cazului în care frecvența de conversie este mică, calcule-

le noastre fiind valabile în această aproximație. Evident, la presiuni mari de gaz, deviațiile de la curba Schottky sînt mai mari.

Rezultă că efectul conversiei ionilor atomici în ioni moleculari trebuie luat în considerație alături de alte fenomene, atunci cînd se tratează teoria coloanei pozitive a unei descărcări electrice.

Datele obținute au implicații și în cazul generatoarelor termoionice în regim de funcționare arc de joasă tensiune, deoarece acesta are caracteristici asemănătoare cu cele ale coloanei pozitive a unei descărcări luminescente.

II.3.2. Caracterizarea plasmei generatoarelor termoionice

II.3.2.1. Studiul plasmei din diodele termoionice prin analiza plasmei difuzate prin anod.

Tubul experimental, conceput și realizat pentru studiul plasmei

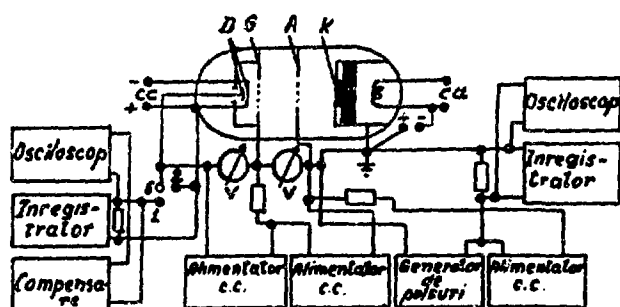


Fig. 12

mei ce ia naștere într-o diodă termoionică, permite obținerea unor date, folosind metode originale, diferite de cele spectrale sau cu sonde electrice utilizate de alți autori/29, 30/. În figura 12 se dă o schiță a dispozitivului experimental folosit precum și a schemei de măsură. Tubul experimental, realizat din sticlă cu un diametru de 55mm, are montat în interior un emiter din moli-bden notat cu K, care are o parte activă, plană, cu un diametru de 7mm, ce poate fi încălzită prin bombardament electronic. Emiterul este înconjurat de un inel de gardă. În fața emiterului, la o distanță de 5mm se află colectorul A, un disc plan din oțel inoxidabil, prevăzut în centru cu un orificiu cu diametru de 7mm, acoperit cu o grilă din nichel. În spatele colectorului, tot la distanța de 5mm, este montat un alt disc plan, notat cu G, prevăzut cu un orificiu central, care la unele măsurători a fost acoperit cu o grilă. De placa G este montată o cutie metalică, în interiorul căreia este plasat detectorul termoionic D, poziționat în imediata vecinătate a grilei ce acoperă orificiul central de pe placa G. Tubul experimental, ca și schema de măsură sînt astfel

mei ce ia naștere într-o diodă termoionică, permite obținerea unor date, folosind metode originale, diferite de cele spectrale sau cu sonde electrice utilizate de alți autori/29, 30/. În figura 12 se dă o schiță a dispozitivului experimental folosit precum

concepute și realizate încît permit efectuarea de măsurători mul-

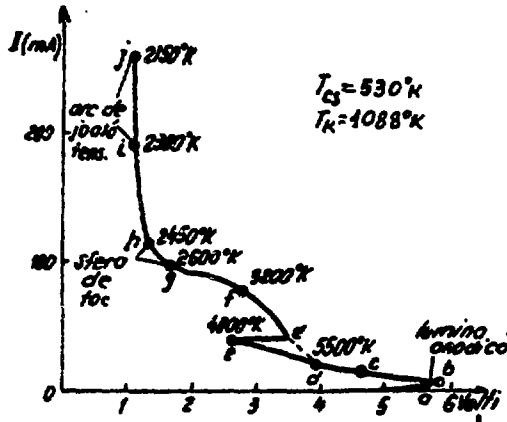


Fig. 13

tipule. Aplicînd o tensiune continuă, între electrodul încălzit K și anodul A ia naștere o plasmă de cesiu, a cărei formă este specifică pentru fiecare regiune de pe caracteristica volt-amperică. Pe caracteristica din figura 13 sînt notate modurile de funcționare ale unei diode termoionice /31/ (obținute în condițiile $T_{Cs}=530^{\circ}K$, $T_K=1088^{\circ}K$), precum și temperaturile electronice corespunzătoare, pe care le-am determinat din caracteristicile retardatoare ale electronilor difuzați prin grila A în spațiul A-G. Prin această metodă am putut determina temperaturile electronice pentru modurile de funcționare: lumină anodică, sferă de foc, ca și pentru arc de joasă tensiune.

Mărimile curenților electronici și ionici ce ajung la colector constituie parametri utilizați practic în toate calculele teoretice ce încearcă să coreleze datele experimentale cu o relație analitică care să descrie comportarea generatoarelor termoionice. De aceea, utilizînd tubul experimental schițat în figura 12 am determinat curenții electronici și ionici ce ajung la colector, presupunînd proporționalitatea lor cu curenții difuzați în afara anodului de tip grilă. Pentru colectarea electronilor am folosit electrozii D și G, curențul ionic determinîndu-l cu ajutorul detectorului termoionic. Pentru fiecare

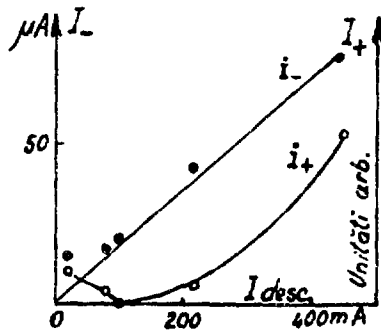


Fig. 14

mod de funcționare al diodei termoionice, am măsurat curenții electronici și ionici, difuzați prin anodul de tip grilă și colectați de ansamblul detector. În figura 14 se arată dependența acestora de curențul diodei termoionice. După cum era de așteptat, curențul electronic la ansamblul detector este direct proporțional cu curențul diodei, punctele experimentale așezîndu-se pe o dreaptă care trece prin originea coordonatelor.

du-se practic pe o dreaptă ce trece prin origina axelor de coordonate. Curentul ionic este reprezentat pe aceeași figură, în unități arbitrare. Dacă pentru curenți mici există un curent ionic apreciabil la colector, cu creșterea curentului diodei, are loc o diminuare a curentului ionic, iar pentru regimul de funcționare sferă de foc practic se anulează. După această diminuare, urmează o creștere rapidă a curentului ionic. Comportarea observată atestă apariția unei bariere de potențial la colector, care practic oprește

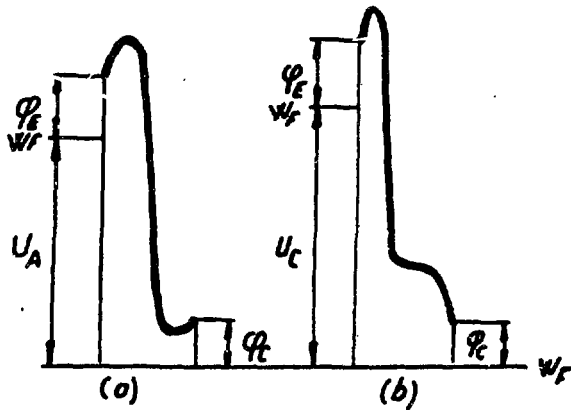


Fig. 15

ajungerea ionilor la electrodul A, în regimul sferă de foc și care se micșorează treptat, cu trecerea spre regimul arc de joasă tensiune, devenind din repulsivă din nou acceleratoare pentru ioni. Formele diagramei energiei potențiale a electronilor pentru modurile de funcționare: lumină anodică (a) și sferă de foc (b) ale diodei

termoionice, care rezultă din determinările experimentale, sînt date în figura 15 /29/.

Influența sarcinilor pozitive și negative asupra diverselor moduri de funcționare a generatoarelor termoionice am studiat-o

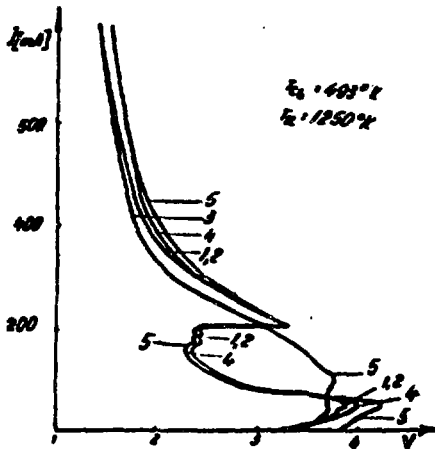


Fig. 16

folosind ca sursă de sarcini descărcarea produsă între filamentul și colectorul ansamblului detector D. Sarcinile au fost apoi orientate spre anodul A prin care pătrundeau în spațiul diodei termoionice K-A. Semnul sarcinilor direcționate către dioda termoionică a fost determinat prin alegerea tensiunilor U_{D-G} și U_{G-A} . În figura 16 se dă un set tipic de caracteristici volt-amperice, obținute în condițiile experimentale arătate în tabelul I. După cum se vede din acest tabel, o serie de determinări au fost făcute în lipsa descărcării la sursa de

folosind ca sursă de sarcini descărcarea produsă între filamentul și colectorul ansamblului detector D. Sarcinile au fost apoi orientate spre anodul A prin care pătrundeau în spațiul diodei termoionice K-A. Semnul sarcinilor direcționate către dioda termoionică a fost determinat prin alegerea tensiunilor U_{D-G} și U_{G-A} . În figura 16 se dă un set tipic de caracteristici volt-amperice, obținute în condițiile experimentale arătate în tabelul I. După cum se vede din acest tabel, o serie de determinări au fost făcute în lipsa descărcării la sursa de

Tabelul I.

Nr.	Curentul de descărcare la curbei sursa de ioni și electroni	Tensiunea U_{G-A}	Tensiunea U_{D-G}
1	0	0	0
2	0	acceleratcare pentru ioni	0
3	100 mA	acceleratoare pentru ioni	acceleratoare pentru ioni
4	0	acceleratoare pentru electroni	0
5	100 mA	acceleratoare pentru electroni	0

sarcini, dar cu potențiale acceleratoare pentru electroni sau ioni. S-a avut în vedere că, aplicarea unor asemenea potențiale ar putea afecta plasma din intervalul K-A. Faptul că între curbele 1 și 2 nu apar practic diferențe, atestă slaba influență a pierderilor de electroni (cazul curbei 2 corespunzând unei extracții de electroni). Extracția sarcinilor pozitive însă, influențează forma caracteristicilor în special în modul de funcționare arc de joasă tensiune (curba 4), observându-se o creștere a căderii de tensiune în plasmă. Curba 3 corespunde la o injectare de ioni în spațiul K-A cu efect de scădere slabă a căderii de tensiune în plasmă. Efectul pregnant se observă în regiunea lumină anodică și sferă de foc, unde diferențele față de curba 1, de referință, sînt nete. În aceste regiuni, sarcina spațială electronică fiind încă necompensată, prin injectarea sarcinilor pozitive, se reduce bariera de potențial dintre electrozii K și A.

Slaba influență a extracției de sarcini pozitive asupra caracteristicilor volt-amperice, în regimurile de funcționare lumină anodică și sferă de foc, se poate explica prin forma potențialului în intervalul emiter-colector, ce reprezintă o trapă pentru sarcinile pozitive (fig. 15). Influențele suplimentare sînt slabe în raport cu această captare a ionilor.

II.3.2.3. Măsurarea mobilității sarcinilor pozitive provenite din plasma arcului de joasă tensiune.

Lucrările privind mobilitatea ionilor de cesiu au permis aplicarea metodicii dezvoltate și la studiul sarcinilor pozitive

din plasma arcului de joasă tensiune /32/.

În acest scop, am folosit tubul experimental descris mai înainte (fig 12), modificând circuitul de măsură. Ionii sînt produși în spațiul emiterK-colectorA, prin aplicarea unor pulsuri de tensiune. Ei difuzează prin anodul de tip grilă A în spațiul A-G, fiind accelerați către grila G. O tensiune continuă, retardatoare, aplicată spațiului K-A asigură intrarea ionilor în spațiul de drift A-G numai pe durata pulsului de tensiune aplicat. Pe ecranul osciloscopului s-a vizualizat semnalul diodei. Am evaluat experimental, din semnalul la detector vizualizat pe osciloscop, timpul de întârziere dintre aplicarea pulsului de tensiune și primirea semnalului la detector- t_{III} .

Folosind relația (9) am determinat viteza de drift și de aici mobilitatea ionilor pozitivi de cesiu, la diverse presiuni de cesiu precum și la diverse cîmpuri electrice acceleratoare.

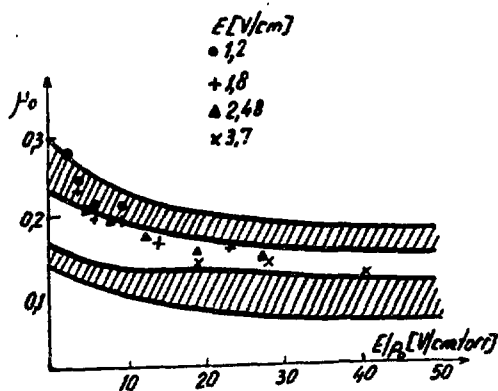


Fig. 17

(ioni moleculari de cesiu - regiunea de sus și ioni atomici de cesiu - regiunea de jos).

Din așezarea punctelor experimentale în raport cu regiunile hașurate, rezultă că ionii moleculari sînt predominanți la presiuni mari de cesiu, spre presiuni mici, mobilitatea tinzînd spre valoarea corespunzătoare ionilor atomici.

Această tendință poate fi explicată, fie prin producerea inițială a unui număr mare de ioni moleculari în plasmă, fie prin producerea de ioni atomici și transformarea lor în spațiul de drift în ioni moleculari.

Pentru a evidenția natura ionilor proveniți de la o descărcare staționară, am folosit același montaj experimental. Ionii extragi dintr-o descărcare continuă de tip arc de joasă tensiune

Datele obținute privind mobilitatea redusă a ionilor de cesiu, proveniți de la o descărcare pulsată în vapori de cesiu, sînt arătate în figura 17, în funcție de E/p_0 . Pe aceeași figură se indică cu regiuni hașurate domeniile valorilor experimentale pentru mobilitatea redusă a ionilor de cesiu în vapori de cesiu, raportate de alți autori și de noi

difuzează în spațiul de drift A-G, pe care se aplică de la un generator audio un semnal sinusoidal de frecvență variabilă și amplitudine reglabilă. Pentru colectarea rapidă, între grila G și detectorul D se aplică o tensiune acceleratoare pentru ioni, spre detectorul termoionic, semnalul detectorului fiind vizualizat pe ecranul unui osciloscop. Ionii difuzați prin anodul de tip grilă ajung la detector numai dacă frecvența câmpului electric sinusoidal aplicat este mai mică decât valoarea critică ν_0 . Mobilitatea redusă a ionilor este dată de relația:

$$\mu_0 = \frac{P_{Cs}}{760} \cdot \frac{273}{T_{Cs}} \cdot \frac{\pi \nu_0}{U_{acc}} \cdot d^2 \quad (26)$$

unde U_{acc} este amplitudinea tensiunii alternative aplicate.

În cazul $\nu > \nu_0$ ionii nu ajung la detector, iar semnalul la osciloscop este o sinusoidă pură. Atunci când $\nu < \nu_0$ parte din

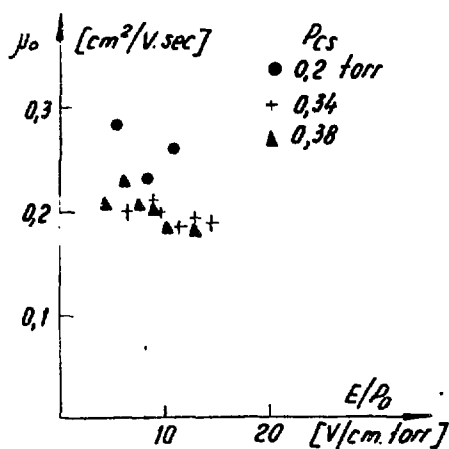


Fig. 18

ionii difuzați prin anod ajung la detector și deformează semnalul sinusoidal, datorită modificării sarcinii spațiale. Determinând frecvența limită ν_0 , am calculat mobilitatea redusă a ionilor proveniți din descărcare.

În figura 18 se dă dependența mobilității reduse de raportul E/p_0 pentru diverse presiuni de cesiu, atestând existența ionilor moleculari de cesiu ca ioni majoritari.

tari.

II.3.2.4. Arcul de joasă tensiune în vapori de cesiu, susținut de o plasmă difuzată.

În mai multe lucrări am studiat arcul de joasă tensiune /33-36/, cu scopul de a evidenția procesele fizice care determină particularitățile acestui tip de descărcare.

Deoarece caracteristic pentru arcul de joasă tensiune în vapori de cesiu este catodul încălzit și deci existența unei emisii simultane de electroni și de ioni de la catod, am încercat simularea acestuia printr-un electrod sită, prin care puteau difuza sarcini electrice (pozitive și negative), provenite de la o plasmă. În figura 19 este arătat schematic tubul experimental și circui-

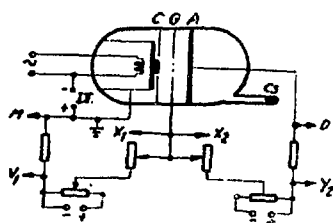


Fig. 19

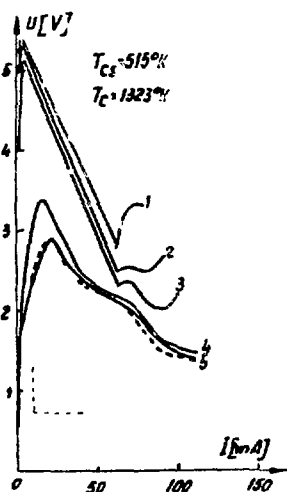


Fig. 20

5, trasată cu linie plină, cu cea punctată, există condiții în care plasma difuzată realizează aceleași condiții ca un catod cald.

O asemenea coincidență, aproape integrală, a caracteristicilor volt-amperice implică identitatea proceselor fizice la catod în cele două tipuri de descărcare.

tul de măsură. Aranjamentul experimental permite realizarea unei descărcări cu catod cald (arc de joasă tensiune) între electrozii C și G și în aceleași condiții experimentale, realizarea unei descărcări între electrozii G și A, susținută de o plasmă difuzată din spațiul C-G, prin electrodul tip grilă G. În figura 20 sînt arătate cu linii pline caracteristicile volt-amperice pentru descărcarea între electrozii G și A, pentru diverse fluxuri de particule difuzate prin electrodul G. Fluxurile de particule difuzate, corespunzătoare diverselor curbe din figura 20, diferă atât camărime cît și ca raport între numărul particulelor pozitive și negative. Pe aceeași figură, prin linie punctată este dată caracteristica volt-amperică a descărcării cu catod cald (între electrozii C și G), ridicată la aceeași presiune de cesiu. După cum se poate vedea din figura 20, comparînd curba

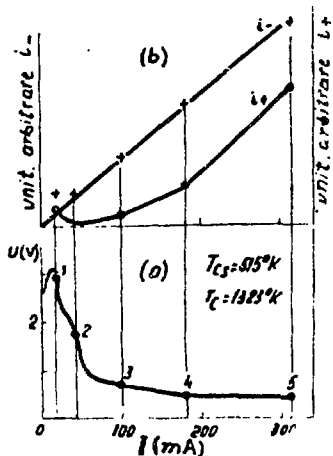


Fig. 21

Concluzii importante rezultă din urmărirea evoluției curbelor volt-amperice numerotate de la 1 la 5 din figura 20 în corelație cu figura 21(b), unde se arată valorile relative corespunzătoare ale curenților ionici și electronici difuzați prin electrodul tip grilă G, pentru diverse "puncte de funcționare" de pe caracteristica volt-amperică a descărcării sursă.

Se vede că, deși de la punctul 1 la 3 (fig. 21b) curentul electronic cre-

ște, o schimbare semnificativă a caracteristicilor volt-amperice din figura 20 (curbele pline notate de la 1 la 5) spre o caracteristică de arc de joasă tensiune, apare numai atunci când curen-
tul ionic devine apreciabil (punctele 4 și 5 din figura 20). Aceste date relevă rolul deosebit jucat de ionii pozitivi în stabilirea arcului de joasă tensiune. Se poate afirma că, nu atât catodul cald, prin emisia de electroni, determină particularitățile arcului de joasă tensiune, cât ionii care se produc la catod, concluzie importantă pentru înțelegerea proceselor fizice din arc de joasă tensiune.

Trebuie subliniat faptul că, din identitatea proceselor la catod, rezultă relații cantitative ce permit determinarea unor parametri fizici, legați de procesele la catod, cum sînt: coeficientul de ionizare superficială a atomilor de cesiu, lucrul de ieșire, etc.

II.3.3. Utilizarea practică a cercetărilor privind mobilitatea ionilor la decelarea noxelor și substanțelor inflamabile în aer.

Datele teoretice și experimentale, obținute în cadrul studiului mișcării ionilor, ne-au permis să imaginăm un dispozitiv original pentru decelarea noxelor în aer, aparat ce se remarcă prin originalitatea soluției, prin simplitatea constructivă, ca și prin performanțele pe care le are.

Aparatul, destinat industriei, poate avea multiple aplicații atât în prevenirea acumulării unor noxe periculoase pentru oameni, la locul de muncă, situație în care procesele tehnologice impun utilizarea unor substanțe nocive, ca și pentru avertizarea acumulării unor gaze sau vapori (gaz metan, vapori de benzină, etc), care prezintă pericol de explozie sau incendiu.

Pentru a proteja elementele originale, aparatul realizat a fost propus spre brevetare /37/.

În figura 22 se arată dependența semnalului detectorului în funcție de tensiunea aplicată pe spațiul de drift al sarcinilor electrice. Această dependență a fost obținută prin admisia în detector a diverselor gaze, pentru a evidenția selectivitatea aparatului. Astfel, curba notată cu cercuri corespunde introducerii de azot pur, în timp ce curbele notate cu x și o corespund cazurilor

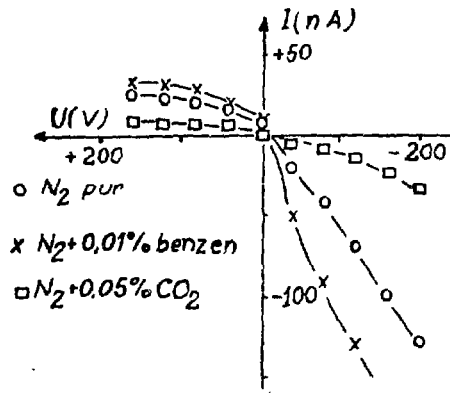


Fig. 22

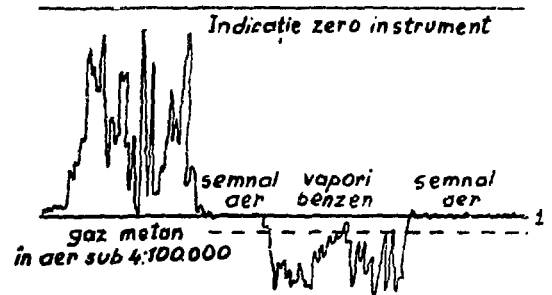


Fig. 23

in care în azot există ca impuritate 0,01% benzen, respectiv 0,05% CO_2 .

In figura 23 se prezintă curbele obținute la testarea finală a aparatului, în condiții normale de lucru. Aparatul aspiră în permanență aer din spațiul supravegheat. In lipsa impurităților, semnalul staționar al aparatului este dat de curba liniară 1. La apropierea unui vas cu benzen (ce degajă vapori) sau a unei fiole cu gaz metan, apar deviații importante față de semnalul de aer "pur".

Măsurătorile experimentale ne-au permis să evaluăm sensibilitatea aparatului, care poate decela 40 p.p.m. impurități de gaz în aer.

Ținând cont de aplicațiile multiple pe care le poate avea, aparatul realizat de noi va fi de un real folos industriei.

II.4. CONCLUZII

Principalele rezultate originale prezentate în lucrarea de doctorat sînt următoarele:

- Elaborarea unei metodici noi de măsurare a mobilității ionilor de cesiu în vapori de cesiu sau vapori de cesiu în amestec cu gaze nobile, utilizînd fotoionizarea vaporilor de cesiu ca sursă de ioni și detecția termoionică pentru decelarea lor.
- Determinarea secțiunilor eficace de fotoionizare atomică și moleculară pentru cesiu, în domeniul seriei principale.
- Determinarea mobilității ionilor atomici și moleculari de cesiu în vapori de cesiu, la valori mici ale raportului E/p_0 .

- Determinarea mobilității ionilor moleculari de cesiu în vapori de cesiu și în amestec cesiu-krypton, la câmp electric nul.
- Deducerea unei formule analitice ce descrie mișcarea ionilor de cesiu în vapori de cesiu, cu considerarea procesului de transformare a ionilor atomici în ioni moleculari (cu schimbarea corespunzătoare a mobilității) și compararea acestor date cu rezultate experimentale obținute.
- Determinarea prin confruntarea rezultatelor experimentale și teoretice a ratei de reacție a procesului de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari.
- Punerea în evidență a contribuției efectului de conversie a ionilor atomici în ioni moleculari asupra constricției coloanei pozitive a unei descărcări electrice în gaze.
- Caracterizarea plasmei din diodele termoionice prin realizarea unui ansamblu experimental care permite măsurarea curenților ionici și electronici difuzați prin anod.
- Determinarea evoluției temperaturilor electronice pentru arcul de joasă tensiune și celelalte moduri de funcționare ale diodei termoionice.
- Stabilirea unei analogii, în cazul arcului de joasă tensiune, între catodul încălzit și un catod prin care difuzează plasma. Verificarea experimentală a identității, în condiții determinate, a proceselor la catod în cele două cazuri.
- Folosirea datelor teoretice și experimentale privind mișcarea ionilor la optimizarea parametrilor generatoarelor termoionice /38,39/.
- Elaborarea unui dispozitiv original, bazat pe rezultatele din teză, dispozitiv util industriei și care permite decelarea noxelor și substanțelor inflamabile în aer.

BIBLIOGRAFIE (extras)

- /1/ Mc DANIEL E.W., MASON E.A. "The mobility and diffusion of ions in gases", Wiley, New York (1973)
- /2/ LANGEVIN P., Ann. Chim. Phys., 5, 245 (1905)
- /3/ SMIRNOV B.M., Uspehi Fiz., 10, 313 (1967)
- /4/ BERGMAN R.S., CHANIN L.M., J. Appl. Phys., 42, 4208 (1971)
- /5/ MAHAN E.H., J. Chem. Phys., 43, 3080 (1965)
- /6/ LOEB L.B., "Basic Processes of Gaseous Electronics" Sec. Edit., Univ. of California Press, Berkeley (1960)

- /7/ BEATY E.C. Proc. of Vth Int. Conf. on Ioniz. Gases, Munich, 183 (1962)
- /8/ BRADBURY N.E., NIELSEN R.S., Phys. Rev., 49, 388 (1962)
- /9/ HORNBECK J.A., Phys. Rev., 83, 374 (1951)
- /10/ BIONDI M.A., CHANIN L.M., Phys. Rev., 94, 910 (1954)
- /11/ TODD, Phys. Mag., 25, 163 (1912)
- /12/ POPESCU I., GHITA C., POPESCU A., MUSA G., Ann. Phys., 18, 103 (1966)
- /13/ POPESCU I., MUSA G., POPESCU A., BALTOG A., Rev. Roum. Phys., 11, 925 (1966)
- /14/ LEE Y., MAHAN B.J., J. Chem. Phys., 42, 2893 (1965)
- /15/ POPESCU I., GHITA C., NICULESCU N., Phys. Letters, 24A, 276 (1967)
- /16/ POPESCU D., PASCU M., COLLINS C.B., JOHNSON B.W., POPESCU I., Phys. Rev., A 8, 4 (1973)
- /17/ COLLINS C.B., JOHNSON B.W., POPESCU D., MUSA G., PASCU M., POPESCU I., Phys. Rev., A 8, 2197 (1973)
- /18/ POPESCU I., NICULESCU N., POPESCU A., Brit. J. Appl. Phys., 1, 313 (1968)
- /19/ POPESCU I., NICULESCU N., POPESCU A., Rev. Roum. Phys. 13, 51 (1968)
- /20/ POPESCU A., NICULESCU N., Proc. IXth Int. Conf. on Phenom. in Ioniz. Gases, Buc., 8 (1969)
- /21/ NICULESCU N., POPESCU A., Rev. Roum. Phys., 14, 981 (1969)
- /22/ POPESCU A., NICULESCU N., Proc. Xth Int. Conf. on Phenom. in Ioniz. Gases, Oxford, 2 (1971)
- /23/ POPESCU A., MUSA G., Phys. Letters 49A, 168 (1974); Proc. IInd Europ. Conf. on Atomic and Molec. Phys. of Ioniz. Gases, Innsbruck (1974)
- /24/ POPESCU A., MUSA G., Rev. Roum. Phys., 20, 3 (1975)
- /25/ POPESCU A., NICULESCU N., Rev. Roum. Phys., va apare
- /26/ SCHOTTKY W., Phys. Z., 25, 342 (1924)
- /27/ POPESCU A., MUSA G., Phys. Letters, 53A, 339 (1975)
- /28/ MUSA G., POPESCU A., Proc. XIIth Int. Conf. on Phenom. in Ioniz. Gases, Eindhoven (1975)
- /29/ POPESCU A., NICULESCU N., GALLIN E., MUSA G., Rev. Roum. Phys., 17, 47 (1972)
- /30/ MUSA G., POPESCU A., NICULESCU N., BALTOG A., MUSTATA I., Proc. IIIrd Int. Conf. on Therm. Electr. Power Gen., Jülich (1972)
- /31/ RASOR N.S., Proc. Ist Therm. Electr. Power Gen., London (1965)
- /32/ POPESCU A., NICULESCU N., Rev. Roum. Phys., 19, 505 (1974)
- /33/ MUSA G., POPESCU A., NICULESCU N., Proc. IVth Therm. Conv. Spec. Meeting, Eindhoven (1975)

- /34/ MUSA G., POPESCU A., Proc. IVth Therm. Conv. Spec. Meeting, Eindhoven (1975)
- /35/ MUSA G., POPESCU A., NICULESCU N., Int. J. Electr., 40, 323 (1976)
- /36/ MUSA G., POPESCU A., NICULESCU N., Proc. IVth Therm. Conv. Spec. Meeting, Eindhoven, 107 (1975)
- /37/ MUSA G., POPESCU A., NICULESCU N., IONESCU G., Brevet (propunere) Detector cu plasmă pentru noxe sau substanțe inflamabile.
- /38/ MUSA G., POPESCU A., BALTOG A., POPESCU D., MUSTATA I., NICULESCU N., NASTASE L., CORMOS A., Preprint P.P.1 (1977)
- /39/ MUSA G., POPESCU A., BALTOG A., MUSTATA I., NICULESCU N., CORMOS A., Rev. Roum. de Sci. Tech. - Electrotech. et Energ., 21, 476 (1976)

MULTUMIRI

Autoarea tezei va rămâne întotdeauna îndatorată regretatului Academician profesor E. Bădărău, care i-a stimulat interesul pentru fizica plasmelor încă în perioada în care i-a fost un eminent profesor în cadrul Facultății de Fizică.

O deosebită recunoștință datorează tovarășului profesor dr. Ioan Ioviț Popescu, membru corespondent al Academiei R.S.R., pentru îndrumările prețioase privind orientarea în activitatea de cercetare în domeniul fizicii plasmelor și în special în abordarea cercetărilor privind cinetica ionilor pozitivi.

Pentru a fi acceptat s-o îndrume după dispariția profesorului E. Bădărău și în special pentru recomandările deosebit de utile în redactarea lucrării de doctorat, autoarea mulțumește călduros conducătorului științific, tovarășului dr. C. Popovici.

Autoarea aduce sincere mulțumiri tovarășului dr. G. Musa, pentru discuțiile utile purtate pe marginea lucrărilor științifice, ca și pentru îndrumarea permanentă la realizarea lor.

De asemenea, mulțumește tovarășului Niculescu Nicolae, pentru colaborarea constantă și îndelungată, precum și celorlalți colegi din colectivul "Plasmă de temperaturi joase" pentru cooperare fructuoasă în activitatea de cercetare științifică.