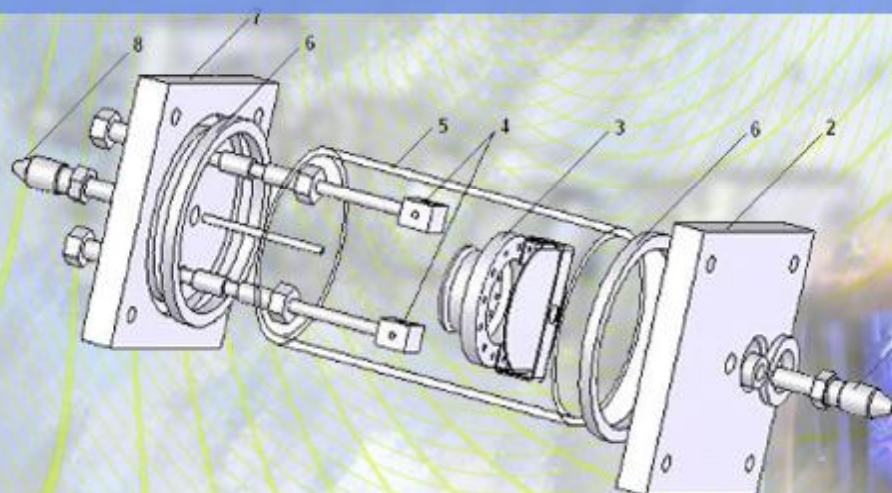




# Fizică și Tehnică:

*Procese, modele, experimente*





**UNIVERSITATEA DE STAT „ALECU RUSSO”**

**ISSN 1857-0437**

# **FIZICĂ ȘI TEHNICĂ:** **procese, modele, experimente**

**Revistă științifică a profilului de cercetare  
„Proprietățile fizice ale substanțelor în diverse stări”**

**1**  
**2008**

**Bălți**

**Fondatorul:** Universitatea de Stat „Alec Russo”

**Anul fondării:** 2006

**Colegiul de  
redacție:**

Nicolae Filip, *Academician al Academiei Internaționale a Școlii Superioare, Universitatea „Alec Russo”, Moldova (redactor-șef)*  
Dumitru Ghițu, *Academician al A.Ș. din Moldova*  
Valeriu Canțer, *Academician al A.Ș. din Moldova*  
Alexandr Dikusar, *dr. hab., prof., Membru cor. al A.Ș. din Moldova*  
Petru Stoicev, *conf. dr. hab., Universitatea Tehnică, Moldova*  
Gheorghe Popa, *prof. dr., Universitatea „Al.I.Cuza”, România*  
Valeriu Ureadov, *dr. hab., Inst.de Radiofizică, Nijnii Novgorod, Rusia*  
Eugen Plohotniuc, *conf. dr., Universitatea „Alec Russo”, Moldova*  
Virgil Cheptea, *conf. dr., Universitatea „Alec Russo”, Moldova*  
Alexandru Balanici, *conf. dr., Universitatea „Alec Russo”, Moldova (secretar științific)*

**Tehnoredactare:** Alexandr Ojegov, *asist. univ.*

**Design și aspectul**

**paginii de titlu:** Ghenadie Cabac, *asist. univ.*

**Redactori:** Ala Sainenco, *conf. dr.*  
Elena Sirota, *conf. dr.*  
Lara Aladin, *lect. sup.*

**Recenzenți:** Mihai Caraman, *prof. dr. hab., Universitatea de Stat din Moldova*  
Petru Gașin, *prof., dr. hab., Universitatea de Stat din Moldova*  
Petru Stoicev, *conf. dr. hab., Universitatea Tehnică, Moldova*  
Veaceslav Ursachi, *prof. dr. hab., Universitatea Tehnică, Moldova*  
Natan Blaunștein, *prof., dr. hab., Universitatea „Ben Gurion”, Israel*  
Teodor Luchian, *conf. dr., Universitatea de Stat din Moldova*  
Florentin Paladi, *conf. dr., Universitatea de Stat din Moldova*  
Serghei Vatavu, *dr., col. științ. sup., Universitatea de Stat din Moldova*

**Adresa redacției:** Universitatea de Stat „Alec Russo”,  
str. Pușchin 38, 3100, Bălți, Republica Moldova  
Tel.: (231)24561, fax: (231)33039  
E-mail: [TFML.Decan@usb.md](mailto:TFML.Decan@usb.md)  
[www.fizteh.usb.md](http://www.fizteh.usb.md)

**Tiparul:** Tipografia Universității de Stat „Alec Russo”

© Universitatea de Stat „Alec Russo”,  
Presa universitară bălțeană, 2008

**ISSN 1857-0437**

CUPRINS

<i>Efim Aramă</i>	
Spectrele vibraționale de împrăștiere Raman în cristalele $Zn_xIn_2S_{3+x}$ . . . . .	5
<i>Mihail Popa, Gheorghe Ioan Rusu</i>	
Creșterea epitaxială din fază de vapori a staturilor subțiri de ZnSe . . . . .	20
<i>Simion Băncilă, Adela Ciobanu</i>	
Studiul experimental al conductivității electrice a metalelor lichide . . . . .	25
<i>Virgil Cheptea, Simion Băncilă</i>	
Măsurarea capacității termice specifice prin metoda calorimetrului adiabatic . . . . .	36
<i>Valeriu Guțan, Ion Oлару, Mihail Radcenco, Mihail Negritu, Andrei Cerneleanu</i>	
Instalație experimentală pentru sinteza structurilor de ZnO în plasmă obținută prin descărcare electrică în impuls. . . . .	40
<i>Valeriu Guțan, Ion Oлару, Mihail Radcenco, Mihail Negritu, Andrei Cerneleanu</i>	
Particularități de elaborare a laserului cu excimer XeCl. . . . .	44
<i>Mihail Balanici, Ion Avram, Sergiu Dimitrachi, Iulian Kolpakovici</i>	
Dependența absorbției electromagnetice de parametrii geometrici ai microfivelor. . . . .	52
<i>Eugeniu Plohotniuc</i>	
Monitorizarea canalelor ionosferice de comunicație. . . . .	59
<i>Eugeniu Plohotniuc</i>	
Principiile de lucru ale ionosondelor de tip MLF. . . . .	70
<i>Vitalie Beșliu</i>	
Cercetări privind cementarea stratului superficial al suprafețelor pieselor din oțel cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. . . . .	82
<i>Vladislav Rusnac</i>	
Cercetări experimentale privind modificarea microgeometriei suprafețelor pieselor metalice prin metoda electroeroziunii. . . . .	89
Exigențe privind prezentarea lucrărilor științifice pentru revista „Fizică și tehnică: procese, modele, experimente” . . . . .	98

## CONTENTS

<i>Efim Aramă</i> Raman Dispersion Vibratory Spectra in $Zn_xIn_2S_{3+x}$ Crystals . . . . .	5
<i>Mihail Popa, Gheorghe Ioan Rusu</i> Vapor-Phase Epitaxial Growth of ZnSe Thin Films . . . . .	20
<i>Simion Băncilă, Adela Ciobanu</i> The Experimental Study of Liquid Metals Electric Conductivity . . . . .	25
<i>Virgil Cheptea, Simion Băncilă</i> Measurement of the Specific Heat Capacity By The Adiabatic Calorimeter Method . . . . .	36
<i>Valeriu Guțan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu, Andrei Cerneleanu</i> Experimental Installation for Acquiring Structures of ZnO Through Electric Discharge In Impulse. . . . .	40
<i>Valeriu Guțan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu, Andrei Cerneleanu</i> Particularities of Elaborating Excimer XeCl Laser . . . . .	44
<i>Mihail Balanici, Ion Avram, Sergiu Dimitrachi, Iulian Kolpakovici</i> Dependence of Electromagnetic Absorption on Geometrical Parameters of Microwires . . . . .	52
<i>Eugeniu Plohotniuc</i> Monitoring of Ionosphere Communication Channels. . . . .	59
<i>Eugeniu Plohotniuc</i> Operating Principles of LFM Ionosondes . . . . .	70
<i>Vitalie Beșliu</i> Investigation Aimed at Cementation of the Superficial Stratum of the Piece Surfaces Made of Steel Applying Electric Discharges in Impulse . . . . .	82
<i>Vladislav Rusnac</i> Experimental Researches Aimed at Modification of the Metal Piece Surfaces Using Electroerosion Method. . . . .	89
Requirements for the Presentation of Scientific Papers for the Journal „ <i>Physics and Technics: Processes, Models, Experiments</i> ” . . . . .	98



CZU: 621.315.592

## SPECTRELE VIBRAȚIONALE DE ÎMPRĂȘTIERE RAMAN ÎN CRISTALELE $Zn_xIn_2S_{3+x}$

**Efim Aramă**

(Universitatea de Stat de Medicină și Farmacie “Nicolae Testemițanu”)

În materialul de sinteză se prezintă spectrele de împrăștiere Raman a luminii pentru cristalele compușilor  $Zn_xIn_2S_{3+x}$ , inclusiv tehnica și metodică experimentului, metodele de cercetare și analiză a spectrelor, utilizând informația din datele analizei structurale cu raze X. S-au elaborat tehnica experimentului și metodele de cercetare a spectrelor la excitație cu radiație laser. S-au studiat spectrele obținute pentru compușii nominalizați în domeniul frecvențelor  $10\div 400\text{ cm}^{-1}$ . Au fost interpretate particularitățile spectrelor vibraționale în dependență de legăturile dintre straturi și poziția atomilor de Zn și In în golurile octaedrice și tetraedrice.

### Întroducere

Cercetarea experimentală a spectrelor fononilor în cristale se realizează, în principiu, prin trei metode: împrăștierea inelastică a neutronilor lenți, spectroscopia în infraroșu (IR) și spectroscopia de împrăștiere Raman (spectre de împrăștiere combinată).

Cele mai complete date despre vibrațiile rețelei cristaline pot fi obținute din experiențele de împrăștiere a neutronilor lenți. Însă, deoarece secțiunea de captare a neutronilor lenți de către atomii de sulf și zinc ce se conțin în compușii ternari  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  (unde  $x=1, 2, 3$ ) este mare, studierea lor prin această metodă este extrem de dificilă și are o aplicare mai puțin răspândită.

Din aceste considerente, pentru soluționarea problemelor puse se aplică metodele optice – IR și Raman. Metoda spectroscopiei în IR prezintă avantaje, dar și dezavantaje. Marele avantaj oferit de această metodă constă în faptul că oferă posibilitatea de a determina diferite constante ce caracterizează proprietățile dinamice ale rețelei cristaline [1]. Dezavantajul ei se reduce la faptul că ea include unele dintre cele mai dificile și greu de realizat procedee, în special în domeniul lungimilor de undă  $\lambda > 50\ \mu\text{m}$ . Însă anume în acest domeniu de lungimi de undă ( $30\div 150\ \mu\text{m}$ ) se înscriu vibrațiile fundamentale ale atomilor rețelelor cristaline. În plus, din cauza secțiunilor mari de absorbție de către fononii optici ai radiației IR, de obicei, se utilizează metoda măsurării reflexiei IR de la suprafața monocristalelor. Informația despre fononii din spectrele de absorbție poate fi obținută doar prin prelucrarea matematică la calculatorul electronic.

Prin metoda spectroscopiei Raman se obține cea mai directă și ușor accesibilă informație despre spectrele fononilor rețelei cristaline, despre simetria vibrațiilor [2].

Deoarece regulile de selecție diferă de la o metodă la alta, spectroscopia în IR și spectroscopia Raman se completează reciproc și, în ansamblu, reprezintă un instrument perfect pentru cercetările dinamicii rețelei cristaline.



Fenomenul împrăștierii Raman (împrăștierii combinate) a luminii reprezintă un proces de interacțiune a radiației electromagnetice cu sisteme cuantice (atomi, cristale), în urma căruia radiația este împrăștiată, modificându-și frecvența, iar sistemele cuantice trec în alte stări energetice. Un deosebit succes a fost obținut în studiul spectrelor Raman ale cristalelor, fapt care a permis stabilirea unor concluzii importante referitoare la structura cristalină și interacțiunile dintre ionii acestora. Spectroscopiei împrăștierii combinate a luminii în cristale i-au fost consacrate lucrările lui Gowley și Loudon [3] în care a fost expusă teoria compușilor cu legături ionice și covalente. A fost fundamentată teoria dinamicii rețelei cristaline inițiată de Born și Kármán [4, 5, 6] și formulată teoria lui Raman [7] referitoare la vibrațiile rețelei cristaline, fiind testate prin intermediul spectrelor de împrăștiere Raman ale cristalelor. Deosebit de importante au fost succesele obținute prin aplicarea, pentru prima dată, a teoriei grupurilor la interpretarea spectrelor Raman ale cristalelor [8]. Progresele cele mai importante în cercetarea spectrelor Raman în cristale sunt strâns legate de folosirea laserului ca sursă de excitare [9]. Fenomenele fizice studiate prin intermediul spectrelor de împrăștiere Raman, constituie cercetări de vîrf în domeniul fizicii moderne. Deosebit de eficiente s-au dovedit a fi metodele spectroscopiei Raman în studiul tranzițiilor de fază, a proceselor fine ce au loc în cristale, în studiul interacțiunilor interne și externe în cristalele stratificate [10].

În domeniul biologiei și al medicinei, spectroscopia Raman și-a găsit multiple și diverse aplicații în elucidarea structurii unor molecule din structurile biologice. Literatura este atît de bogată în acest domeniu, încît cu greu s-ar putea face o selecție semnificativă. Pentru a confirma cele spuse remarcăm faptul că tehnica spectroscopiei Raman de rezonanță și-a găsit terenul său cel mai fertil anume în studiul sistemelor biologice complexe, în special, al virusurilor și al toxinelor [10, 11].

Fenomenul împrăștierii Raman în cristale a fost studiat detaliat într-un șir de lucrări teoretice, în care s-a expus teoria clasică a procesului de împrăștiere elastică și inelastică a luminii. Dezvoltarea în continuare a spectroscopiei de împrăștiere Raman și aplicarea ei la cristalele corpului solid de diverse simetrii se conține în lucrările [12-16].

În procesul de analiză a spectrelor de împrăștiere a luminii de la monocristale, o relevanță deosebită o au regulile de selecție. Așa cum intensitatea luminii din spectrul împrăștierii Raman depinde numai de exponentul par al amplitudinii, în spectrul împrăștierii Raman de ordinul întîi se vor manifesta numai componentele

$$\frac{\partial a_{ij}}{\partial q_i},$$

unde  $\alpha_{ij}$  este tensorul de polarizare, iar  $q_i$  – coordonata cristalului. Mărimea

$b_{ij} = \frac{\partial a_{ij}}{\partial q_i}$  depinde, de obicei, de coordonată și de frecvența radiației luminoase

excitante și reprezintă tensorul împrăștierii Raman ce are înfățișarea:



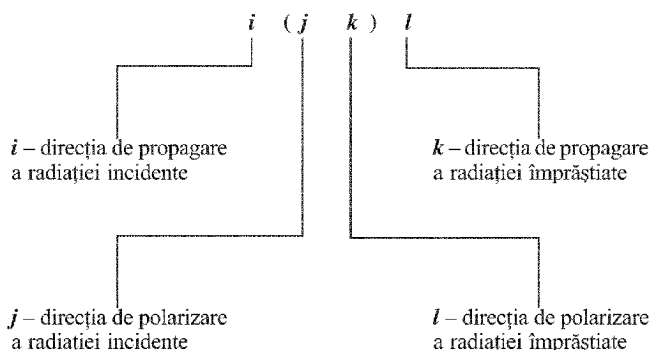
$$\begin{bmatrix} \beta_{xx} & \beta_{xy} & \beta_{xz} \\ \beta_{yx} & \beta_{yy} & \beta_{yz} \\ \beta_{zx} & \beta_{zy} & \beta_{zz} \end{bmatrix}$$

Mărimea real înregistrată în spectrul Raman este intensitatea spectrului de împrăștiere și, prin urmare, în spectrele de ordinul întâi ea este proporțională cu  $|\beta_{ij}|^2$ .

Tensorul  $\beta_{ij}$ , calculat pentru cristalele tuturor claselor de simetrie prin teoria grupurilor, este descris în lucrările [10, 16].

### Tehnica și metodică experimentului

Pentru notarea direcțiilor cristalografice și a direcțiilor de polarizare în spectroscopia Raman s-au utilizat semnele distinctive ale lui Porto [17] (*schema ce urmează*).



Astfel, notației  $i(jk)l$  pentru prima geometrie (vezi fig.3), îi corespunde  $Y(XX)Z$  ce are următoarea semnificație: Y indică direcția de propagare a razei incidente, cele două litere XX dintre paranteze indică direcția de polarizare a radiației incidente, Z indică direcția de propagare a radiației împrăștiate. Polarizarea razei incidente și a celei împrăștiate are loc de-a lungul axei X, iar observările se fac sub unghiul de  $90^\circ$  de-a lungul axei Z.

Pentru ridicarea spectrelor Raman s-a folosit monocromatorul dublu ДФС-24 cu laser [18, 19] avînd la bază generatorul cuantic optic „ИГЛИА-2”. Spectrograful ДФС-24 cu laser are următoarele caracteristici: distanța focală – 800 mm, domeniul de lucru - între 400 nm și 850 nm, dispersia liniară -  $4,5\text{Å}/\text{mm}$ , puterea de rezoluție -  $1\text{ cm}^{-1}$ , baleiajul se desfășoară după lungimile de undă. Avînd nivelul de difuzie a luminii nesemnificativ, aparatul este, totodată, destul de sensibil pentru detecția radiației împrăștiate. Ca sursă de excitație a spectrelor Raman s-a folosit laserul modificat „ИГЛИА-2” ce asigură o putere stabilă de emisie. Prioritatea aplicării unui astfel de laser se explică prin faptul că el este mai eficient în comparație cu laserele produse în serie, ce au un termen limitat de utilizare și stabilitate mică a puterii de emisie. Laserul funcționează în regim de „pompaaj”, iar schema generală este prezentată în figura 1. Puterea totală de emisie a laserului este

de 4 W și generează aproximativ 20 linii spectrale ( $Ar^+$  și  $Cr^+$ ) de la 4545 Å pînă la 6749 Å. Folosirea prisme de selecție  $P_1$  în interiorul rezonatorului permite de a selecta linii de generare separate.

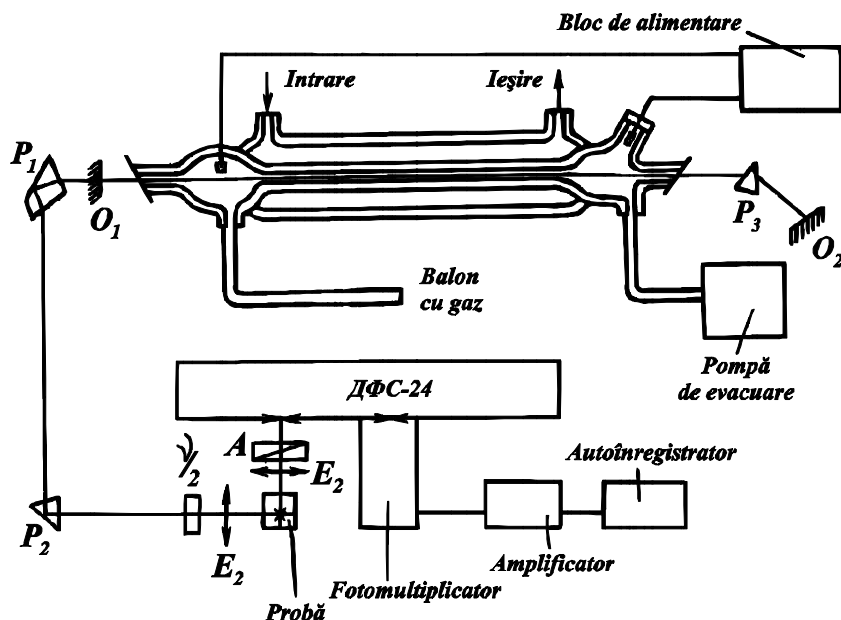


Fig. 1. Schema bloc a sursei laser de excitare a spectrelor Raman.

Raza de emisie a laserului era îndreptată spre instalație cu ajutorul a două prisme  $P_1$  și  $P_2$ , una dintre care era prisma Abbe ( $P_1$ ). Aceasta a permis evitarea iluminării cristalului cu linii de descărcare a plasmei. Pentru măsurători polarizante vectorul polarizării se rotea cu ajutorul unei lamele semiundă  $\lambda/2$ , iar lumina împrăștiată se analiza cu ajutorul prisme de polarizare  $A$ .

Măsurătorile în lumină polarizată se efectuau în geometrie „la reflexie”, în geometriile „de 90°” și „de 180°” [10, 11]. De regulă, geometria de iluminare cel mai frecvent folosită pentru a profita de toate avantajele este cea de 90°, în care radiația împrăștiată combinată este colectată și îndreptată în monocromator pe o direcție care face unghi drept cu direcția fascicolului excitator. Schemele acestor măsurători sunt prezentate în figura 2.

Primele două geometrii sunt obișnuite. În geometria „de 180°” raza laserului se îndreaptă asupra eșantionului cu ajutorul a două oglinzi:  $O_1$  – plană și  $O_2$  – sferică. Cristalul se instalează astfel încât raza reflectată să se propage în direcția opusă razei incidente. Menționăm că în geometriile „de 180°” și „la reflexie”, mărimea fluxului luminii împrăștiată ce pătrunde în aparatul de înscriere depinde mult de calitatea suprafeței cristalului. Din aceste considerente este necesar ca suprafețele monocristalului să fie naturale și perfecte optic. Lamelele folosite de noi corespundeau întocmai acestor cerințe.

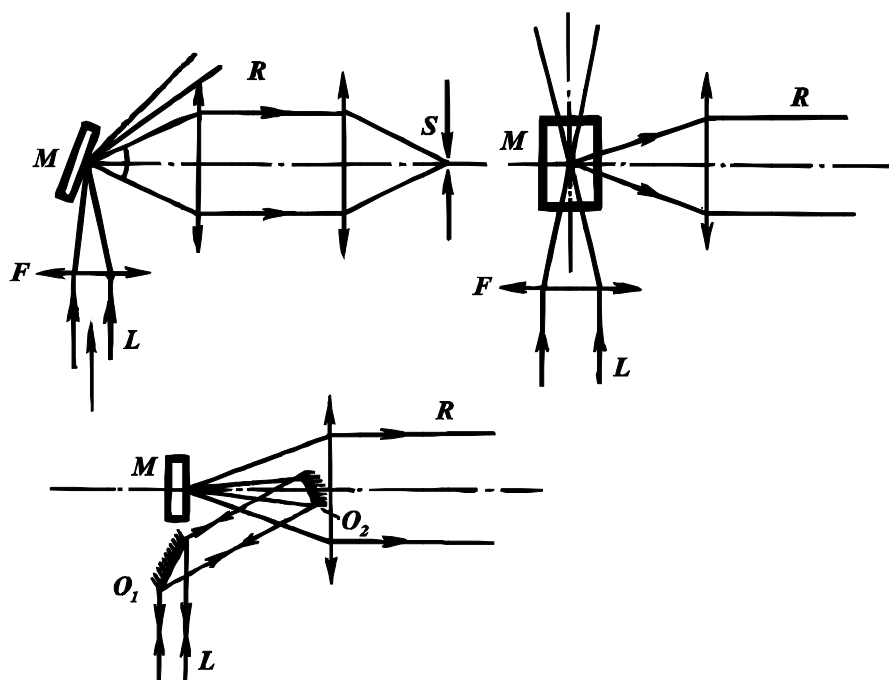


Fig. 2. Utilizarea „geometriilor” de iluminare la reflexie (sus, dreapta), împrăștiere în „geometria” de  $90^\circ$  (stînga, sus), sub unghi de  $180^\circ$  (jos): L – laser, F – filtru, M – eșantionul,  $O_1$ ,  $O_2$  – oglinzi, R – radiația Raman, colectată și focalizată spre fanta monocromatorului.

Primele două geometrii sunt obișnuite. În geometria „de  $180^\circ$ ”, raza laserului se îndreaptă asupra eșantionului cu ajutorul a două oglinzi:  $O_1$  – plană și  $O_2$  – sferică. Cristalul se instalează astfel încît raza reflectată să se propage în direcția opusă razei incidente. Menționăm că în geometriile „de  $180^\circ$ ” și „la reflexie”, mărimea fluxului luminii împrăștiate ce pătrunde în aparatul de înscriere depinde mult de calitatea suprafeței cristalului. Din aceste considerente este necesar ca suprafețele monocristalului să fie naturale și perfecte optic. Lamelele folosite de noi corespundeau întocmai acestor cerințe.

Măsurătorile la temperaturi joase s-au efectuat în geometria „la reflexie” în cristal de cuarț, eșantionul fiind introdus în azot lichid.

### Metode de analiză a spectrelor Raman și identificarea poltipilor

Monocristalele de  $ZnIn_2S_4$  s-au cercetat anterior prin metoda împrăștierii Raman [20]. Însă în această lucrare măsurători detaliate cu lumină polarizată nu s-au efectuat din cauza dimensiunilor mici ale cristalelor. Pe de altă parte, determinarea tipului vibrațiilor și a simetriei lor sunt posibile numai prin măsurători polarizante pe monocristale orientate pe axele cristalografice. În corespundere cu analiza teoretică de grup a regulilor de selecție pentru aceste monocristale (grupa spațială  $R3m$ ), după cum se relatează în lucrările [17, 20-23], în centrul zonei Brillouin sunt șase moduri optice dublu degenerate de tipul E și șase moduri optice

de tipul A, ce sunt active atât în absorbția IR, cât și în spectrele de împrăștiere Raman. Componentele tensorului pentru grupa punctuală  $C_{3v}^5$ , conform datelor din lucrările [14,25], sunt:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{vmatrix} a & \bullet & \bullet \\ \bullet & a & \bullet \\ \bullet & \bullet & b \end{vmatrix} & \begin{vmatrix} c & \bullet & \bullet \\ \bullet & -c & d \\ \bullet & d & \bullet \end{vmatrix} & \begin{vmatrix} \bullet & -c & -d \\ -c & \bullet & \bullet \\ -d & \bullet & \bullet \end{vmatrix} \\
 A_1(Z) & E(Y) & E(-X)
 \end{array}$$

În figura 3 sunt prezentate cel mai frecvent utilizate „geometrii” de împrăștiere pentru lamelele monocristaline studiate [23]. În geometria Y(ZX)Z,

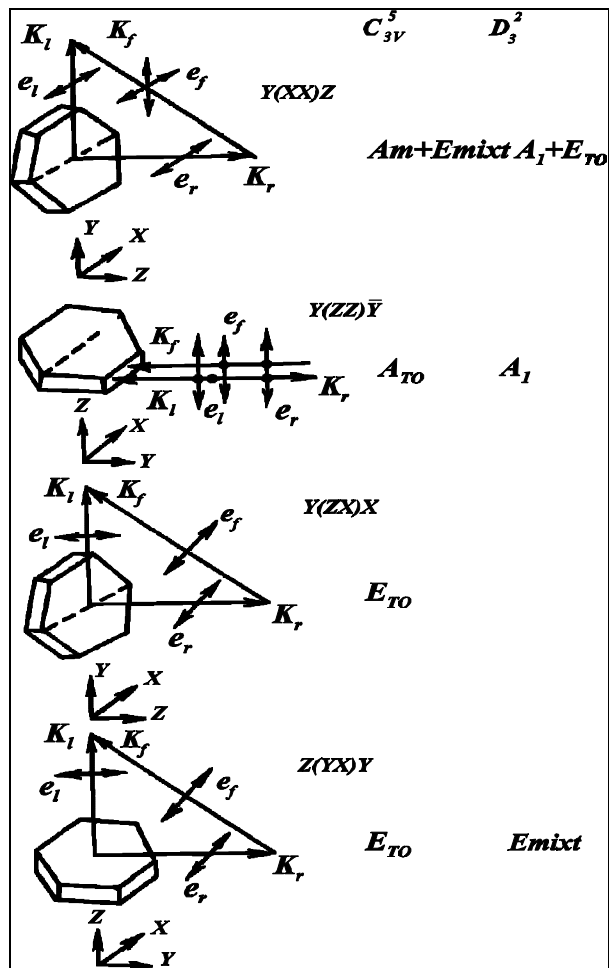


Fig. 3. Principalele geometrii de împrăștiere a luminii caracteristice lamelor monocristaline.

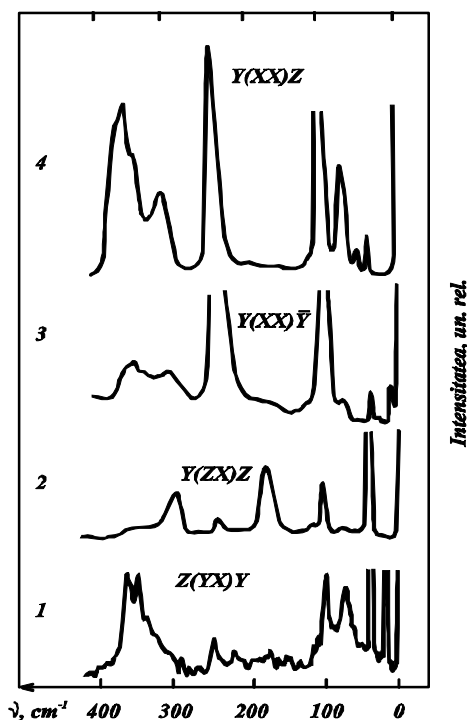


Fig. 4. Spectrele Raman la temperatura 300 K înregistrate în diferite geometrii.

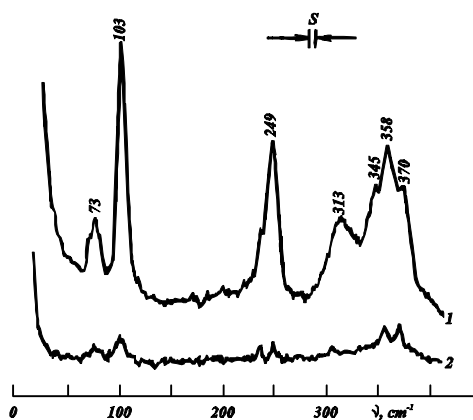


Fig. 5. Spectrele Raman la excitarea  $\lambda=647,1$  nm a laserului  $Kr^+$ :  
 1 – la polarizație paralelă  $Z(XX)\bar{Z}$ ,  
 2 – la polarizație perpendiculară  $Z(XY)\bar{Z}$

unde  $Y$  – direcția vectorului de undă al razei laser polarizată de-a lungul axei  $Z$ ,  $X$  – polarizarea luminii împrăștiată, observate de-a lungul axei  $Z$ , trebuie să se manifeste numai moduri de tip  $E(X)$ , adică, acele vibrații, ce au loc în planul stratului și în polarizarea de-a lungul axei  $X$ . În acest caz se constată că vectorul răspîndirii fononului se găsește în planul  $YX$ , deci,  $L_f \perp K_f$ , adică trebuie să se observe moduri Raman-active de tip transversal  $E_{TO}(X)$ .

Astfel, spectrele de împrăștiere combinată, fiind ridicate în diferite geometrii, modurile de tipul  $A$  pot fi, în principiu, separate de modurile de tip  $E$  și de asemenea pot fi separate  $A_{TO}$  de  $A_{LO}$  și  $E_{TO}$  de  $E_{LO}$ . Spectrele în lumină polarizată la excitarea cu diverse linii ale laserelor cu He-Ne, Kr și Ar au fost ridicate în geometrii cînd vectorul de undă al fononilor este paralel, sau perpendicular axei cristalografice  $C$  a monocristalului. În figura 4 sunt prezentate spectrele de împrăștiere Raman a monocristalului  $ZnIn_2S_4$  în cele mai caracteristice „geometrii” la temperatura obișnuită. Legătura între atomi în acest compus se exercită de către forțele iono-covalente [23]. Sub acțiunea cîmpului electrostatic de acțiune la distanță mare modurile de tipul  $A_1$  și  $E$  se despică în componente longitudinale și transversale [14, 23-25]. Astfel, în spectrele de împrăștiere Raman trebuie să se manifeste  $12(6E+6A_1)$  fononi optici transversali și tot atîția longitudinali. În cristalele anizotrope, frecvențele vibrațiilor polare depind de vectorul de propagare a fononului. Vibrațiile ce trec din tipul transversal în cel longitudinal se numesc

„quasifononi” [14]. Quasifononii pot să apară pentru „geometriile” de împrăștiere  $Y(XX)Z$  și  $Z(YX)Y$ . Însă în „geometriile” de împrăștiere  $Y(ZZ)Y$  și  $Y(ZX)Z$ , unde este interzisă apariția lor, se observă fișii pentru aceleași frecvențe ca și în „geometriile”  $Y(XX)Z$  și  $Z(YX)Y$ , dar cu un raport semnal/zgomot în spectre mai mic. Prin urmare, în spectrele din figura 4 quasifononii lipsesc. Astfel pentru  $ZnIn_2S_4$  în loc de 24 benzi preconizate în spectrele de împrăștiere Raman se observă numai 13. Cele mai tipice spectre Raman sunt prezentate în figura 5. Spectrul 1 s-a ridicat în cazul cînd sunt permise vibrațiile de tip  $A_1$  și E, iar spectrul 2 – cînd sunt permise numai vibrațiile de tip E. Este evident că frecvențele vibrațiilor înregistrate trebuie să fie raportate la vibrațiile de tip  $A_1$ . E de menționat că alura spectrului Raman (curba 1 din fig. 5) este foarte asemănătoare cu cea a funcției pierderilor de energie  $Im(-1/e)$  [26]. Cercetările spectrelor Raman a monocristalelor preconizate în „geometria” de reflexie la temperaturi joase (77 K) au demonstrat că toate frecvențele de împrăștiere Raman sunt condiționate de procese de ordinul întâi [18].

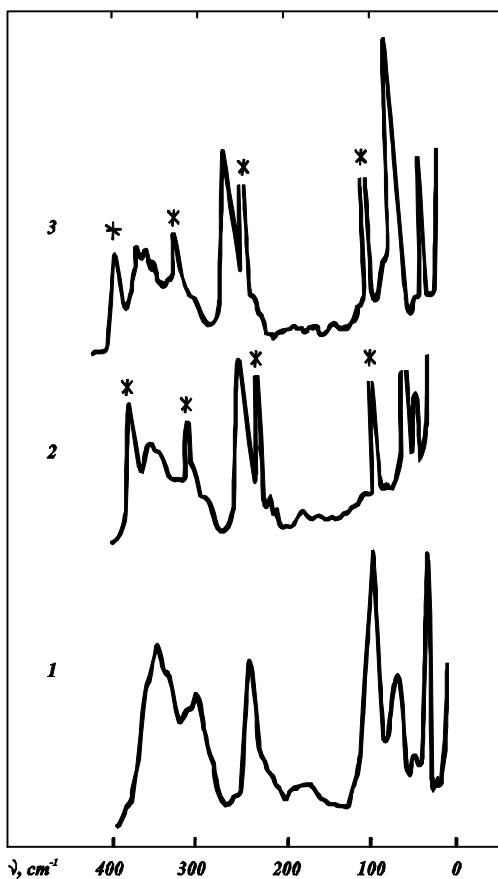


Fig. 6. Spectrele de împrăștiere Raman la 300 K în lumină depolarizată:

1 –  $ZnIn_2S_4$ , 2 –  $Zn_3In_2S_6$ , 3 –  $Zn_2In_2S_5$ .

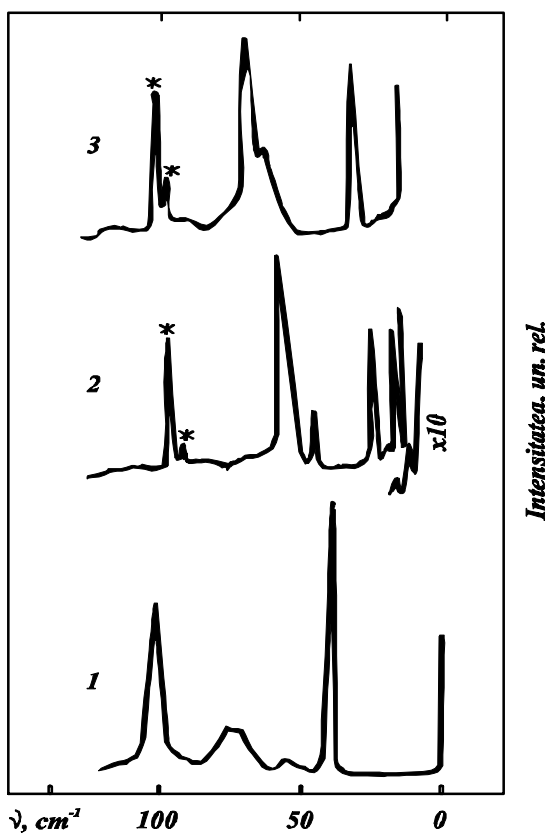


Fig. 7. Spectrele de împrăștiere Raman la frecvențe joase la temperatura 300 K în lumină depolarizată:

1 –  $ZnIn_2S_4$ , 2 –  $Zn_3In_2S_6$ , 3 –  $Zn_2In_2S_5$ .

Paralel cu spectrele compusului  $ZnIn_2S_4$  s-au cercetat și spectrele de împrăștiere Raman ale monocristalelor  $Zn_2In_2S_5$  și  $Zn_3In_2S_6$ . Spectrele împrăștierii Raman ale monocristalelor  $Zn_2In_2S_5$  și  $Zn_3In_2S_6$  au fost ridicate la temperatura 300 K în lumină depolarizată în geometria de reflexie.

Aceste spectre, împreună cu spectrele compusului  $ZnIn_2S_4$  înregistrate în aceleași condiții sunt prezentate în figura 6. Spectrele pentru toți cei trei compuși ( $x=1, 2, 3$ ) coincid calitativ în regiunea frecvențelor  $200\div400\text{ cm}^{-1}$ . Anume în acest domeniu de frecvențe ale spectrului se conțin vibrațiile perechilor de atomi Zn-S și In-S. Însă spectrele Raman de joasă frecvență la  $\nu < 100\text{ cm}^{-1}$  (fig.7) se deosebesc esențial. În aceste spectre se păstrează legitățile principale, dar odată cu mărirea lui  $x$  modurile împrăștierii Raman se deplasează în domeniul frecvențelor joase.

Coincidența spectrelor împrăștierii Raman pentru compușii cu  $x=1, 2, 3$  în domeniul frecvențelor  $200\div400\text{ cm}^{-1}$  și comportamentul respectiv al acestor spectre în domeniul  $100\div20\text{ cm}^{-1}$  se explică, probabil, prin asemănarea considerabilă a structurii rețelelor cristaline și naturii forțelor de legătură chimică în aceste cristale, ele fiind de natură quasimoleculară.

În lucrarea [27] s-a menționat că compușii ce fac parte din grupa  $A \overset{II}{B}_2 \overset{III}{C}_4 \overset{VI}$  posedă proprietăți similare și în domeniul ultraviolet al spectrului. Modurile de înaltă frecvență ( $200\div400\text{ cm}^{-1}$ ) urmează a fi atribuite la vibrațiile dintre straturi și ele trebuie să se schimbe neesențial la trecerea de la  $x=1$  la  $x=2$  și  $x=3$ . Însă modurile de frecvență joasă în acest caz urmează să fie raportate la vibrațiile dintre straturi, frecvențele cărora trebuie să se micșoreze odată cu mărirea masei moleculare, fapt care se observă în spectrele de împrăștiere combinată.

Deși spectroscopia Raman, ca și cea în IR, are ca obiect de studiu dinamica interacțiunilor interatomice din cristal și nu structura spațială a acestora, ea poate contribui mult la clarificarea acestei structuri sau identificarea politipului la care aparține cristalul dat [11]. Acest lucru este și mai oportun în cazul cristalelor cu mai multe modificări politipice pentru care metoda tradițională de specificare a politipului – difracția razelor X – nu dă rezultate concludente. Această contribuție este posibilă, deoarece regulile de selecție pentru activitatea Raman depind în ultima instanță, de simetria cristalului. Deși din examinarea spectrului Raman al acestuia nu se poate deduce exact grupul spațial de care ține modificarea politipică și, cu atât mai puțin, poziția atomilor în celula elementară, nici chiar dacă se examinează concomitent și spectrul IR, totuși, în unele cazuri, spectrul Raman poate elimina structuri ipotetice sau poate accepta o singură structură politipică din mai multe posibile. Un exemplu, care ilustrează posibilitățile metodei spectrale de elucidare a structurilor cristaline este acel al cristalelor de  $ZnIn_2S_4$ .

În baza analizei structurale cu raze X [28] pentru compusul  $ZnIn_2S_4$ , s-a stabilit existența unor modificări politipice. În prealabil, s-a presupus că monocristalele cercetate reprezintă politipul cu trei pachete ce posedă simetria  $R3m$  [28,29]. Politipul cu două pachete poate avea următoarea grupă de simetrie  $P3m1$  ce a fost aleasă de autorii [28] din posibilele grupe de simetrie:  $P\bar{3}m1$ ,  $P3m1$ ,  $P321$  [28], iar politipul ce conține un singur pachet –  $P3m1$ .



Considerînd că este stabilită în mod univoc existența numai a axei de simetrie de ordinul trei în  $ZnIn_2S_4$ , s-a efectuat analiza teoriei de grupuri pentru toate grupurile spațiale posibile, ce permit amplasarea în celula elementară a unui atom de  $Zn$ , doi atomi de  $In$  și patru atomi de  $S$ .

În cadrul acestei analize se determinau toate grupurile spațiale de simetrie, pentru care analiza teoriei de grupuri corelativă a regulilor de selecție avea ca rezultat interdicția alternativă în spectrele IR și Raman, deoarece în rezultatele experimentale se observă o coincidență și o corelare aproape perfectă a unor grupuri de benzi în IR și Raman nu numai după frecvență, ci și după forma conturului benzilor [18].

În rezultatul acestei analize, au rămas neeliminate grupurile P32, P312, P321. Dacă se satisface condiția că atomii de  $Zn$  au simetrie pozițională  $D_3^2$ , iar atomii de  $In$  și  $S$  ocupă locurile cu simetrie pozițională  $C_3$ , atunci analiza teoriei de grupuri oferă următorul set de vibrații optice:  $\Gamma=3A_1+3A_2+6E$ . Din acest grup reprezentativ, vibrațiile de tipul  $A_1$  sunt active numai în spectrele Raman,  $A_2$  – numai în spectrele IR, iar cele de tipul  $E$  – atât în spectrele Raman, cât și în IR.

Fiecare dintre aceste moduri, sub acțiunea câmpului coulombian cu rază lungă de acțiune, trebuie să se despică în componente longitudinale și transversale. În total ar trebui să se înregistreze 24 moduri în spectrele Raman, iar în IR – 2 moduri de tipul  $E$ . Acest număr de moduri ar trebui să fie înregistrat fără a lua în considerație interacțiunile dintre pachete. Prezența în spectrul IR a modurilor cu frecvențele 204 și 244  $cm^{-1}$  [18] și absența acestor moduri în spectrele Raman pun la îndoială faptul că monocristalele cercetate aparțin grupului spațial  $R3m$ . În afară de aceasta, după cum s-a menționat deja, în spectrele Raman se observă numai 13 moduri, deși trebuiau să fie cel puțin 24 moduri (fără a lua în considerație interacțiunea dintre pachete). Luarea în considerare și a interacțiunilor dintre pachete, ar trebui să conducă la mărirea numărului de moduri în spectrele Raman pînă la 72.

În așa fel, presupunerea că monocristalele cercetate aparțin politipului cu trei pachete este în contradicție cu rezultatele experimentale. În plus, din rezultatele cercetărilor efectuate sub presiune, reiese [24] că două moduri cu frecvențele 40  $cm^{-1}$  (tip  $E$ ) și 102  $cm^{-1}$  (tip  $A$ ), ce au valori mari ale coeficientului relativ de deplasare a frecvențelor în funcție de presiune  $g_i=7$  și sunt în legătură cu constantele elastice de interacțiune proporționale cu  $r^{-n}$ , unde  $n$  se află în limitele 5 și 8 (interacțiuni de tip Van der Waals), pot fi atribuite vibrațiilor dintre straturi (dintre pachete). Vibrațiile optice dintre straturi pot exista numai în cazul cînd în celula elementară se află nu mai puțin de două pachete (straturi). Din faptul că în experiențele efectuate la presiune s-au depistat numai două vibrații în planul pachetelor și perpendiculare lor, reiese că în celula elementară sunt numai două pachete. Astfel, din experiențele care au avut ca obiect de studiu spectrele IR, de împrăștiere Raman și împrăștierii Raman sub presiune, rezultă că cercetărilor au fost supuse monocristalele politipului  $ZnIn_2S_4$  cu două pachete.

### Interpretarea rezultatelor experimentale

Structura cristalină a compușilor politipi  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  ( $x=1, 2, 3$ ) a fost studiată în lucrările [19, 28-31]. În special, distanța dintre atomii situați în nodurile rețelei cristaline ale compusului  $ZnIn_2S_4$  sunt utilizate datele din lucrările [28,29], iar pentru  $Zn_2In_2S_5$  și  $Zn_3In_2S_6$  (III) din [30] și [31] respectiv. La datele prezentate în aceste lucrări vom apela în procesul de interpretare a spectrelor de împrăștiere Raman. Ulterior, rezultatele unor cercetări similare au fost publicate în lucrarea [32].

Analiza spectrelor de împrăștiere Raman în domeniul energiilor înalte a acestor compuși pune în evidență câteva linii spectrale a căror frecvențe diferă de la un compus la altul. Frecvențele fononilor sunt prezentate în tabelul 1.

Tabelul 1.

Frecvențele fononilor obținute din spectrele de împrăștiere Raman ale cristalelor de  $ZnIn_2S_4$ ,  $Zn_2In_2S_5$  și  $Zn_3In_2S_6$

Specia vibrațiilor		Frecvența $\omega$ , $cm^{-1}$		
$C_{3v}^5$	$D_3^2$	$ZnIn_2S_4$	$Zn_2In_2S_5$	$Zn_3In_2S_6$
E	E	391	396	394
E	E	364	382	374
$E_{T,O}$	$E_{T,O}$	358		
E	E	348	349	350
$E_{T,O}, (A)$	$E_{T,O}, (A_1)$	300, (311)	300	300, 310
$A_{T,O}$	$A_1$	247	240	240
$\Gamma_{T,O}, (-)$	$\Gamma_{T,O}, (-)$	179, (195)	175	165
$A_{T,O}$	$A_1$	102	76	77
$E_{T,O}$	$E_{T,O}$	75	52	68
E	E	54	36	45
$E_{T,O}$	$E_{T,O}$	40	31	32

În cristale se evidențiază câteva moduri cu frecvențele: pentru  $ZnIn_2S_4$  – 348, 358, 364 și 391, pentru  $Zn_2In_2S_5$  – 349, 382, 396 și pentru  $Zn_3In_2S_6$  – 350, 374, 396  $cm^{-1}$ . În figura 8 sunt reprezentate spectrele împrăștierii Raman. Vîrfurile de înaltă frecvență (300÷396  $cm^{-1}$ ) în compușii ternari sunt generate de vibrațiile

legăturilor S-S și Zn-S. Distanța dintre atomii S-S este egală cu 3,05 Å în tetraedre și 3,52 Å în octaedre. În acest caz, pentru cristalele tuturor celor trei compuși ternari, fragmentele legăturilor S-S sunt comune, iar vibrațiile S-S în tetraedre vor fi de frecvențe diferite în dependență de completarea tetraedrului cu atomi de Zn sau In. Distanța S-S dintre straturile ce nu sunt completate cu cationi este de 3,70 Å (echivalentă cu suma razelor de interacțiune Van der Waals a atomilor de sulf). Distanța S-S egală cu 3,52 Å în octaedrele de indiu este cu mult mai mică decât dublul razei ionice (1,84 Å) a atomilor de sulf. Se poate considera că modurile vibrațiilor de frecvență înaltă corespund moleculelor cu distanțe interatomice mai mici.

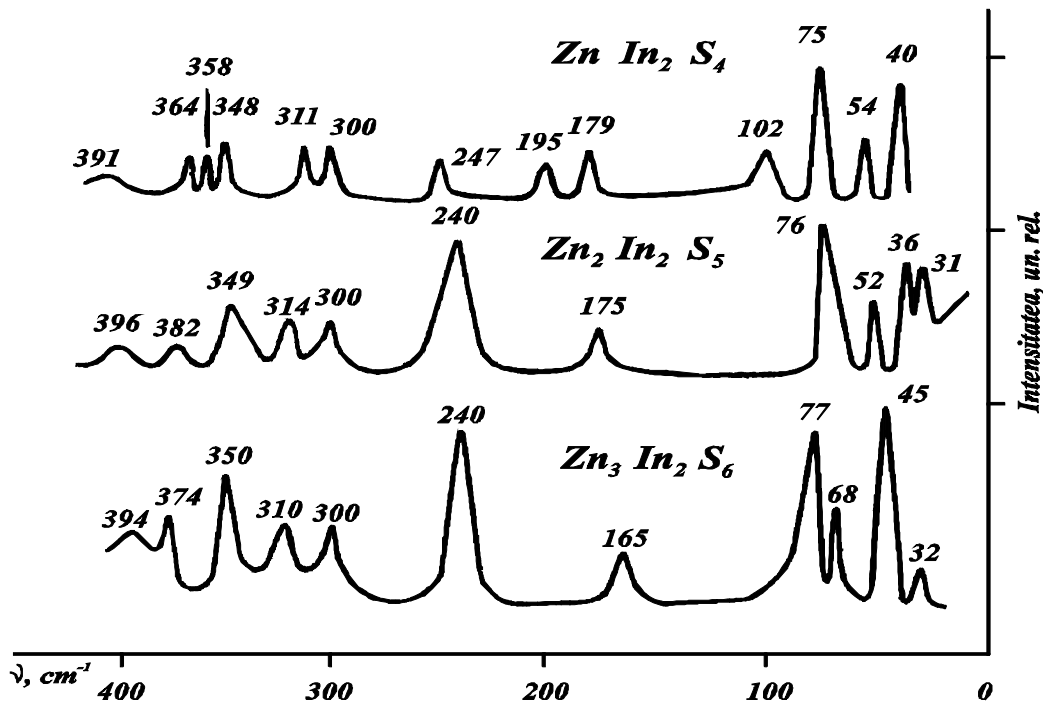


Fig. 8. Spectrele împrăștierii Raman ale compuşilor  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  ( $x=1, 2, 3$ ).

Modurile cu frecvențele 391 pentru  $ZnIn_2S_4$ , 396 pentru  $Zn_2In_2S_5$  și  $394\text{ cm}^{-1}$  pentru  $Zn_3In_2S_6$  corespund vibrațiilor condiționate de legăturile S-S cu distanța dintre atomi de 3,05 Å. Modurile cu frecvențele 364 ( $x=1$ ), 382 ( $x=2$ ) și  $374\text{ cm}^{-1}$  ( $x=3$ ) sunt condiționate de vibrațiile S-S în octaedri cu distanța dintre atomi 3,52 Å, frecvențele 348 ( $x=1$ ), 349 ( $x=2$ ) și  $350\text{ cm}^{-1}$  ( $x=3$ ) corespund cel mai mult frecvențelor vibrațiilor legăturilor Zn-S. În domeniul energiilor mici se observă moduri la frecvențele 300 și  $311\text{ cm}^{-1}$  pentru  $x=1$ , 300 și  $314\text{ cm}^{-1}$  pentru  $x=2$  și 300 și  $310\text{ cm}^{-1}$  pentru  $x=3$ . După cum se vede, aceste moduri, fiind identice după frecvență, sunt condiționate de vibrațiile ce au loc în straturile ce conțin legăturile Zn-S. Modurile cu frecvențele  $247\text{ cm}^{-1}$  pentru  $x=1$ ,  $240\text{ cm}^{-1}$  pentru  $x=2$  și  $x=3$  se datorează vibrațiilor perechilor de atomi In-S. Vibrațiile cu frecvențele 179 și  $195\text{ cm}^{-1}$  ( $x=1$ ), 175 ( $x=2$ ) și  $165\text{ cm}^{-1}$  ( $x=3$ ) confirmă apartenența acestor vîrfuri la

legăturile In-S. Modul cu frecvența  $102\text{ cm}^{-1}$  se manifestă numai în compusul monocristalin  $ZnIn_2S_4$ . Analizînd și comparînd împachetarea atomilor în celula elementară a compusului  $ZnIn_2S_4$  cu împachetarea celorlalți doi compuși, putem afirma că numai în acest compus ( $x=1$ ) se conțin straturi de sulf, amplasate între două straturi de indiu. Conform acestor sugestii, modurile cu frecvența  $102\text{ cm}^{-1}$  din  $x=1$  le punem în corelație cu legătura  $In_T-S$ . În octaedrele din rețeaua cristalină  $ZnIn_2S_4$ , distanța interatomică In-S alcătuiește  $2,62\text{ \AA}$  și este aproape egală cu suma razelor ionilor de  $In^{3+}$  și  $S^{2-}$ . În tetraedrele de indiu distanța interatomică  $In-S_{vert}$  constituie  $2,46\text{ \AA}$ , pe cînd suma razelor atomilor ( $r_{In}+r_S$ )= $1,44+1,04=2,48\text{ \AA}$ . Distanța interatomică  $In-S_{bază}$  de  $2,36\text{ \AA}$  este mai mică decît suma razelor tetraedrice. În cristalele  $Zn_2In_2S_5$  în tetraedre, distanța  $Zn-S_{vert}$  egală cu  $2,46\text{ \AA}$  coincide cu distanța analogică în straturile din structura  $ZnIn_2S_4$ . Distanța interatomică în legăturile  $In-S_{vert}$  egală cu  $2,4\text{ \AA}$  este ceva mai mare decît distanța pentru aceeași legătură din  $ZnIn_2S_4$ . În cristalele compusului  $Zn_3In_2S_6$ , de asemenea, se conțin straturi cu tetraedre de  $Zn$  și  $In$ . Astfel, trecînd de la un compus la altul, legăturile In-S diferă, deosebindu-se prin parametrii lor. Modul cu frecvența  $75\text{ cm}^{-1}$  se manifestă în toate cele trei tipuri de cristale și este condiționat de vibrațiile straturilor Zn-S în imediata apropiere cu tetraedrele ce conțin aceste legături de Zn-S. Acestor legături li se atribuie și frecvența  $68\text{ cm}^{-1}$  din  $Zn_3In_2S_6$ .

În domeniul frecvențelor joase ale spectrelor de împrăștiere Raman ale compusului  $ZnIn_2S_4$  se manifestă o linie spectrală îngustă cu frecvența  $40\text{ cm}^{-1}$  și alta cu frecvența egală cu  $54\text{ cm}^{-1}$ , pozițiile și formele cărora se schimbă în diferite eșantioane ale acestui compus. Această deosebire a spectrelor este condiționată de existența diferitor modificații politipice.

## Concluzii

În rezultatul cercetărilor efectuate s-a demonstrat:

1. Monocristalele  $ZnIn_2S_4$ , pentru care s-au studiat datele descrise, se cristalizează nu în structura cu grupa spațială R3m, dar, cel mai probabil, în grupa P321.
2. Structurile Raman a monocristalelor  $ZnIn_2S_4$ ,  $Zn_2In_2S_5$ ,  $Zn_3In_2S_6$ , se deosebesc în mod evident în domeniul frecvențelor joase ( $\nu < 100\text{ cm}^{-1}$ ), fapt care permite a utiliza metoda Raman pentru determinarea compoziției monocristalelor  $Zn_xIn_2S_{x+3}$ .
3. Coincidența calitativă a formei spectrelor Raman ale monocristalelor  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  și deosebirea frecvențelor benzilor în domeniul de joasă frecvență a spectrului fac posibilă presupunerea că aceste monocristale sunt quasimoleculare.
4. Cercetarea spectrelor de împrăștiere combinată sînt în acord cu concluziile din lucrarea [24] referitoare la faptul că monocristalele compusului  $ZnIn_2S_4$  cercetate aparțin politipului cu două pachete în celula elementară  $ZnIn_2S_4(II)$ .

Stabilirea tipului de legături între atomi (sau grupe de atomi) și punerea lor în corelație cu distanțele dintre atomii rețelei cristaline va permite nu doar înțelegerea dinamicii rețelei cristaline a compușilor studiați, ci și explicarea particularităților electronice (exitonice) ale acestora.

### Bibliografie

1. Martin, D.H. The Study of the Vibrations of Crystal Lattices by Far Infra-Red Spectroscopy // *Advances in Physics*, 1965, N14, 53, P. 39-99.
2. Claasen, H.H. Raman Apparatus Using Laser Excitation and Polarization Measurements // *Rotational spectrum of Fluorine. Appl. Spectr.*, 1969, 23, N1, P. 8-12.
3. Loudon, R. The Raman Effect in Crystals // *Advenc. Phys.*, 1964, V.13, 52, P. 423-482; Gowley R.A. *Proc. Phys. Soc.(London)*, 1964,84. - 281 p.
4. Марадудин, А., Монрол, Э., Вейс, Дж. Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении// М. Изд. Мир, 1965. -297с.
5. Борн, М., Хуан, Л. Динамическая теория кристаллических решеток// М., 1958. -357с.
6. Born, M., von Karman Th. *Phys. Zeit.*, 13, 1912. -297 p.
7. Raman, C.V. *Proc. Indian Acad. Sei.*, A, 18, 237,1943; A 54, 253 (1961).
8. Bhagavantam, S., Venkatarayudu, T. *Theory of Groups and its Applications to Physical Problems*// Waltair, Andhra University, 1962.
9. Porto, S.P.S., Wood, D.F. *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 52, 1962. -251 p.
10. Avram, N.. *Întroducere în Spectroscopia Raman*// Timișoara, România, 1982. - 247 p.
11. Butucelea, A. *Tehnici Noi în Spectroscopie*// București, România, 1984.-340 p.
12. Плачек, Г. Рэлеевское рассеяние и Раман эффект. Харьков,1935. – 213 с.
13. Овандер, А.Н. К теории нелинейных оптических эффектов // *ФТП*, 1963, т.5, 3, С. 872-873.
14. Сушинский, М.М. *Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов.* – М.: Наука, 1969. -336 с.
15. Пуле, А., Матье, Ж.. *Колебательные спектры и симметрия кристаллов.* – М.: Мир, 1973. -357 с.
16. Уилкинсон, Г.П. *Спектры комбинационного рассеяния ионных, ковалентных и металлических кристаллов*// *Применение спектров комбинационного рассеяния.* М. Мир, 1977. -586 с.
17. Damen, T.C., Porto, S.P.S., Tell, V. *Phys. Rev.* 1966, 142, P. 570.
18. Арама, Е.Д., Виноградов, Е.А., Жижин, Г.Н., Житарь, В.Ф., Мельник, Н.Н., Радауцан, С.И. Колебательный спектр кристаллической решетки  $ZnIn_2S_4$ . // *Доклады АН СССР*, 1976г., т. 231, №6, С. 1143-1146.
19. E. Aramă. *Proprietățile optice ale sulfizilor multicomponenți stratificați-Chișinău, Sirius*, 2004,198p
20. Baldini, G.R.L. Aggarwal et al. Raman Scattering in  $ZnIn_2S_4$ // *J. Zettera Nuovo Cimento*, 1972, V.5, 17, P. 1062-1066

21. Хэсс, М. Оптические свойства полупроводников// М., Мир, 1979. -275с.
22. Арама, Е.Д., Виноградов, Е.А., Жижин, Г.Н., Житарь, В.Ф., Мельник, Н.Н.. Оптические фононы в монокристаллах  $ZnIn_2S_4$ // Всесоюзная Конференция „Тройные Полупроводники и их Применение”, Кишинев, изд. „Штиинца”, 1976, С. 159-160.
23. Арама, Е.Д., Виноградов, Е.А., Жижин, Г.Н., Житарь, В.Ф., Мельник, Н.Н., Радауцан, С.И.. Комбинационное рассеяние света в монокристаллах  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  // Изв. АН МССР, Сер. физ-техн. и матем. наук. – Кишинев, 1978, №3, С. 33-39.
24. Виноградов, Е.А., Жижин, Г.Н., Мельник, Н.Н., Субботин, С.И., Панфилов, В.В., Арама, Е.Д., Житарь, В.Ф., Радауцан, С.И.. Комбинационное рассеяние света в монокристаллах  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  под давлением. // Журнал Прикладной Спектроскопии, 1979, т. XXXI, в. 4, С. 708-711.
25. Arama, E.. Raman’s spectroscopia of binary compounds of sulphides of Zn and In. // 3<sup>rd</sup> General conference of the Balkan Physical Union – Cluj-Napoca, Romania, 1997, P. 323.
26. Aramă, E.. Spectrele vibraționale în infraroșu ale rețelei cristaline a compușilor semiconductori  $Zn_xIn_2S_{3+x}$ . //Fizică și tehnică. Procese, modele, experimente, 2006, v.2, P.36-44.
27. Соболев, В.В.. Оптические спектры отражения деффектных бинарных и тройных соединений. // Изв. АН СССР, сер. неорган. материалы 1972, т.1, №8, С. 26-29.
28. Донника, Ф.Г., Радауцан, С.И., Киоссе, Г.А., Семилетов, С.А., Доника, Т.В., Мустя, И.Г.. Кристаллическая структура двухпакетного политипа  $ZnIn_2S_4(II)a$  и уточнение структуры трехпакетного политипа  $ZnIn_2S_4(III)a$ . // Кристаллография, 1971, т.16, вып.1, С. 235-237.
29. Доника, Ф.Г., Радауцан, С.И., Семилетов, С.А., Киоссе, Г.А., Мустя, И.Г.. Кристаллическая структура двухпакетного политипа  $ZnIn_2S_4(II)b$ . Кристаллография, 1972, т.17, вып.3,С.663-665.
30. Доника, Ф.Г., Радауцан, С.И., Семилетов, С.А., Киоссе, Г.А., Доника, Т.В., Мустя, И.Г.. Кристаллическая структура политипной формы  $Zn_2In_2S_5(III)a$ . // Кристаллография, 1970, т.15, вып.4, С. 816-817.
31. Donica, F., Zhitar, V., Radautsan, S.. The crystal structure of  $Zn_3In_2S_6$ . // Acta Crystallographica. VII Intern. Congress and Symposium (Abstracts) -Moscow, July, 1966, P. A49.
32. Радауцан, С.И., Сырбу, Н.Н., Левин, В.Э., Доника, Ф.Г.. Колебательные спектры кристаллической решетки политипов соединений  $Zn_mIn_2S_{3+m}$ . // Физика и техника полупроводников, 1990, т.24, №9, С. 1952-1957.

## RAMAN DISPERSION VIBRATORY SPECTRA IN $Zn_xIn_2S_{3+x}$ CRYSTALS

**Efim Aramă**

(Nicolae Testemițanu State University of Medicine and Pharmaceuticals)

The synthesized material presents Raman dispersion spectra of light for the  $Zn_xIn_2S_{3+x}$  composed crystals as well as the experiment technology and methodology, research methods, and spectra analysis by using the information from X-rays structural analysis data. Laser radiation excitation of spectra investigation methods and the experiment technology were elaborated. The spectra obtained for the mentioned compounds in  $10\div 400\text{ cm}^{-1}$  frequency domain were studied. The specific features of vibratory spectra depending on the bounds between strata and the position of Zn and In in octahedral and tetrahedral holes were interpreted.

Prezentat la redacție la 23.07.08

CZU: 538.9

## CREȘTEREA EPITAXIALĂ DIN FAZĂ DE VAPORI A STATURILOR SUBȚIRI DE ZnSe

**Mihail Popa** (Universitatea de Stat „Alec Russo” din Bălți, R. Moldova)

**Gheorghe Ioan Rusu** (Universitatea „Al. I. Cuza” din Iași, România)

Straturile subțiri de ZnSe au fost crescute epitaxial pe suporturi de GaAs și safir într-un sistem cu tub deschis prin reacția vaporilor de Zn cu gazul hibrid nemetalic de  $H_2Se$ . A fost analizată influența temperaturii suportului asupra controlului stoichiometriei și polimorfismului straturilor subțiri. Microfotografiile TEM indică faptul că straturile obținute au o structură policristalină, sunt compacte și prezintă o rugozitate mică.

### Introducere

Pentru realizarea unor tipuri speciale de dispozitive semiconductoare, precum și a diferitelor elemente și circuite microelectronice se folosesc straturi subțiri semiconductoare obținute prin *creșterea epitaxială*. În general, prin epitaxie se înțelege procesul de creștere a unui cristal pe un alt cristal cu structură identică. Într-un sens mai îngust, epitaxie înseamnă însă creșterea orientată a cristalitelor în straturi subțiri, adică obținerea straturilor subțiri texturate parțial sau total (straturi monocristaline), indiferent de natura suportului [1, 2].

Cu toate că în prezent există destul de multe publicații referitoare la creșterea cristalelor de compuși semiconductori  $A^{II}B^{VI}$  (prin evaporare termică în vid, din soluție, din topitură, din fază solidă etc.) [1-5], despre creșterea epitaxială din fază de vapori a acestor compuși s-a scris puțin. Un avantaj al acestei metode constă în faptul că se sintetizează produsul final din vapori ale substanțelor simple, destul de pure. În cazul celorlalte metode se folosesc cristale masive în calitate de sursă de compuși semiconductori.



Seleniura de zinc (ZnSe) este un material semiconductor din grupa  $A^{II}B^{VI}$  cu mai multe caracteristici importante: bandă interzisă largă, rezistivitate electrică mică, fotosensibilitate și transmisie optică mare, etc. În consecință, acest compus oferă o largă varietate de aplicații ca fotodetectori, celule solare, dispozitive emițătoare de lumină albastră etc. [3, 5, 6].

Obținerea straturilor subțiri de ZnSe de înaltă calitate, corelarea condițiilor de depunere cu structura acestora au constituit obiectivele cercetării noastre. O altă sarcină importantă a fost studierea structurii și morfologiei de suprafață a eșantioanelor obținute.

### Detalii experimentale

În lucrare este prezentată creșterea epitaxială a straturilor de ZnSe pe suporturi de GaAs și safir, prin reacția vaporilor de metal cu hidruri gazoase nemetalice. Depunerea epitaxială a fost efectuată cu ajutorul instalației reprezentate schematic în fig. 1 [3-5]. Cu ajutorul acestei instalații se pot prepara atât compuși  $A^{II}B^{VI}$ , cât și compuși  $A^{III}B^{V}$ , în straturi subțiri. De asemenea, se pot obține compuși dopați cu diferite impurități.

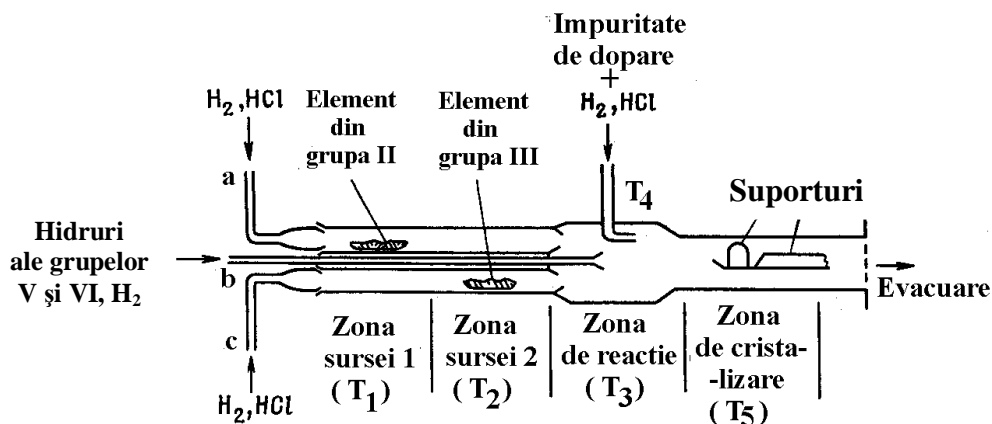


Fig. 1. Schema instalației pentru creșterea epitaxială din fază de vapori.

În calitate de suporturi s-au folosit plachete din GaAs și safir. Înainte de utilizare, suporturile de GaAs au fost polizate mecanic pînă la obținerea unei suprafețe oglindă, apoi au fost supuse polizării chimice în soluție diluată de Br și alcool metilic, cu sau fără adaos de H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>. Suporturile de safir (polizate mecanic de firma producătoare) au fost supuse unui tratament de recoacere prin intermediul unui flux de H<sub>2</sub>, la temperatura de 1300°C, timp de 15 minute, într-un reactor special. Aceste prelucrări simple sunt suficiente pentru obținerea straturilor epitaxiale monocristaline. În același timp au fost încercate și alte metode de preparare a suprafețelor de safir, inclusiv corodarea chimică în acid cald de H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> urmată de tratarea cu corodorul Caro, precum și tratarea gazoasă în fluxul H<sub>2</sub> + HCl la temperaturi de la 1000 pînă la 1250°C [6].

Vom prezenta, în continuare, unele detalii experimentale privind creșterea straturilor epitaxiale. Zincul topit, aflat în tăvița „Element din grupa a II-a” este

menținut la temperatura  $T_1$ . La pomparea hidrogenului ( $H_2$ ) prin canalul "a" vaporii de Zn sunt deplasati spre zona de reacție. Vaporii de Se sunt pompați prin canalul "b" sub formă de hidrură gazoasă ( $H_2Se$ ), în amestec cu hidrogen. Fluxurile de vapori se suprapun în zona de reacție aflată la temperatura  $T_3$ , iar depunerea seleniurii de zinc se produce pe suporturile aflate în zona de cristalizare la temperatura  $T_5$ .

Reacția chimică ce conduce la formarea compușilor semiconductori  $A^{II}B^{VI}$  se poate scrie astfel:



După o serie de măsurători experimentale cu amestecuri gazoase în diferite proporții, viteze de depunere diferite și temperaturi variate în diferite zone ale instalației, au fost stabilite condițiile optime de cristalizare a ZnSe. Debitul fluxului gazos de  $H_2$  (de circa  $200 \text{ cm}^3/\text{min}$  deasupra topiturii de Zn), precum și debitul fluxului gazos de  $H_2Se$  (de circa  $3 \text{ cm}^3/\text{min}$ ) au fost alese astfel încât să se obțină un număr egal de moli (de circa  $10^{-6} - 10^{-5}$  moli/min) de Zn și Se, necesari pentru depunerea stratului stoichiometric de ZnSe. Dacă debitul fluxului gazos de  $H_2Se$  creștea pînă la  $10-15 \text{ cm}^3/\text{min}$ , se forma un material policristalin cu mai multe faze. Faza principală era formată din aliajul  $Ga_2Se_3 - ZnSe$ , iar cea secundară reprezenta ZnSe cu structură cubică preponderentă și cu unele domenii cu structură hexagonală.

Structura straturilor subțiri de ZnSe a fost investigată prin difracție de radiații X (XRD), folosind radiația  $CoK_\alpha$  în intervalul unghiular  $25^\circ - 70^\circ$ , precum și radiația  $MoK_\alpha$  în intervalul unghiular  $5^\circ - 25^\circ$ . Din difractograme au fost determinate pozițiile maximelor de difracție, adică valorile unghiurilor Bragg  $2\theta$ . Folosind fișe speciale (ASTM) au fost identificate picurile corespunzătoare diferitelor distanțe interplanare  $d_{hkl}$ . Prezența picurilor de difracție ne-a permis să determinăm structura straturilor obținute.

### Rezultate experimentale. Analiză

Dintre parametrii procesului de cristalizare cea mai mare influență asupra stoichiometriei, vitezei de creștere și structurii straturilor o exercită temperatura suporturilor.

Odată cu creșterea temperaturii suporturilor, se mărește și viteza de creștere a straturilor epitaxiale de ZnSe (tabel). Pentru temperaturi mai mici de  $700^\circ\text{C}$ , vitezele de creștere au fost relativ mici ( $1 - 5 \text{ }\mu\text{m/h}$ ). În intervalul de temperaturi ale suportului cuprinse între  $700$  și  $800^\circ\text{C}$  cristalitele au crescut mai repede, însă aici s-au format straturi cu structură mixtă, care conțineau atât faza cubică (blendă de zinc), cât și cea hexagonală (würtzit). La temperaturi mai mari de  $830^\circ\text{C}$  s-au obținut straturi numai cu structură cubică. La  $890^\circ\text{C}$  viteza de creștere atinge valoarea de  $36 \text{ }\mu\text{m/h}$  [6].

## Influența temperaturii suportului asupra creșterii epitaxiale a straturilor de ZnSe

Suport	Temperatura suportului (°C)	Viteza de creștere (μm/h)	Caracteristicile structurii straturilor epitaxiale de ZnSe	
			Structura	Tipul rețelei
GaAs	650	2	mono-	c
GaAs	700	5	mono-	c
GaAs	750	6	mono/poli-	c/h
GaAs	800	9	mono/poli-	c/h
GaAs	830	13	mono-	c
GaAs	850	18	mono-	c
GaAs	890	36	mono-	c
GaAs	890	29	mono-	c
Safir	850	15	mono-	c

c – structură cubică; c/h – structură cubică preponderentă, unele domenii cu structură hexagonală; mono – structură monocristalină; mono/poli – structură monocristalină cu unele domenii policristaline;

Pentru straturile subțiri de ZnSe obținute am efectuat studii de structură prin microscopie electronică prin transmisie (TEM) [6]. Microfotografiile (fig. 2 și 3) indică faptul că cristalitele au forme și dimensiuni asemănătoare, iar rugozitatea calculată a probelor este mică, variind între 20 și 60nm. Aici  $d$  reprezintă grosimea stratului,  $T_{sup}$  – temperatura suportului,  $r_d$  – viteza de creștere. Dimensiunea medie a cristalitelor a fost estimată între 220 și 350 Å. Aceste valori sunt în bună concordanță cu cele determinate și prin alte metode [6].



Fig. 2. Microfotografie TEM (scara 1:3000) pentru proba A.078 ( $d = 7.8 \mu\text{m}$ ,  $T_{sup} = 700^\circ\text{C}$ ,  $r_d = 5 \mu\text{m/h}$ ).

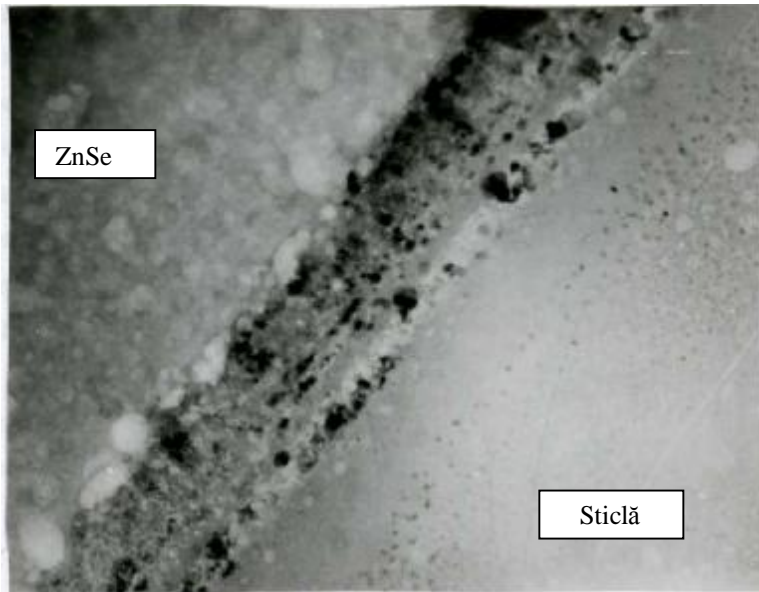


Fig.3. Imaginea TEM (secțiune transversală) (scara 1:3000) pentru proba A.078 ( $d = 7.8 \mu\text{m}$ ,  $T_{\text{sup}} = 700^\circ\text{C}$ ,  $r_d = 5 \mu\text{m/h}$ ).

Interfața dintre stratul de ZnSe și suportul de GaAs este rugoasă (fig. 3). O textură specifică s-a observat la suprafața exterioară a straturilor de ZnSe.

### Concluzii

În lucrare se prezintă metoda de creștere epitaxială din fază de vapori a straturilor subțiri de ZnSe pe suporturi de GaAs și safir. Analiza eșantioanelor obținute au demonstrat că straturile obținute de noi sunt policristaline, cu cristalite de dimensiuni mici și pot avea o structură cubică de tip blendă de zinc sau hexagonală de tip würtzit sau structură mixtă. Straturile sunt compacte și prezintă o rugozitate mică.

### Bibliografie

1. Maissel, L. I., Glang R., *Handbook of Thin Film Technology*, New York, McGraw Hill Book, 1970, 568 p.
2. Spînulescu, I. *Fizica straturilor subțiri și aplicațiile acestora*, București, Ed. Științifică, 1975, 458 p.
3. *Материалы для оптоэлектроники*, Москва, Мир, 1976, 405стр.
4. Kazmerski, L.L., *Polycrystalline and Amorphous Thin Films and Devices*, New York, Academic Press, 1980, 760p.
5. Gîdea, S., Protopopescu, M., Drimer, D., *Metalurgia fizică a materialelor semiconductoare*, București: Ed. Acad., 1967, 540 p.
6. Popa, M. E., *Contribuții la studiul proprietăților electrice și optice ale unor compuși semiconductori binari în straturi subțiri: Rezumatul tezei de doctorat*, Universitatea "Al. I. Cuza", Iași, 2003, 56p.

## VAPOR-PHASE EPITAXIAL GROWTH OF ZnSe THIN FILMS

**Mihail Popa** („Alec Russo” Beltsy State University, Republic of Moldova)  
**Gheorghe Ioan Rusu** („Al. I. Cuza” University of Iassy, Romania)

ZnSe thin films have been grown epitaxially on GaAs and sapphire substrates in an open-tube system by the reaction of Zn vapors with the H<sub>2</sub>Se nonmetallic hydride gas. The influence of substrate temperature in controlling stoichiometry and polymorphism of thin films have been analysed. The microphotographs TEM indicate that obtained films have a polycrystalline structure, are compacted and have a small roughness.

Prezentat la redacție la 20.05.08

CZU: 538.9

## STUDIUL EXPERIMENTAL AL CONDUCTIVITĂȚII ELECTRICE A METALELOR LICHIDE

**Simion Băncilă, Adela Ciobanu**  
(Universitatea de Stat „A. Russo”, Republica Moldova)

În lucrare sunt descrise instalațiile și metodele de măsurare a conductivității electrice a metalelor lichide în intervalul temperaturilor 300...2500 K. Se argumentează avantajele metodei de măsurare prin contact, bazată pe încălzirea inductivă a probelor. O atenție deosebită se acordă perfecționării instalației, metodelor de măsurare și calculului erorii la determinarea conductivității electrice

### 1. Considerații generale asupra metodelor de măsurat

Metodele existente de măsurare a conductivității electrice se împart în două categorii mari: cu contact și fără contact. Cele mai răspândite și mai simple metode s-au dovedit a fi cele cu contact. În aceste metode, aplicarea curentului electric la probă și măsurarea căderii de tensiune se face cu ajutorul unor electrozi aflați în contact cu proba; forma geometrică a modelului poate în principiu fi arbitrară.

Metodele cu contact se aplică larg la determinarea conductivității electrice atât a metalelor solide, cât și a celor lichide. Pentru măsurarea conductivității electrice a metalelor lichide, acestea se introduc într-un capilar (tub) dielectric (sticlă, cuarț, corund, magnezită) sau conductor (oțel inoxidabil, molibden, wolfram, tantal, grafit). În ultimul caz, este necesară luarea în considerare a conductivității pereților.

În funcție de tipul încălzirii, metodele cu contact pot fi cu încălzire directă și indirectă. De regulă, prima metodă se aplică la determinarea conductivității electrice a probelor din sîrmă. Încălzirea se face la trecerea curentului electric prin probă [1,2] (aici și mai jos se fac referințe la lucrări efectuate în domeniul

temperaturilor înalte). În cel de al doilea caz [3], la determinarea conductivității electrice a unor probe masive cilindrice (sau a fiolelor împlute cu un metal lichid) încălzirea se face cu o sursă de căldură exterioară, prin bombardarea cu electroni sau prin intermediul curenților de inducție de înaltă frecvență [4,5]. Măsurarea conductivității electrice prin metoda de contact se poate face prin mai multe procedee: cu ajutorul unei punți simple sau duble, ampermetru-voltmetru și potențiomtru. Ultima metodă este cea mai răspândită. Prin metoda potențiomtrică se impune măsurarea căderii de tensiune în probă și într-o rezistență standard unită în serie cu proba. Pentru a exclude rezistența conductoarelor și fenomenelor de contact, se recurge la aplicarea metodei cu patru electrozi: doi electrozi servesc pentru aducerea curentului, iar ceilalți doi se folosesc pentru măsurarea căderii de tensiune pe sectorul evidențiat al probei. Căderea de tensiune se măsoară în regim de compensare. Pentru compensarea forței electromotoare, măsurările se efectuează în sensul direct și invers al curentului. Eroarea acestei metode nu depășește 0,1...1 %. Dezavantajele metodelor de contact se manifestă mai cu seamă în domeniul temperaturi înalte. Una dintre inconvenientele principale este contactul imperfect între electrozi și probă (nu întotdeauna este posibilă sudarea; în unele cazuri contactul este asigurat de spirale). Alte dezavantaje ale metodelor de contact constau în apariția forței electromotoare între probă și electrozii de potențial, necesitatea luării în considerare a interacțiunii dintre substanța cercetată și borne sau peretele capilarului.

Metodele fără contact sunt bazate pe interacțiunea dintre electronii conductivi ai probei metalice și câmpul magnetic variabil. De cele mai multe ori conductivitatea electrică se determină în funcție de unghiul de răsucire a unei cupe umplute cu un metal lichid și suspendată de un fir elastic într-un câmp magnetic rotativ. Mișcarea de rotație a câmpului magnetic este creată de trei sau șase bobine. Pentru prima oară această metodă a fost realizată în varianta relativă a lui Brounbek [6], Grube și Speidel [7]. Pentru modelele de formă cilindrică de rază  $R$  și înălțime  $h$ , Brounbek a obținut următoarea relație de calcul a momentului de torsionare:

$$M = \frac{\rho}{4} swhR^4 H^2, \quad (1)$$

în care:  $\sigma$  reprezintă conductivitatea electrică a probei;

$\omega$  - frecvența unghiulară de rotație;

$H$  - intensitatea câmpului magnetic.

În lucrarea [6] s-a apreciat corecția la câmpul magnetic suplimentar al curenților turbionari din probă. Întrucât relația (1) încadrează raza la puterea a patra, devine evident că corecția la distorsionarea termică este prea mare. Metoda câmpului magnetic rabatat a fost dezvoltată de A. P. Reghel [8, 9]. Rezolvarea dată de Hertz a fost dusă de el pînă la relații finale de calcul, valabile pentru orice frecvență. Totodată, A. P. Reghel a verificat experimental influența devierilor posibile de la condițiile ideale.

O metodă analogă a fost examinată în lucrarea [9] pentru sferă. Forma sferică a probei prezintă anumite inconveniente în executare, motiv din care nu a obținut aplicare largă.



Conform estimărilor făcute în [10], eroarea metodelor fără contact constituie 2...6 %. Precizia s-ar putea majora, dacă această metodă s-ar folosi ca una relativă. De altfel, eroarea măsurărilor s-ar reduce pînă la 1 % [3].

Prin metoda fără contact a fost determinată conductivitatea electrică a metalelor: Fe, Ni, Co, Mn, La, Ce, Nd, Pr, Cu, Pb, Al [10].

Dintre alte metode fără contact se poate menționa metoda de determinare a conductivității electrice, bazată pe măsurarea forței de respingere a modelului din solenoidul alimentat cu curent alternativ.

În studiile moderne ale conductivității electrice a metalelor lichide nu s-a dat preferință nici uneia din metode, ambele aplicîndu-se cu succes.

În lucrarea de față s-a recurs la metoda de contact. După cum s-a menționat anterior, studiul conductivității electrice este o parte integrantă a studiului complex al proprietăților metalelor lichide la temperaturi înalte. Specificul metodelor care permit determinarea proprietăților termice este legat de folosirea cupelor metalice. Evident, containere anologice au fost utilizate de autori și la măsurarea conductivității. Metoda de măsurare realizată prin folosirea încălzirii inductive de înaltă frecvență a devenit destul de comodă, permițînd efectuarea măsurărilor pînă la temperaturi de 2500 K. Descrierea experiențelor efectuate în această lucrare este subiectul paragrafului următor.

## 2. Descrierea experimentului

În acest paragraf se descrie metoda de măsurare prin contact a conductivității electrice a metalelor lichide, caracterizate prin aplicarea încălzirii inductive la frecvența înaltă a fiolelor metalice umplute cu metalul lichid cercetat. Folosirea încălzirii inductive permite obținerea în probă a unui câmp de temperatură relativ omogen și convenabil prin inerția sa unică. Timpul necesar instalării unei temperaturi stabile constituie cîteva secunde. Datorită acestui fapt măsurările pot fi efectuate destul de rapid. Un alt avantaj important al experimentului constă în posibilitatea variației lente a puterii aplicate la model și, implicit, a temperaturii probei. Măsurările pot fi efectuate atît în vid, cît și într-un mediu gazos inert. Instalația experimentală descriă mai jos a fost folosită anterior de către Macarenco I. L. și Arutiunov A. V. [4, 5] la măsurarea conductivității electrice a unor metale greu fuzibile [11]. Această instalație a fost adaptată de autor la măsurarea conductivității electrice a metalelor lichide [12-14].

Schema instalației se ilustrează în figura 1. Proba cercetată reprezintă o fiolă umplută cu un metal lichid, care se așează pe axa inductorului unui generator inductiv de frecvență înaltă de tip ГЖИИ-15, sub o calotă de vid. Fiola se confecționează dintr-un semifabricat de tantal sau niobiu avînd diametrul ~14 mm, lungimea ~10 mm, și grosimea  $\delta R = R_2 - R_1 = 1,5 - 2$  mm.

Cavitatea cilindrului s-a prelucrat cu un alezor, care a permis obținerea destul de exactă a geometriei fiolei. Netezimea prelucrării suprafeței exterioare a cilindrului a corespuns clasei a 8-a. Capacul fiolei s-a executat din același material. Pînă a se umple cu metal, fiola era călită timp de cîteva ore, în vid, la temperatura  $T = 2200$  K, după care se măsura rezistența electrică. Umplerea fiolei se făcea la



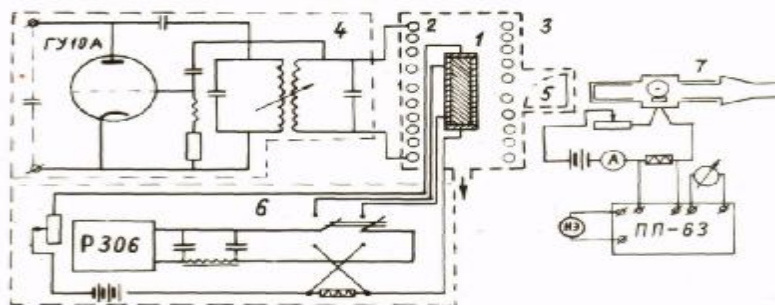


Fig.1 Schema de măsurare a conductivității electrice [12].

1-proba, 2-inductor, 3-calotă cu vid, 4-generator, 5-clapetă, 6-schemă de măsurat, 7-pirometru optic.

temperatura camerei. În acest scop, din materialul cercetat se strunjea un cilindru, al cărui diametru era egal cu diametrul interior al fiolei; lungimea lui se alegea luându-se în considerare dilatarea termică a materialului cercetat. Etanșarea la vid a îmbinării între fiolă și capac s-a realizat prin sudură cu un fascicul de electroni. Bornele executate din sîrmă de tantal cu diametrul 1 mm s-au presat în găurile din centrele capetelor fiolei. Electrozii de potențial (sîrmă de tantal cu diametrul  $\sim 0,3$  mm) au fost ștemuiți în orificiile radiale amplasate pe generatoarea fiolei. Distanța dintre electrozi a constituit 50...60 mm. Electrozii ieșeau în exteriorul capetelor fiolei cu  $\sim 20$ mm. Bornele și electrozii de potențial au fost dispuși în plane care traversau axa indicatorului, pentru a reduce țințele de frecvență înaltă. (Asamblarea fiolei este ilustrată în fig. 2 și 3).

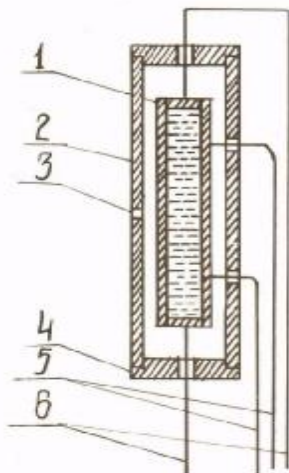


Fig.2. Montarea probei pentru măsurarea conductivității electrice prin încălzire indirectă: 1-proba; 2-tub de noibiu; 3-orificiu cu diametru 0,8 mm pentru măsurarea temperaturii; 4-capacul tubului; 5-electrozi de potențial; 6-borne.

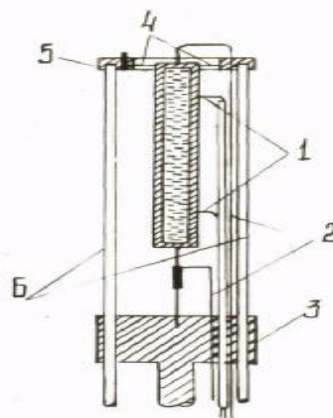


Fig.3 Montarea probei pentru măsurarea conductivității electrice: 1-electrozi de potențial; 2-borne; 3-disc de reazem; 4-ace de wolfram; 5-inel executat din pirofilit; 6-bețișoare ceramice.

Camera de vid era compusă dintr-o bază de alamă, echipată la rîndul său cu șine răcite cu apă, prin care se făcea alimentarea cu curentul electric și o calotă. Pentru a evita prăfuirea ferestrei de vizualizare, aceasta s-a îndepărtat la o distanță semnificativă de la probă și s-a echipat cu o clapetă transparentă, a cărei poziție putea fi schimbată cu ajutorul unui mecanism electromagnetic special. Etanșarea la vid între calotă și bază s-a realizat cu ajutorul unui șlif răcit cu apă. În timpul măsurăturilor, vidul din spațiul de lucru nu era mai jos de 10 mmHg. Cele două circuite, anodic și cu grilă, aveau o legătură inductiv variabilă, care permitea ca puterea aplicată pe model să fie variată lent. Pentru a reduce pulsațiile de tensiune ale anodului, în circuitul anodic al lămpii de generator de tipul ГY-10A a fost introdus un filtru de atenuare (cu capacitatea de 8  $\mu$ F). Puterea în inductor constituia 7...8 kW, iar cea consumată din rețea 15 kW. Pentru realizarea simetriei cîmpului electromagnetic, încălzirii uniforme a suprafeței laterale a probei și obținerea unui randament înalt al sistemului inductor-probă, în modelele cu dimensiunile indicate mai sus au fost confecționați inductori cu o geometrie diferită de cea obținută industrial; lungimea inductorului era egală cu  $\sim 16$  cm, diametrul interior cu  $\sim 4$  cm, lățimea spirei cu  $\sim 0,5$  mm, interstițiul (joul) dintre spire  $\sim 0,2...0,3$  mm. Pentru o asemenea geometrie, la puterea aplicată pe model de 1,5 kW și temperatura modelului  $T = 2500$  K, randamentul sistemului inductor-proba era egală cu  $\sim 0,2$ .

Măsurarea conductivității electrice s-a efectuat cu ajutorul schemei potențiometrice, care includea un filtru în formă de  $\Pi$  pentru suprimarea țințelor de înaltă frecvență orientate asupra conductoarelor. Pentru a exclude influența forței electromotoare, toate măsurările, fără excepție, s-au efectuat de două ori, pînă și după comutarea curentului, iar în calculele ulterioare s-a luat valoarea medie a mărimii măsurate. Temperatura de strălucire ( $T_{str}$ ) a modelului s-a determinat prin fereastra de vizualizare cu ajutorul pirometrului optic de tipul ЭОП-51.

Curentul care trecea printr-o lamă pirometrică s-a măsurat cu ajutorul potențiometrului de tip ПП-63. Temperatura reală a probei s-a determinat reieșind

din dependența funcțională  $\frac{T_r}{T_{str}} = f(T_{str})$ . Pentru stabilirea acestei dependențe, s-a

recurs la următorul experiment. La mijlocul tubului de tantal, de dimensiunile fiolei, s-a executat un orificiu cu diametrul 0,5...0,7 mm, obturat la ambele capete cu dopuri. S-a măsurat atît temperatura suprafeței tubului (de strălucire), cît și temperatura în proba creat de corpul negru  $T_r$  (reală). Repetarea experimentului pentru tuburi de geometrie diferită, dar cu suprafețe prelucrate identic, în aceleași condiții, a dus la aceleași rezultate.

Datele experimentale obținute în asemenea mod au fost prelucrate în forma

$\frac{T_r}{T_{str}} = f(T_{str})$  (vezi fig. 4). La calculul conductivității electrice a metalului lichid s-a

considerat că topitura și materialul fiolei sunt conectate în paralel.

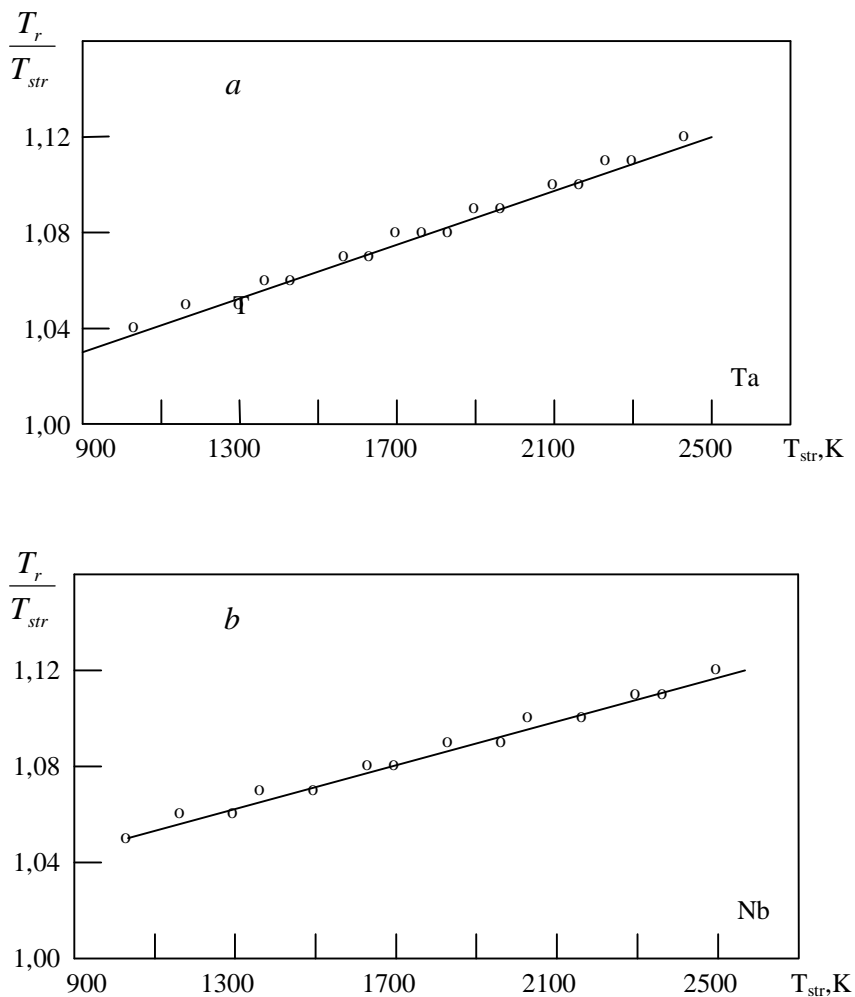


Fig.4 Dependența funcțională  $\frac{T_r}{T_{str}} = f(T_{str})$ : a- tantal; b-niobiul.

Conductivitatea electrică a materialului cercetat s-a calculat după formula:

$$s = \frac{4l}{pD^2(1 + \bar{\alpha}t)} \left( \frac{1}{R_{\Sigma}} - \frac{1}{R_{Ta}} \right), \quad (2)$$

în care  $R_{Ta}$  reprezintă rezistența electrică a fiolei nesolicitate de lungimea  $l$ ;

$R_{\Sigma}$  - rezistența fiolei solicate de aceeași lungime;

$D$  - diametrul metalului lichid;

$\bar{\alpha}$  - valoarea medie a coeficientului de dilatare termică.

Corecția la dilatarea termică a fiolei s-a luat în considerare în corespundere cu rezultatele lucrării [10]:

$$\bar{\alpha}t = \left( \frac{\Delta l}{l} \right)_{Ta} = -1 \cdot 10^{-4} + 6,6 \cdot 10^{-6}t + 7,45 \cdot 10^{-10}t^2, \quad (3)$$

$$\bar{a}t = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{Nb} = -1 \cdot 10^{-4} + 5,6 \cdot 10^{-6} t + 1,9 \cdot 10^{-9} t^2 \quad (4)$$

În tabelul 1 e prezentat extrasul măsurărilor rezistenței pentru unele temperaturi la măsurarea conductivității electrice a indiului lichid.

Tabelul 1.

Date experimentale obținute la măsurarea conductivității electrice a indiului lichid

$T_{ad}, ^\circ K$	$T_{str}, ^\circ K$	$U_k, mV$	$U_R, mV$	$R_\Sigma 10^8 \Omega$	$R_{Ta} 10^8 \Omega$	$\rho 10^8 \Omega m$
2181	2023	6,7380 6,7450	3,0830 3,2210	0,4667	0,899	72,3
1955	1823	6,8170 6,8250	3,0270 2,8065	0,4275	0,813	65,4
1592	1500	6,9641 6,9631	2,7340 2,3550	0,3654	0,675	57,8
1482	1413	7,0160 6,9600	2,6140 2,2560	0,3484	0,634	56,3

Notă:  $U_k$  și  $U_R$  reprezintă căderea de tensiune pe rezistența etalon, respectiv pe lungimea  $l$  a modelului. Rezistența etalonului a fost egală cu  $10^{-3} \Omega$ .

### 3. Prelucrarea metodicii

În metoda descrisă anterior s-a ales materialul și geometria fiolei. La alegerea materialului este important să se ia în considerare interacțiunea chimică între metalul lichid și fiolă. Experiențele efectuate au arătat că, la  $T \approx 1100$  K și mai mari, metale ca Fe, Ni și Co interacționează cu Ta. Metalele rare (La, Ce, Nd, Pr) interacționează cu Ta, probabil, la temperaturi de aproximativ 2200 K, iar Ga, Tl, Pb, și Cu interacționează cu Nb, probabil, la temperaturi  $T > 1800$  K.

Drept material pentru fabricarea fiolei s-a ales tantalul când s-a recurs la măsurarea conductivității electrice La, Ce, Pb, Su, Ge, Sb, Bi, Tl și niobiul când s-a recurs la măsurarea conductivității electrice a Pr, La, Nd. Pentru controlul rolului posibil al interacțiunii (dizolvării) fiolei, măsurările s-au efectuat în sensul creșterii și descreșterii temperaturii: după experiențele la temperaturi înalte au urmat, în mod obligator, măsurări la temperaturi mai mici, cele mai joase având ca scop compararea rezultatelor obținute pînă și după măsurările la temperaturi înalte. Rezultatele experimentului s-au considerat valide numai dacă a existat o bună reproducere a lor, fapt care denotă lipsa influenței interacțiunii chimice între metalul lichid și materialul fiolei asupra conductivității electrice. O reproducere rea a rezultatelor a fost semnalată la măsurarea rezistenței La în fiola de niobiu. Aceste măsurări au fost repetate în fiola de tantal în care reproducerea rezultatelor a fost destul de bună. (Se poate vorbi despre interacțiune doar atunci când nu are loc reproducerea rezultatelor după încălzirea fiolelor pînă la temperaturi maxime de lucru sau când are loc dizolvarea evidentă a fiolelor sub acțiunea topiturii, ca, de exemplu, în cazurile observate de noi a fiolelor de tantal umplute cu cobalt la  $T \approx 1500$  K și a fiolelor de niobiu umplute cu talii la  $T \approx 1600$  K).

În experiențele noastre, geometria fiolei s-a ales reieșind din condiția ca  $R_{cal} < R_{fiol}$  de aceeași lungime. (În aceste condiții, conductivitatea electrică a peretelui este doar o corecție).

Pe de altă parte, grosimea pereților fiolei trebuie să fie mai mare decât grosimea stratului-skin pentru ca câmpul electromagnetic pătruns în metalul lichid să nu poată provoca apariția tensiunilor mecanice în stratul de metal lichid. În caz contrar, pot apărea suspiciuni în privința desprinderii metalului de la pereți. Grosimea stratului skin s-a determinat prin expresia:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\mu \sigma f}}, \quad (5)$$

în care:  $\mu$  este prenenranța magnetică;

$\sigma$  – conductivitatea electrică;

$f$  – frecvența de lucru.

Dacă frecvența de lucru a generatorului constituie 450 kHz, atunci grosimea stratului skin, pentru tantal, nu depășește valoarea 1mm.

Pentru a ne convinge de lipsa efectului posibil al penetrației câmpului electromagnetic în metalul lichid, într-o singură experiență, la măsurarea conductivității electrice a disproziului s-a recurs la folosirea încălzirii indirecte, pe lângă cea obișnuită. Volumul mediului cercetat s-a introdus în interiorul unui tub confecționat din niobiu, al cărui diametru era cu 6 mm mai mare decât cel al probei, iar lungimea tubului cu 20 mm mai mare. Sondele de potențial și bornele au fost lăsate să treacă prin capetele tubului care s-au obturat cu dopuri din molibden. Încălzirea tubului s-a efectuat cu curenți de înaltă frecvență. La mijlocul tubului s-a executat o gaură pentru măsurarea temperaturii reale a probei. Asamblarea probei din această experiență este reprezentată în fig.3. În afară de scopul menționat mai sus, acest experiment a permis verificarea corectitudinii determinării temperaturii raportate.

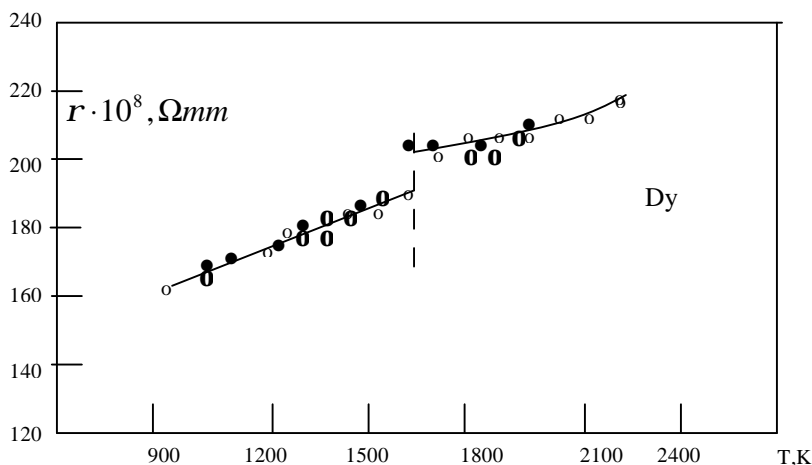


Fig.5. Rezistența electrică specifică a disproziului.

- - rezultatele obținute prin folosirea încălzirii indirecte,
- ° - prin metoda potențiometrică.

În fig.5 s-au notat, în mod diferit, rezultatele măsurării conductivității electrice a disproziului. Concordanța bună a acestor rezultate confirmă pe deplin justetea afirmațiilor făcute. În toate măsurările conductivității electrice a metalelor lichide, lungimea probei constituia aproximativ  $\frac{1}{3}$  din lungimea inductorului, iar proba se amplasa la mijlocul acestuia, unde există un câmp electromagnetic omogen. Pentru verificarea suplimentară a corectitudinii determinării geometriei fiolei (topiturii) s-a recurs la compararea rezultatelor măsurării conductivității electrice a semifabricatului din care s-a executat fiola și a fiolei propriu-zise.

Rezultatele unor asemenea măsurări a fiolei din tantal se prezintă, în funcție de temperatură, în tabelul 2.

Tabelul 2.

Rezistența fiolelor de tantal

T, K	1000	1400	1800	2000	2500
$\rho \cdot 10^8 \Omega \text{m}$ (ampulă)	45,4	58,6	72,8	79,0	95,6
$\rho \cdot 10^8 \Omega \text{m}$ (cilindru)	45,1	58,3	72,1	78,5	95,3

În limitele erorii experimentului, aceste rezultate se află în bună concordanță cu cele existente în literatura de specialitate.

#### 4. Eroarea la determinarea conductivității electrice

Sursele principale de erori sistematice de măsurare pot fi:

§ eroarea la determinarea geometriei fiolei și metalului lichid nu depășesc 0,6%. De altfel, eroarea determinării distanței dintre sonde constituie  $\approx 0,2$  %, iar eroarea la determinarea secțiunii topiturii  $\approx 0,3$  % (pentru dimensiuni obișnuite  $l \approx 50$  mm,  $D \approx 7$  mm,  $\frac{dl}{l} \approx 0,2$  %,  $\frac{dD}{D} \approx 0,15$  %);

§ eroarea sistematică se compune din eroarea de citire a temperaturii după curba de gradare a lămpii pirometrice care, pentru piometrul de tipul ЭОП – 51, constituie 0,3 % și eroarea condiționată de variația posibilă a gradului de absorbanță a suprafeței fiolei în comparație cu experimentul de calibrare. Cauza unei asemenea variații poate fi modificarea gradului de absorbanță a suprafeței fiolei datorită oxidării. Influența radiației reflectate de inductor nu poate fi substanțială, deoarece experiența de calibrare s-a efectuat în aceleași condiții.

Dacă se consideră că mărimea  $\varepsilon$  este stabilă cu o precizie de 10 %, eroarea suplimentară  $\frac{dT}{T}$  se conține în intervalul 0,4...1 % (pentru temperaturi cuprinse între 1000 și 2300 K). Drept urmare,  $\frac{dT}{T}$  poate varia de la 0,9 pînă la 1,5 %.

Eroarea la determinarea conductivității electrice datorită temperaturii raportate se calculează cu formula:

$$\frac{dr}{r} = \frac{\partial r}{\partial T} \cdot \frac{dT}{r} = \frac{\partial r}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{T} \cdot \frac{T}{r} \quad (6)$$

În intervalul de temperaturi 1000...2500 K, pentru  $\frac{\partial r}{\partial T} \approx 6 \cdot 10^{-2} \frac{m\Omega \cdot cm}{K}$

(pentru 1 n),  $\frac{dr}{r}$  are valori uzuale cuprinse între 1 și 2 % ;

- § eroarea sistematică, datorită impreciziei luării în considerare a rezistenței R a peretelui, constituie fracțiuni de procent (la determinarea ei mărimea ce se măsoară este căderea de tensiune măsurată cu un potențiomtru avînd clasa de precizie 0,05);
- § eroarea sistematică, datorită neomogenității cîmpului de temperatură, după estimările făcute în lucrarea [10], constituie 0,3 %;
- § erorile de măsurare a căderii de tensiune pe model și a rezistenței etalon sunt determinate de clasa de precizie a potențiometrului de tipul (P 306), cu ajutorul căruia s-au măsurat aceste tensiuni și care constituie fracțiuni de procent.

Avînd în vedere cele relatate, se poate constata că eroarea sistematică maximă (acumulată) pentru condițiile tipice ale experimentului, în intervalul indicat al temperaturilor, are valori uzuale cuprinse între 0,5 și 2,5 %.

Din erorile aleatorii de măsurare fac parte eroarea la determinarea rezistenței fiolei umplute  $\frac{\partial R_e}{R_e}$ , erorile asociate de determinarea temperaturii raportate temperaturilor în model și rezistența etalon, precum și eroarea asociată de excluderea forței termoelectromotoare. Reieșind din caracterul de deviere a punctelor experimentale, se poate spune că eroarea medie pătratică de măsurare constituie  $\approx 0,8\%$ . O informația mai detaliată cu privire la rezultatele experimentale obținute va fi prezentată de autori în următorul număr al revistei.

### Bibliografie

1. Триханова, Н. *Исследование тепловых свойств тугоплавких металлов в области температур 1500-3000 К*: Дисс. на соискание ученой степени канд. физ. наук. Москва: МГУ, 1970, 156с.
2. Вертоградский, В.А. *Автореферат кандидатской диссертаций*. Энергетический Институт, Москва, 1972.
3. Пелецкий, В. Э., Тимрот, Д. А. и др. *Высокотемпературные исследования тепло- и электропроводности твердых тел*. -М.: «Энергия», 1971.
4. Аритюнов, А. В. *Исследование теплопроводности и теплоемкости металлов в области температур 100-2500 К*: Дисс на соискание ученой степени канд. физ-мат. наук. -Москва: МГУ, 1970, 172с.



5. Макаренко, И.Н. *Исследование теплопроводности и теплоемкости твердых металлов в области температур 110-2500 К*: Дисс. на соискание ученой степени канд. физ-мат. наук. - Москва: МГУ, 1970, 168с.
6. Braunbek, W. Z. *Phys.*, 73, 312, 1932.
7. Grube, G. Speidel H. Z. *Elektrochem.*, 46, 233, 1940.
8. Регель, А.Р. *ЖТХ*, 18, с. 1511, 1948.
9. Регель, А.Р. *ЖТХ*, 1, nr.6, с. 1271, 1956.
10. Велашенко, Д.К., *Явление переноса в жидких металлах и полупроводниках*. Атомиздат, Москва, 1970.
11. Аритюнов, А.В., Банчила, С. Н., Филипов, Л. П. *Теплофизика высоких температур*. Т.10, 3, 1972.
12. Банчила, С.Н., *Исследование тепловых свойств жидких металлов при температурах до 2000 К*. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, Московский Государственный Университет, 1973, 189 стр.
13. Банчила, С.Н., *Экспериментальное изучение комплекса тепловых свойств некоторых редкоземельных металлов при высоких температурах // Инженерно-физический журнал*, т. XXVII, Nr.1, Минск, 1974, стр.68-71.
14. Băncilă, S. *The study of the thermal properties of some liquid metals at high temperatures*. The-12<sup>th</sup> International conference „Applied mechanics, militari technical systems and technologies”, România, Sibiu, 11<sup>th</sup>-14<sup>th</sup> june 2007, p. 124-131.

## THE EXPERIMENTAL STUDY OF THE LIQUID METALS ELECTRIC CONDUCTIVITY

**Simion Băncilă, Adela Ciobanu**

(State University „Alec Russo”, Republic of Moldova)

This article describes the equipment and measurement methods of liquid metals electrical conductivity, for temperatures between 300 and 2500 K. The advantages of the measurement by contact method, based on inductive sample heating, are discussed. The authors pay special attention to equipment improvement, measurement methods and error calculation in determining electrical conductivity.

Prezentat la redacție la 25.04.2008

CZU: 536.62

## MĂSURAREA CAPACITĂȚII TERMICE SPECIFICE PRIN METODA CALORIMETRULUI ADIABATIC

**Virgil Cheptea, Simion Băncilă**

(Universitatea de Stat "Alec Russo", Bălți, Republica Moldova)

În lucrare sunt analizate pierderile fluxului termic în procesul măsurării capacității termice specifice a probelor metalice utilizând metoda calorimetrului adiabatic. Este descrisă o nouă variantă a acestei metode utilizând aparatul ИТ-с-400.

Metoda calorimetrului adiabatic, realizată în diferite variante, poate fi folosită la studierea proprietăților termice atât a metalelor, cât și a semiconductorilor și a izolatoarelor. În toate variantele proba cercetată este amenajată într-o fiolă metalică și se încălzește lent de la calorimetru cu care ea se găsește în contact. Indiferent de forma calorimetrului-cilindru, placă metalică etc., contactul termic al probei și fiolei cu mediul înconjurător poate avea loc numai prin intermediul calorimetrului. În această situație apare problema determinării pierderilor de căldură în procesul încălzirii probelor cercetate și a erorilor posibile la măsurarea fluxului termic. Aceste erori, în mare parte, se datorează schimbului de căldură dintre sistemul calorimetric și membrana adiabatică. Lucrarea are drept scop analiza unei variante a metodei calorimetrului adiabatic utilizând aparatul ИТ-с-400, care permite micșorarea pierderilor fluxului termic. Calorimetrul (o membrană metalică) este încălzit (răcit) împreună cu fiola și proba cercetată. Se consideră că calorimetrul, practic, nu absoarbe fluxul termic exterior (temperatura la suprafața de jos a membranei metalice se deosebește foarte puțin de temperatura la suprafața de sus, adică variația ei în calorimetru  $\theta(r, \tau) \approx const$ ).

Schema termică a metodei este prezentată în fig. 1. Proba 1 este situată în fiola metalică 2 și, împreună cu aceasta, este încălzită lent datorită fluxului termic  $Q(t)$  primit de la calorimetru. Pentru a exclude schimbul de căldură cu mediul înconjurător, se utilizează un înveliș adiabatic 4. În aceste condiții variația temperaturii în volumul calorimetrului  $\theta_c(r, \tau) = t_c(r, \tau) - t_p(0, \tau)$  este foarte mică pe durata experimentului (câmpul de temperaturi  $\theta_c(r, \tau)$  se consideră, practic, staționar și omogen).

Fluxul termic care ajunge la probă este redat prin relația [1]:

$$Q_c(\tau) = K_c(t_c) \cdot \theta_c(\tau), \quad (1)$$

unde  $K_c(t_c)$  - conductibilitatea termică a calorimetrului, în  $W/grad$ ;

$\theta(\tau) = t_c - t_p$  - variația temperaturii în calorimetru;

$t_c$  - temperatura calorimetrului;  $t_p$  - temperatura probei și  $\tau$  - timpul.

Acest flux termic încălzește fiola și proba cercetată:

$$Q_c(\tau) = Q_p + Q_f, \quad (2)$$

unde  $Q_p$  - fluxul termic care încălzește proba, iar  $Q_f$  - fluxul termic care se cheltuie la încălzirea fiolei.

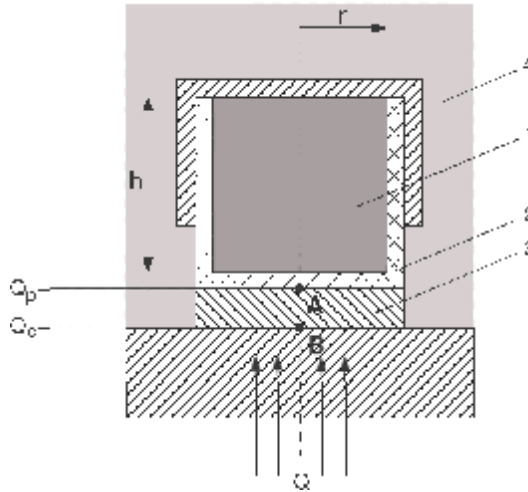


Fig. 1. Schema termică a calorimetrului adiabatic.  
1 - proba cercetată, 2 - fiola, 3 - calorimetru, 4 - învelișul adiabatic.

Fluxul termic care încălzește proba este determinat prin relația:

$$Q_p = c_p \cdot m_p \cdot b_p, \quad (3)$$

unde  $c_p$ ,  $m_p$  și  $b_p = \frac{dt_p}{d\tau}$  reprezintă respectiv capacitatea termică specifică, masa și viteza de încălzire a probei. Fluxul termic care încălzește fiola este determinat prin relația:

$$Q_f = C_f \cdot b_f, \quad (4)$$

unde  $C_f$  - capacitatea termică a fiolei în  $J/grad$  și  $b_f$  - viteza ei de încălzire.

Ținând cont de (1), (3) și (4), relația (2) se va scrie:

$$K_c(t_c) \cdot \theta_c(\tau) = C_f \cdot (t_f) \cdot b_f + c_p(t_p) \cdot m_p \cdot b_p,$$

de unde obținem

$$c_p(t_p) = \frac{1}{m_p} \left[ \frac{K_c(t_c) \cdot \theta_c(\tau)}{b_p} - C_f(t_f) \frac{b_f}{b_p} \right]. \quad (5)$$

Variațiile temperaturii în calorimetru  $\theta_c(\tau)$  și în probă  $\theta_p(\tau)$  sunt mici: încălzirea probei are loc lent, iar dependența lui  $c_p$  de temperatură este liniară:

$$c_p = c_0(1 + k \cdot \theta),$$

unde  $k < 3 \cdot 10^{-3} grad^{-1}$  [1] (un coeficient care se determină experimental [1]).

În aceste condiții:

$$k_c \cdot \theta_p \leq 0,01,$$

$$k_c \cdot (\theta_c + \theta_p) \leq 0,01. \quad (6)$$

Prin urmare, vitezele de încălzire a probei și a fiolei pot fi considerate egale și relația (5) se va reda astfel:

$$c_p(t_p) = \frac{1}{m_p} \left[ \frac{K_c(t_c) \cdot \theta_c(\tau)}{b_p} - C_f(t_f) \right]. \quad (7)$$

Din (7) rezultă că, pentru a determina capacitatea termică specifică, este necesar de a măsura în experiențe  $\theta_c(\tau)$  și  $b_p(\tau)$ . În același timp, capacitatea termică specifică poate fi determinată utilizând informația regimului termic al experienței în cauză (fig. 2).

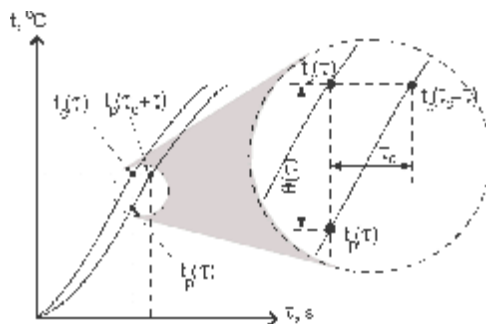


Fig. 2. Regimul termic al experienței.

Într-adevăr, dacă se respectă condiția (6), atunci e valabilă relația [2]:

$$\tau_c(t) = \frac{\theta_c(\tau)}{b_p(\tau)}.$$

Prin urmare, (7) se va scrie:

$$c_p(t_p) = \frac{1}{m_p} [K_c(t) \cdot \tau_c(t) - C_f(t)]. \quad (8)$$

Pentru determinarea capacității termice specifice este suficient de a măsura în experiențe un singur parametru  $\tau_c(t)$ , în loc de doi parametri  $\theta_c(\tau)$  și  $b_p(\tau)$  așa cum reiese din (7). Experimental, acest lucru se realizează astfel: la suprafețele de jos ale calorimetrului și ale fiolei (respectiv, punctul B și punctul A din fig. 1) se montează două termocupluri identice și se măsoară timpul de întârziere a indicațiilor termocuplului A față de termocuplul B ca funcție de temperatură  $\tau_{AB}(t) = \tau_c(t)$ .

Relația (8) conține două constante ale instalației: conductibilitatea termică a calorimetrului  $K_c(t)$  și capacitatea termică totală a fiolei  $C_f$ . Aceste constante, de regulă, se determină experimental efectuându-se suplimentar două experiențe: una cu fiola liberă (goală) și alta cu fiola în care avem o probă etalon și se calculează după formulele:

$$K_c = \frac{c_s \cdot m_s}{\tau_c^s - \tau_c^0},$$

$$C_f = K_c \cdot \tau_c^0,$$

unde  $\bar{t}_c^0$ ,  $\bar{t}_c^e$  sunt, respectiv, valorile medii ale timpului de întârziere cu calorimetru gol și cu calorimetru în care avem proba etalon,  $c_e$  este capacitatea termică specifică și  $m_e$  este masa probei etalon. În acest caz (5) va avea forma:

$$C_p = \frac{c_e \cdot m_e}{m_p} \cdot \frac{t_c(t) - t_c^0}{\bar{t}_c^e - \bar{t}_c^0}. \quad (9)$$

Răcirea până la temperatura de  $-100$  °C se efectuează cu azot lichid. Încălzirea probei se produce cu viteza  $0,1$  grad/s până la  $400$  °C. În calitate de probă-etalon se folosește cupru a cărui componența chimică este cunoscută. Eroarea totală în determinarea capacității termice specifice este de  $5-8$  %. Probele au forma unor cilindri cu diametrul  $d = 15$  mm și înălțimea  $h = 10$  mm.

### Bibliografie

1. Платунов, Е.С., *Теплофизические измерения в монотонном режиме*, Издательство «Энергия», Москва, 1973, 340 стр.
2. Сергеев, О.А., *Метрологические основы теплофизических измерений*, Издательство «Стандартов», Москва, 1972, 293 стр.

## MEASUREMENT OF THE SPECIFIC HEAT CAPACITY BY THE ADIABATIC CALORIMETER METHOD

**Virgil Cheptea, Simion Băncilă**

(State University "Alec Russo", Bălți, Republic of Moldova)

In this paper the heat flow losses in the process of measurement of the specific heat capacity of metallic probes using the adiabatic calorimeter method are analyzed. Also, a new way to realize this method using the device ИТ-с-400 is described.

Prezentat la redacție la 23.09.08

CZU: 621.38:533.9:538.9

## **INSTALAȚIE EXPERIMENTALĂ PENTRU SINTEZA STRUCTURILOR DE ZnO ÎN PLASMĂ OBȚINUTĂ PRIN DESCĂRCARE ELECTRICĂ ÎN IMPULS**

**Valeriu Guțan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu,  
Andrei Cerneleanu**

(Universitatea de Stat „Alec Russo”, Republica Moldova)

În lucrare este prezentată o instalație experimentală pentru sinteza structurilor și straturilor din oxid de zinc în plasmă obținută prin descărcare electrică în impuls. Este descrisă schema dispozitivului electronic pentru formarea și modularea plamei, precum și construcția camerei în care sînt studiate regimurile tehnologice de sinteză. Sînt analizate unele rezultate experimentale preventive.

### **Introducere**

Oxidul de zinc reprezintă un material semiconductor, care, grație proprietăților sale, poate fi utilizat în dispozitivele piezoelectrice, ghidurile de unde optice, detectorii de gaze, laserii cu emisie în regiunea UV a spectrului [1].

În ultimul timp, interesul față de acest material se confirmă prin creșterea numărului de lucrări științifice dedicate sintezei și studierii proprietăților peliculelor și nanostructurilor de oxid de zinc.

Sinteza peliculelor și structurilor de ZnO poate fi realizată prin mai multe metode: metoda chimică de depunere cu transport din fază de vapori [2], metoda fizică de depunere prin ablațiune laser sau cu plasmă [3,4], metode combinate [5].

În lucrările [6, 7] este descris procesul de obținere a nanostructurilor de oxid de zinc și oxid de galiu prin sinteză în arc voltaic. Această metodă, pe lângă avantajele evidente (simplitate în realizare și viteză înaltă), are și dezavantaje: controlul și dirijarea procesului de sinteză și depunere a structurilor oxidice sînt mai dificile decît în cazul altor metode. Dificultatea monitorizării procesului de sinteză este cauzată, în mod special, de valorile înalte ale curentului care întreține arcul voltaic.

O posibilă soluție a problemei dirijării procesului de sinteză în condiții de plasmă este utilizarea unor impulsuri de tensiune înaltă, modulate amplitudic, pentru crearea descărcărilor în arc întrerupte.

Scopul acestei lucrări a fost proiectarea și elaborarea unei instalații experimentale pentru sinteza structurilor de oxid de zinc în condiții dirijate ale descărcării electrice de tensiune înaltă în impuls.

### **Descrierea instalației experimentale**

La baza proiectării instalației este pus conceptul dozării energiei termice emanate în zona de sinteză prin întreruperea periodică a procesului de descărcare.

Instalația experimentală elaborată este formată din-un bloc electronic (fig.1) care permite generarea impulsurilor de tensiune înaltă cu reglarea parametrilor de descărcare și o cameră experimentală tehnologică (fig.2) în care are loc sinteza propriu-zisă a structurilor de ZnO.

Schema principală a blocului electronic destinat obținerii plasmei prin descărcare electrică în impuls include 3 unități structurale independente: acumulatorul de energie cu cheie electronică (I), blocul de dirijare a frecvenței de repetiție (II) și blocul de amorsare a interstițiului electrozilor (III).

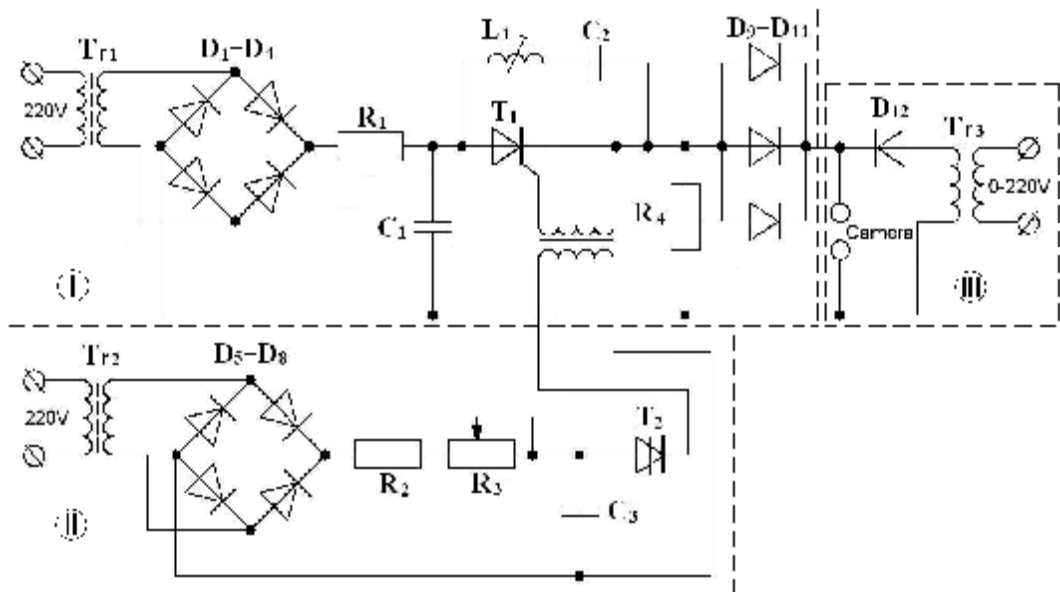


Fig.1. Schema principală a blocului electronic pentru obținerea plasmei prin descărcare electrică în impuls

I- acumulatorul de energie cu cheie electronică; II - blocul de dirijare cu frecvența de repetiție; III - blocul de amorsare a interstițiului.

Obținerea impulsurilor de tensiune înaltă se realizează prin descărcarea capacității de tensiune înaltă  $C_1$  ( $100\mu\text{F}$ , 2 kV) prin intermediul tiristorului  $T_1$ , care, datorită circuitului  $L_1C_2$ , poate întrerupe procesul de descărcare la intervalul de timp stabilit. Durata impulsului de descărcare poate fi stabilită în limitele 10-40 ms prin modificarea parametrilor circuitului  $L_1C_2$ . Energia impulsului de descărcare este determinată de valoarea tensiunii de încărcare a capacității  $C_1$ .

Blocul de dirijare cu frecvența de repetiție include un generator reglabil de impulsuri tip-RC cu descărcare prin intermediul dinistorului  $T_2$ , care permite, pe de o parte, selectarea frecvențelor de repetiție în intervalul  $1 \div 30$  Hz, pe de altă parte, dirijează procesul de deschidere a tiristorului  $T_1$ .

Blocul de amorsare este destinat obținerii unui canal conductor între electrozi prin străpungere cu tensiune înaltă (15-20 kV). Pentru a proteja tiristorul  $T_1$ , circuitele electronice ale blocurilor componente sînt separate prin intermediul diodelor de tensiune înaltă  $D_9-D_{11}$ .



La bornele de ieșire ale blocului de amorsare a interstițiului sînt conectate contactoarele – suport pentru electrozi ale camerei experimentale.

Camera este destinată asigurării condițiilor necesare pentru sinteza structurilor de ZnO în medii gazose și reprezintă un tub din cuarț, ale cărui capete sînt acoperite ermetic cu flanșe din material dielectric, pe care sînt asamblate elementele de conexiune electrică și de introducere / evacuare a gazului (Fig.2). În incinta camerei se află o sobă (3) care poate menține temperatura suportului pe care are loc depunerea în limitele 50 – 500 °C.

Tensiunea înaltă, necesară pentru ionizarea inițială a mediului gazos din interstițiu și declanșarea descărcării, este aplicată electrozilor din Zn pur prin intermediul contactoarelor-suport (4). Ulterior, la contactoarele-suport este aplicată tensiunea de întreținere a descărcării (0,5 - 1 kV) care crează plasma necesară pentru procesul de sinteză. Elementele schemelor electrice de formare a tensiunilor de inițiere și întreținere a descărcării sînt separate prin intermediul diodelor de tensiune înaltă D<sub>9</sub> – D<sub>12</sub>.

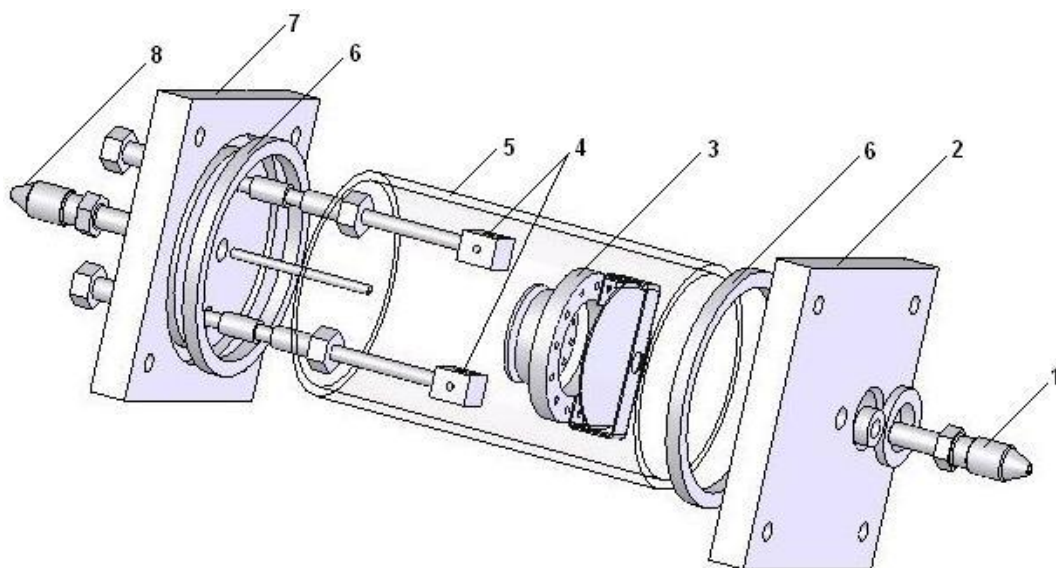


Fig.2. Cameră experimentală pentru studierea regimurilor tehnologice de depunere a structurilor și peliculelor în get de gaz prin evaporare cu plasmă modulată.

1 – ștuț pentru evacuare - vacuumare; 2 – flanșa inferioară; 3 – sobă cu suport pentru probe; 4 –contactoare-suport pentru electrozi; 5 - tub din cuarț; 6 – element de etanșare; 7 - flanșa superioară; 8 – ștuț pentru introducerea gazului.

Spre deosebire de descărcarea cu arc voltaic, la care sînt atinse valori ale temperaturii de cca 6000<sup>0</sup>C, în plasma obținută prin descărcare electrică în impuls valorile temperaturii sînt cu mult mai reduse (cca 2000-3000<sup>0</sup>C), fiind determinate de parametrii energetici ai impulsului de descărcare. Astfel, reglînd valorile tensiunii, curentului și durata impulsului, pot fi create diferite regimuri energetice de sinteză a structurilor oxidice de Zn.

## Rezultate experimentale și concluzii

Rezultatele experimentale preventive au demonstrat posibilitatea sintezei structurilor fine, a peliculelor și cristalelor pe diferite suporturi. Regimurile de sinteză a diferitor tipuri de structuri au fost determinate experimental prin modificarea valorii interstițiului între electrozii din Zn, asamblați în contactoarele-suport, tensiunii de descărcare și frecvenței de repetiție.

Condițiile de sinteză pot fi optimizate prin crearea în incinta camerei a unui mediu gazos inert (Ar, He) la presiuni comparabile cu presiunea atmosferică și orientarea spre suprafața suportului a unui get de oxigen care întreține procesul de oxidare și transportă ionii de ZnO.

În fot.1 este prezentată camera experimentală tehnologică în regim de depunere a peliculelor de ZnO prin evaporare cu plasmă modulată pe suport de siliciu încălzit la temperatura 300 °C în get de oxigen.

Particularitățile structurilor obținute au fost preventiv analizate prin caracterizarea morfologică a suprafeței cu microscopie electronică și prin analiza spectrelor de fotoluminescență.



Fot.1. Camera experimentală tehnologică în funcțiune.

## Bibliografie

1. Steiner, T., Semiconductor nanostructures for optoelectronic applications / Artech House, Inc. Boston, London, 2004, 424 p.
2. Dong, Chan Kim, Bo ,Hyun Kong, Young, Yi Kim et al., Effect of buffer thickness on the formation of ZnO nanorods grown by MOCVD // Solid State Phenomena, 2007, v.124-126, p.101-104.
3. Жерихин, А.Н., Худобенко, А.И., Вильямс, Р.Т. и др., Лазерное напыление пленок ZnO на кремниевые и сапфировые подложки // Квантовая электроника, 2003, т.33, №11, стр.975-980.
4. Агаев, Б.М., Камилев, И.К., Мамедов, В.В., Нитевидные кристаллы оксида цинка // Письма в ЖТФ, 1997, т.23, с.58 - 63.
5. Asahara, H., Inokuchi, A., Watanuki, K. et al., Characterization of Zinc Oxide Films Grown by a Newly Developed Plasma Enhanced Metal Organic Chemical Vapor Deposition Employing Microwave Excited High Density Plasma // Japanese Journal of Applied Physics, 2008, vol. 47, p. 2994-2998.

6. Покровский, В.В., Касумов, М.М., Получение и механизм роста наноструктур из оксида цинка в дуговом разряде // Письма в ЖТФ, 2007, т. 33, с.88 - 94.
7. Choi, Y. C., Kim, W. S., Park, Y. S. et al., Catalytic Growth of  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanowires by Arc Discharge // Advanced Materials, 2000, v.12, p.746.

## **EXPERIMENTAL INSTALLATION FOR ACQUIRING THE STRUCTURES OF ZnO THROUGH ELECTRIC DISCHARGE IN IMPULSE**

**Valeriu Gutan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu,  
Andrei Cerneleanu**  
(State University „Alecus Russo”, Republic of Moldova)

This work presents the experimental installation for synthesis of structures and thin films from ZnO in plasma obtained through electric discharge in impulse. The scheme of the electronical device for the formation and modulation of plasma as well, as the construction of the room in which technological regimes of synthesis are described. Some preventive experimental results are being analyzed.

Prezentat la redacție la 18.09.08

CZU: 621.373.8

## **PARTICULARITĂȚI DE ELABORARE A LASERULUI CU EXCIMER XeCl**

**Valeriu Guțan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu,  
Andrei Cerneleanu**  
(Universitatea de Stat „Alecus Russo”, Republica Moldova)

În lucrare sînt descrise particularitățile de proiectare și elaborare a unui laser cu excimer XeCl pentru aplicații tehnologice. Sînt descrise cerințele față de pompajul prin descărcare electrică a laserilor cu excimer și este analizată schema echivalentă a inverterului LC. Sînt determinate cerințele față de blocul de alimentare al laserului și prezentată schema-bloc.

### **Introducere**

Laserii cu excimer sînt sursele cele mai puternice de radiație coerentă UV, capabile să genereze un număr mare de lungimi de undă de la ultravioletul îndepărtat pînă în regiunea vizibilă a spectrului.

Pentru excitarea laserilor cu excimer se folosesc fascicule de electroni, descărcări autosuținute cu fotoionizare și descărcări controlate cu fascicul de electroni. În viitor, o sursă importantă de excitare poate deveni excitarea nucleară directă sau cu fascicule de protoni [1].

Excitarea laserilor cu excimer în descărcări autoîntreținute prezintă avantajul unei simplitați constructive incomparabile cu laserii excitați cu fascicule de electroni, oferind posibilitatea funcționării la o frecvență de repetiție a impulsurilor ridicată. În consecință, se pot atinge puteri medii ridicate.

La momentul actual, în centrele științifice din lume, cele mai remarcabile rezultate au fost obținute în elaborarea laserilor cu excimeri pompați prin descărcare electrică. De exemplu, în laserul cu molecule KrF ( $\lambda=248$  nm) a fost obținută energia în impuls de 5 J și puterea medie de 200 W. În laserii cu XeCl ( $\lambda=308$  nm) a fost obținută cea mai înaltă energie de radiație în impuls - 60 J și puterea medie 400 W.

Unul dintre principiile puse la baza elaborării laserului cu excimer XeCl este pompajul prin descărcare electrică transversală cu ionizare preventivă ultravioletă a mediului activ gazos [2, 3].

În baza acestui principiu de pompaj, a fost elaborat conceptul construcției laserului, care include următoarele blocuri și sisteme:

- camera laser;
- blocul de alimentare;
- sistemul de pompaj prin descărcare electrică transversală;
- sistemul de ionizare preventivă a mediului activ gazos;
- sistemul de vacuumare și formare a mixturii gazoase;
- sistemul electronic de dirijare cu laserul.

Pentru obținerea unor caracteristici performante, necesare pentru aplicarea în tehnologiile de sinteză a structurilor semiconductoare, în proiectarea și elaborarea sistemului de pompaj al laserului cu excimer XeCl și a blocului de alimentare au fost aplicate unele soluții constructive noi.

Scopul lucrării prezente este analiza și descrierea cerințelor față de pompajul laserilor cu excimer excitați prin descărcare electrică transversală, a cerințelor față de elaborarea blocului de alimentare a laserului și prezentarea schemei bloc a laserului elaborat în laboratorul „Tehnologii laser” al Universității de Stat „Alecu Russo” din Bălți.

Lucrarea reprezintă prima parte a unui set de lucrări care va conține analiza detaliată a principiilor de elaborare a componentelor laserului cu excimer XeCl și a posibilităților de optimizare a parametrilor energetici și temporali.

### **Cerințele față de pompajul laserilor cu excimer**

Parametrii temporali și energetici ai radiației laserului cu excimer sînt determinați de schema și construcția generatorului de pompaj, de metoda de preionizare, de geometria zonei active, de componența chimică a mixturii gazoase,

presiunea absolută în mediul activ și, de asemenea, de regimul de funcționare (mono impuls sau pulsuri cu anumită frecvență).

Pentru obținerea emisiei laser eficiente sînt necesare densități înalte a puterii de pompaj ( $10^6 \div 10^7 \text{ W/cm}^3$ ). Conform [2], valorile minime a densității puterii de pompaj care asigură apariția generației în mediul activ XeCl sînt de ordinul  $10^5 \text{ W/cm}^3$ . Aceste valori sînt determinate de durata scurtă de viață a moleculei excimerice și de intensitățile foarte înalte de saturație. La valori înalte ale puterii de pompaj este complicat de a menține o descărcare difuză pe toată durata impulsului de excitație. Ca regulă, dispariția emisiei în perioada unui impuls de pompaj este cauzată de filamentarea descărcării sau de absorbția radiației de către ionii de Cl.

Procesul de filamentare devine dominant pentru perioadele de descărcare mai mari de 200 ns. Este cunoscut faptul că energia maximală emisă în laserii cu excimer cu excitație prin descărcare electrică transversală este obținută pentru durata impulsului de pompaj de ordinul  $10 \div 100$  ns.

Micșorarea duratei impulsului de pompaj limitează valoarea energiei de excitație introdusă datorită influenței inductanțelor generatorului de pompaj.

Pentru o analiză mai detaliată, întreaga durată a procesului de pompaj poate fi divizată în 5 faze temporale distincte (fig.1).

Perioada  $t_1$  corespunde timpului de creștere a tensiunii pe interstițiul de descărcare pînă la străpungere și are valori de  $\sim 100$  ns. Această perioadă este determinată de generatorul de pompaj și depinde, în particular, de valorile capacităților și inductanțelor circuitului de pompaj, valoarea tensiunii de încărcare  $U_0$ , particularitățile sistemului de preionizare și componența chimică a mediului activ.

În perioada  $t_2$  are loc o cădere rapidă a tensiunii pe interstițiul de descărcare. Perioada  $t_3$  corespunde procesului de excitație eficientă cu condiția menținerii descărcării difuze. Intervalul de timp  $t_4$  corespunde stadiului cuazistaționar de descărcare, iar faza  $t_5$  - timpului de excitație eficientă, pînă la apariția filamentării.

Durata  $t_2$  este determinată, în principiu, de raportul  $U/Pd$ , unde  $U$  - tensiunea pe interstițiu,  $P$  - presiunea mixturii,  $d$  - distanța dintre electrozi. Valoarea raportului  $U/Pd$  înainte de străpungere, în afară de cele expuse, influențează, de asemenea, formarea descărcării difuze. Pentru sistemele tradiționale de preionizare  $U/Pd$  trebuie să fie mai mare decît  $U_{st}/Pd$  ( $U_{st}$  - tensiunea statică de străpungere). Cu creșterea raportului  $U/Pd$ , condițiile de formare a descărcării difuze devin mai favorabile.

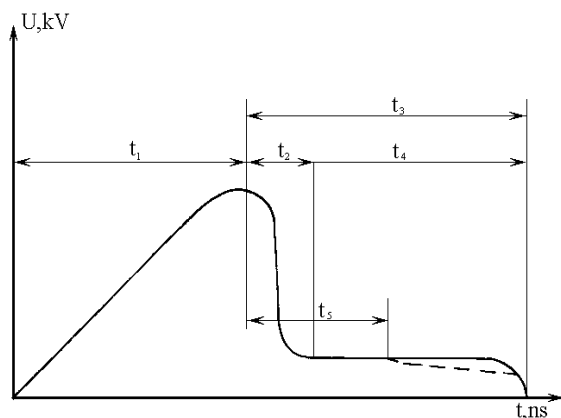


Fig.1 Fazele evoluției procesului de pompaj.

Valoarea  $t_4$  este determinată de expresia  $\pi(LC)^{1/2}$ , deoarece rezistența activă a interstițiului de descărcare în laserul cu excimer este cu mult mai mică decât reactanța caracteristică. Raportul  $U/Pd$  în stadiul cuazistaționar  $t_4$  este de câteva ori mai mic decât  $U_{st}/Pd$  și este determinat de componența și presiunea mixturii, fiind aproximativ egal cu  $0,7 \text{ kV/cm}\cdot\text{at}$  pentru amestecul cu neon și  $1,5 \text{ kV/cm}\cdot\text{at}$  pentru cel cu heliu.

În general, valoarea curentului în interstițiul de descărcare este determinată de schema generatorului de pompaj, parametrii elementelor ei (L,C), iar forma impulsului laser depinde de particularitățile schemei de pompaj, particular, de valorile capacităților acumulatorului și de faptul dacă schema de pompaj conține și capacități de accelerare a descărcării. Astfel, variind parametrii generatorului de pompaj poate fi optimizată eficiența laserului, durata și forma impulsului.

Una din schemele generatorului de pompaj frecvent utilizată este schema cu inversare LC în care capacitățile acumulatorului la încărcare sînt conectate în paralel, iar la descărcare – consecutiv [2, 3]. Pentru modelarea și analiza mai detaliată a proceselor din schema generatorului de pompaj, în fig.2 este prezentată schema lui echivalentă.

În fig.2,  $E_1$  indică interstițiul între electrozii de descărcare ai laserului, iar  $E_2$  reprezintă interstițiul eclatorului de inversare a tensiunii. Prin  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $R_1$  și  $L_1$  sînt indicate corespunzător capacitățile, rezistența și inductanța circuitului de acumulare a energiei, iar prin  $C_2$ ,  $R_2$  și  $L_2$  - capacitatea, rezistența și inductanța circuitului eclatorului.

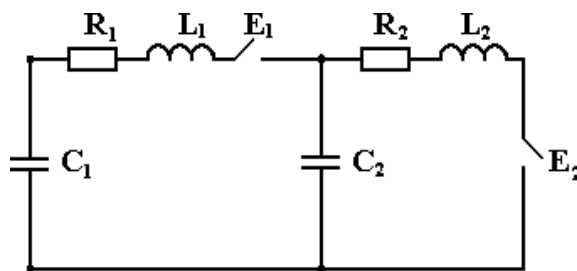


Fig.2 Schema electrică echivalentă a generatorului de pompaj.

Odată cu activarea eclatorului, în conturul  $L_2C_2$  începe un proces oscilator. Astfel, pe parcursul perioadei de timp  $\pi\sqrt{L_2C_2}$ , are loc reîncărcarea condensatorului  $C_2$ , iar tensiunea aplicată la electrozii  $E_1$  se dublează (caz ideal). Energia acumulată în  $C_1$  și  $C_2$  va fi efectiv introdusă în descărcarea de pompaj, dacă timpul de inversare a tensiunii pe  $C_2$  este mult mai mare decât timpul de descărcare a condensatoarelor  $C_1$  și  $C_2$ , unite consecutiv.

Eficiența pompajului depinde în mare măsură de caracteristica procesului de inversare care poate fi cu amortizare puternică, critică sau slabă.

Cazul optimal pentru pompajul laserului este cazul cu amortizare slabă, în care tensiunea aplicată la electrozii laserului în momentul străpunerii este egală cu tensiunea dublă de încărcare a acumulatorului de energie. Parametrii circuitului eclatorului  $E_2$  sînt determinanți pentru toate trei cazuri. Amortizarea slabă este determinată de condiția:  $R_2 < 2(L_2/C_2)^{1/2}$ .

Valoarea rezistenței  $R_2$  depinde de parametrii eclatorului, în special de suprafața de străpungere și de presiunea gazului în eclator. Este clar că valoarea



rezistenței trebuie să fie cât mai mică. Evident că, în afară de cele expuse, asupra eficienței schemei de pompaj mai influențează și alți factori.

Conform analizelor prezentate în [4], eficiența laserului cu excimer nu este determinată doar de acordarea optimală a generatorului de pompaj cu interstițiul dintre electrozi.

Din acest punct de vedere, mai prezintă interes asemenea caracteristici ale generatorului de pompaj ca energia specifică introdusă  $E_{sp}$  și coeficientul de transfer  $\eta_a$  a energiei acumulate.

Energia specifică introdusă în descărcare pentru durata primului impuls de curent poate fi determinată prin integrare după formula:  $E_{sp} = \int_0^t UI dt$ , unde  $\tau$  - durata primului impuls de curent, care aproximativ coincide cu durata impulsului general.

Cunoscînd energia acumulată în generatorul LC:  $E_a = CU^2/2$ , pot fi calculați coeficientul de transfer al energiei în descărcare  $\eta_a = E_i/E_a$ , puterea specifică introdusă  $W_i = E_i/\tau_i V_a$  (unde  $V_a$  - volumul activ de descărcare) și eficiența totală de emisie  $\eta_g = E_g/E_a$ .

În lucrările [2, 4] se arată că, odată cu creșterea tensiunii de încărcare, energia specifică introdusă în descărcare crește, în schimb coeficientul de transfer scade. Aceeași dependență se observă și la mărirea presiunii mediului gazos.

Este important de menționat, că odată cu creșterea presiunii și a distanței dintre electrozi, energia specifică introdusă în descărcare scade, iar energia totală introdusă crește. De aceea, pentru mărirea energiei emise este rațional de a se mări distanța dintre electrozi și presiunea mediului activ pînă la valorile care asigură condiții favorabile de concordanță a rezistenței interstițiului de descărcare cu rezistența ondulatorie a schemei electrice de pompaj.

### Cerințele față de blocul de alimentare

În modelele experimentale precedente a fost elaborat un bloc de alimentare cu sincronizare din rețea.

Lucrările de testare a acestui bloc de alimentare au permis determinarea neajunsurilor și cerințelor tehnice pentru elaborarea unui bloc de alimentare mai performant.

O particularitate constructivă a blocului de alimentare cu sincronizare de la rețea este transformatorul de tensiune înaltă care asigură reglarea discretă a tensiunii în limita 400-1000V în trepte a câte 50 V. În consecință, energia acumulată are valori discrete proporționale cu tensiunea de încărcare.

Deoarece tensiunea pe acumulatorul intermediar poate avea numai valori constante discrete, efectuarea lucrărilor experimentale de optimizare a parametrilor energetici ai laserului este dificilă.

O altă particularitate a blocului este formarea frecvenței de repetiție și sincronizarea momentului de funcționare a elementului de putere a convertorului de



tensiune înaltă (triac) cu momentele zero ale tensiunii din rețea. Această metodă de formare a semnalelor de comandă are următoarele dezavantaje:

- este dificilă sincronizarea aparatelor de măsură din exterior cu momentul declanșării procesului de pompaj al laserului;
- sincronizarea de la rețea nu asigură funcționarea stabilă a generatorului de frecvențe.

Reieșind din cele expuse mai sus, la baza proiectării noului bloc de alimentare a fost pusă condiția tehnică care ar exclude sincronizarea de la rețea și ar oferi următoarele posibilități avantajoase:

- reglarea fină a tensiunii pe acumulatorul de energie;
- dirijarea manuală și din exterior;
- sincronizarea aparatelor de măsură de la laser.

Deoarece, pentru obținerea tensiunii înalte de încărcare a acumulatorului principal de energie se folosește un convertor de tensiune înaltă cu triac care funcționează în impuls, cerințele expuse pot fi realizate eficient folosind un convertor de tensiune suplimentar, care ar funcționa numai în perioadele de repaos dintre impulsurile de repetiție ale laserului. Astfel, se exclude necesitatea sincronizării convertorului de tensiune cu triac de la rețea, necesară pentru a avea o perioadă de timp cu lipsă de curent în circuit ce servește pentru închiderea triacului. În acest caz, valoarea tensiunii necesare de încărcare poate fi selectată cu exactitate.

Pe baza celor expuse, blocul de alimentare elaborat va deține următoarele caracteristici:

1. Energie maximă acumulată  $E = 25\text{J}$ ;
2. Frecvența maximă de repetiție  $F = 30\text{ Hz}$ ;
3. Putere medie a blocului  $P = 1\text{kW}$ ;
4. Limitele de reglare a reținerii  $\tau = 5 \div 100\ \mu\text{s}$ ;
5. Tensiune reglabilă de încărcare  $U = 100 \div 1000\text{V}$ ;
6. Tensiunea de pompaj  $U_p = 2500 \div 25000\text{V}$ ;

Suplimentar, blocul de alimentare va avea următoarele funcții:

- menținerea automată a valorii tensiunii de încărcare selectate;
- dirijarea interioară cu frecvența de repetiție și sincronizarea sistemelor exterioare de măsură;
- dirijarea manuală și exterioară cu frecvența de repetiție;
- sincronizarea laserului cu semnale de la aparatele de măsură.

### **Elaborarea schemei bloc a sistemului de alimentare**

Elementul de bază al blocurilor de alimentare cu funcționare în impuls este convertorul de tensiune înaltă cu acumulator intermediar de energie. Deci funcțional, elementul de bază inclus în schema blocului de alimentare va fi convertorul de tensiune înaltă. La rândul său, acumulatorul intermediar de energie cu încărcare de la transformator cu reglare în trepte nu permite obținerea unui regim energetic optimal, de aceea este necesar a folosi o altă sursă de încărcare.

O soluție rațională este folosirea unui convertor de tensiune care va menține un curent constant de încărcare a acumulatorului intermediar. În cazul când curentul de încărcare este constant, tensiunea pe acumulatorul intermediar crește liniar. În acest caz convertorul poate fi dirijat, folosind o schemă specială care asigură măsurarea tensiunii de pe acumulatorul intermediar și compararea ei cu o tensiune etalon. În consecință, poate fi selectată orice tensiune de încărcare în limitele  $0 - U_{c \max}$ .

Din cele expuse rezultă necesitatea proiectării unui convertor de tensiune, a unui bloc de comandă cu convertorul și a unui bloc de selecție a tensiunii (energiei) acumulate.

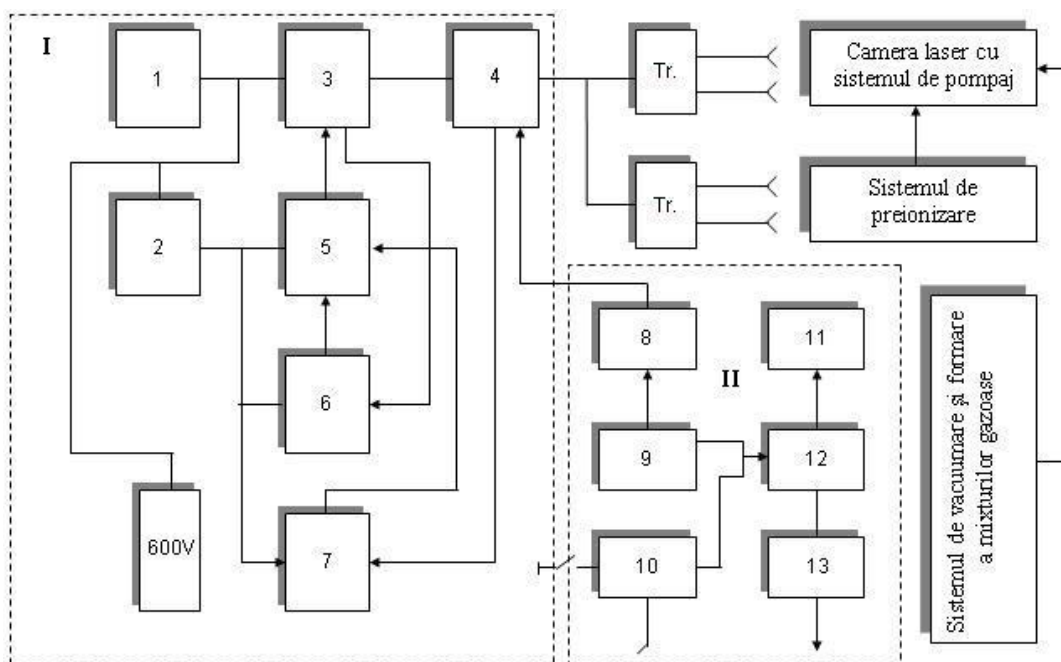


Fig.3. Schema-bloc a laserului

I – Blocul de alimentare al laserului: 1- filtru de protecție; 2 - bloc de alimentare; 3 - convertor de tensiune; 4 - convertor de tensiune înaltă; 5 - bloc de comandă cu convertorul de tensiune; 6 - bloc de protecție a convertorului de tensiune; 7 - bloc de selecție a tensiunii convertorului; II – Blocul de dirijare al laserului : 8 - bloc de comandă cu tiristorul convertorului de tensiune înaltă; 9 - generator de frecvență de repetiție 10 - bloc de comandă cu dirijare manuală și de la distanță; 11 - bloc de comandă a sistemului de preionizare; 12 - bloc reglabil de reținere în timp a impulsului de comandă cu blocul de preionizare; 13 - bloc de formare a impulsului de sincronizare cu aparatele de măsură.

Pentru o fiabilitate mai înaltă a blocului de alimentare este necesară folosirea următoarelor blocuri adăugătoare:

- blocul de protecție a convertorului de tensiune de suprasarcină;
- blocul de comandă cu frecvența de repetiție a laserului;
- blocul de ionizare preventivă;

- blocul reglabil de reținere în timp a impulsului de comandă cu blocul de preionizare;
- blocul de comandă cu triacul convertorului de tensiune înaltă;
- blocul de formare a impulsului de sincronizare a aparatelor de măsură;
- blocul de dirijare manuală sau exterioară cu frecvența de repetiție a laserului.

Schema-bloc a sistemului de alimentare (cu blocurile componente auxiliare) este prezentată în fig. 3 ca parte componentă a schemei-bloc a laserului care mai conține:

- blocul de dirijare al laserului ;
- camera laser cu sistemul de pompaj;
- sistemul de preionizare;
- sistemul de vacuumare și formare a mixturii gazoase

Lucrarea este realizată în cadrul proiectului 07.498.04.05 PA „Elaborarea laserului cu excimer XeCl pentru aplicații tehnologice” cu suport financiar în cadrul Programului de Stat „Cercetari fundamentale și elaborari de materiale și dispozitive pentru aplicatii fotonice si optoelectronice”.

### **Bibliografie**

1. Елецкий, А.В. Эксимерные лазеры // УФН. -1978. -Т.125. -N2. -С.279-314.
2. Месяц, Г.А., Осипов, В.В., Тарасенко, В.Ф., Импульсные газовые лазеры. // М.: Наука, 1991, 271 с.
3. Баранов, В.Ю., Борисов, В.М., Степанов, Ю.Ю., Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов // М.: Энергоиздат, 1988, 216 с.
4. Ануфрик, С.С., Володенков, А.П., Зноско, К.Ф., Энергетические характеристики ХеСl-лазера с возбуждением LC-инвертором // ЖПС, 1999, т.66, №5, С.702–707.

## **PARTICULARITIES OF ELABORATING EXCIMER XeCl LASER**

**Valeriu Gutan, Ion Olaru, Mihail Radcenco, Mihail Negritu,  
Andrei Cerneleanu**  
(Alec Russo State University, Republic of Moldova)

Some particularities of projection and elaboration of excimer XeCl laser for technological application are described in this paper. The requirements for the pumping through electric discharge of the lasers with excimer are described and the scheme equivalent of LC inverter is analyzed. The requirements for the power unit of laser are determined and scheme block is presented.

Prezentat la redacție la 20.09.08

# DEPENDENCE OF ELECTROMAGNETIC ABSORPTION ON GEOMETRICAL PARAMETERS OF MICROWIRES

**Mihail Balanici, Ion Avram, Sergiu Dimitrachi**

(Technical University of Moldova, Republic of Moldova)

**Iulian Kolpakovici**

(Scientific Research Institute “ELIRI” S.A., Republic of Moldova)

The present paper is devoted to the study of electromagnetic absorption properties of microwires. All the measurements have been done in the ELIRI Research Institute by using the vectorial analyzer Agilent 8720 ES. The main goal of the paper is to determine the dependence of electromagnetic absorption properties of microwires on their geometrical parameters. The authors explain the physical meaning of the radiation absorption and its dependence on the microwire parameters. The results of the investigation are useful in making a shield to protect the surroundings from the harmful effects of electromagnetic radiation.

## Introduction

Today, in the century of informational technologies and telecommunication systems, the electromagnetic situation of the environment is becoming more and more dangerous and harmful. As we know, both wireless technologies such as WiFi, Bluetooth, WiMAX and mobile communication devices (GSM and CDMA mobile networks) use electromagnetic waves for the transmission of information. The electromagnetic field formed by such devices influences the equipment of the technological process, the computer techniques as well as the users themselves. That is why, the protection of mobile network subscribers and the technological equipment is a very important and necessary task.

All the technologies mentioned above work in the metric and decimetric wavelength bandwidth. In this way, absorbent materials can be used in a known bandwidth in order to manufacture a protection shield. Microwires of different composition, length, thickness and absorption properties are chosen as absorbent materials. Researches have been made according to  $S_{11}$  parameter for two types of microwires: Ni-alloy microwire ( $d=10\mu\text{m}$ ) and Mn microwire ( $d=30\mu\text{m}$ ).

Similar analyses have been made using as samples microwires of different composition and geometrical parameters: both Mn microwires ( $d_1=30\mu\text{m}$ ,  $d_2=50\mu\text{m}$ ) and steel microwires ( $d_1=10.6\mu\text{m}$ ,  $d_2=11\mu\text{m}$ ,  $d_3=11.8\mu\text{m}$ ), as well as thin steel films and strips [2].

## The experimental method

The research of electromagnetic properties that depend on geometrical parameters of microwires has been made in ELIRI Research Institute with the help of the Vectorial Analyzer Agilent 8720 ES (fig.1). This device permits to determine very precisely the S parameters in a large bandwidth, of about 50 MHz – 20 GHz. The results from 2 channels were presented on a LCD screen. Three types of calibration for measurements of noncoaxial sectors are used: calibration for open,

short and load conditions. This ensures high accuracy in the work with waveguides [1].



Figure 1. The Vectorial Analyzer Agilent 8720 ES.

While investigating we determined the  $S_{11}$  parameter for different types of microwires with a different chemical composition and different geometrical parameters. A similar scheme of the measurement installation is shown in figure 2.

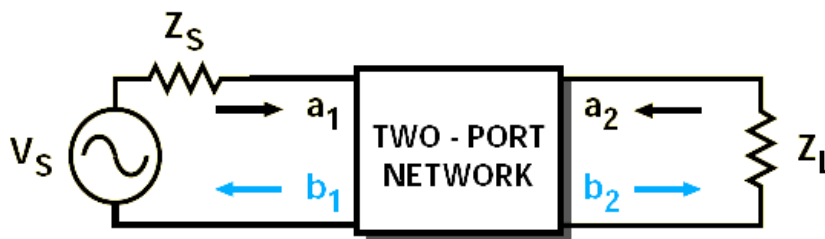


Figure 2. The scheme of research installation.

The notations from figure 2 show:

$|a_1|^2$  - the input incident power, equal to the power available from the voltage source;

$|a_2|^2$  - the output incident power, equal to the power reflected by the load ( $Z_L$ );

$|b_1|^2$  - the power reflected by the input port;

$|b_2|^2$  - the power reflected by the output port, equal to the load incident power;

$Z_L$  - load impedance;

$Z_S$  - internal source impedance;

$Z_0$  - input impedance;

$V_S$  - source voltage.

General information about S parameters is given below:

$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}, (a_2 = 0)$  - Input reflection coefficient with the output port terminated by a matched load ( $Z_L = Z_0$  sets  $a_2 = 0$ );

$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}, (a_1 = 0)$  - Output reflection coefficient with the input port terminated by a matched load ( $Z_S=Z_0$  sets  $V_S=0$ );

$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}, (a_2 = 0)$  - Forward transmission (insertion) gain with the output port terminated in a matched load;

$S_{12} = \frac{b_1}{a_2}, (a_1 = 0)$  - Reverse transmission (insertion) gain with the input port terminated in a matched load.

Note: All the S parameters are non-dimensional magnitudes.

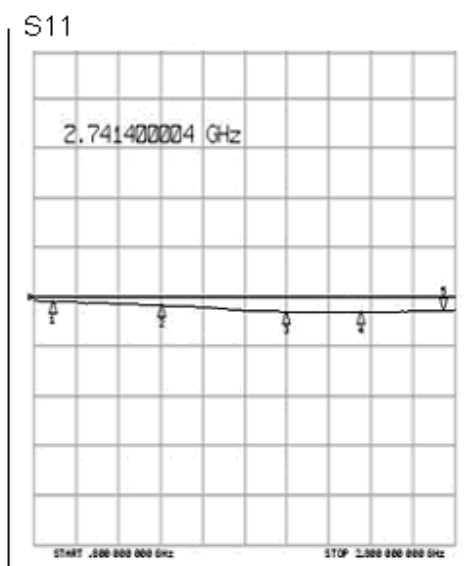
In the future, investigations will be made according to other S-parameters in order to thoroughly study the properties mentioned above.

### Experimental results

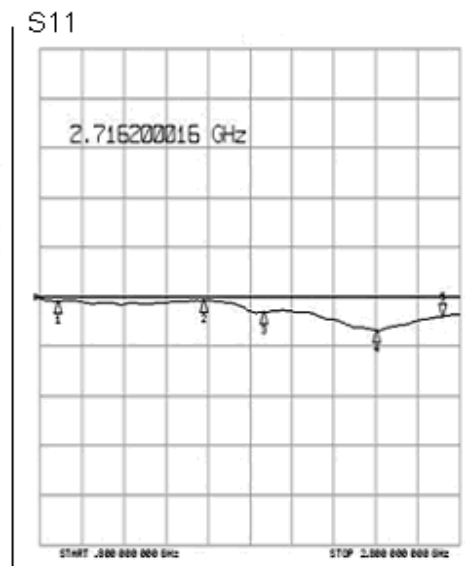
This paper contains spectral graphs of the  $S_{11}$  coefficient for two types of microwires:

1. resistive Ni-alloy microwire in glass isolation,  $d = 10\mu\text{m}$  (sample 1);
2. Mn microwire, ПЭБМТ type,  $d = 30\mu\text{m}$  (sample 2).

The Log Mag (logarithmic magnitude) graph as well as the Smith Chart and the Phase Chart ones for microwires as long as 5 cm in comparison with lengths of 2 cm are shown below. The Log Mag graph is presented in figure 3:



a)



b)

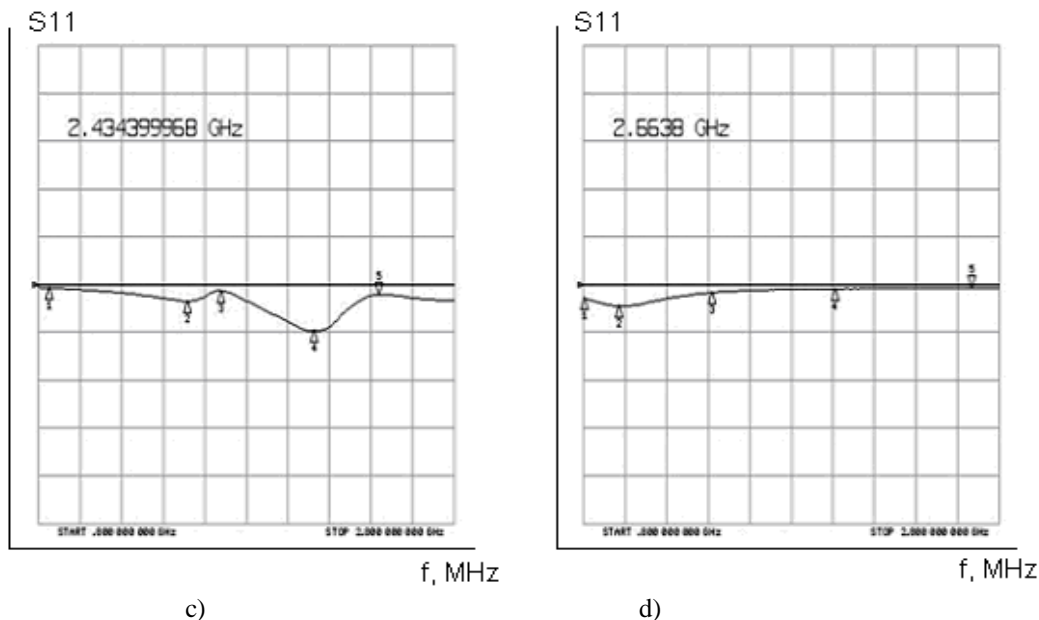


Figure 3. The Log Mag graphs for sample 1 (a, c) and sample 2 (b, d).  
The results are for 5 cm length (a, b) and 2 cm length (c, d).

The figures clearly show that for a length of 5 cm the absorption properties are constant in a larger bandwidth for sample 1 than for sample 2, while for the second sample, absorption is higher for a constant frequency (2.71 GHz). At the same time, for wires 2 cm long, absorption properties are more constant for sample 2, but they are stronger for sample 1.

Because the mentioned technologies work at lower frequencies (for example GSM900 and GSM1800), these samples may be used for manufacturing high-frequency filters. These models of microwires can also be useful for work in a lower bandwidth where their characteristics are more constant and uniform (markers 1 and 2 in diagrams).

Analyzing figure 4 we can prove the statements which have been mentioned above. Firstly, the electromagnetic properties for the first sample are more constant and uniform in comparison with the second one, for microwires 5 cm long. For wires 2 cm long these properties are more uniform for the second sample.

As we can see from figures 4(b) and 4(c) there are a lot of curls, distortions and irregularities, which probably may be caused by parasite (undesirable) capacities and geometrical parameters that appear for short lengths of samples.

A Smith Chart is a graphical representation of the transmission line equations and the mathematical reasons for the circles and arcs. Transmission coefficient, which equals unity plus reflection coefficient, may also be plotted. The Smith Chart contains almost all possible impedances, real or imaginary, within one circle. All imaginary impedances from  $-\infty$  to  $+\infty$  are represented, but only positive real impedances appear on the "classic" Smith Chart. It is possible to go



outside the Smith chart "unity" circle, but only with an active device because this implies negative resistance.

It is worth mentioning that the inferior half of the Smith Chart graph shows the capacitive character of the analyzed model, while the superior half reflects the inductive character of the same sample. The border line between these two halves represents the resonance point, where the reactive components  $X_L$  and  $X_C$  set off each other and the active resistance component is predominant:

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = R \quad [2].$$

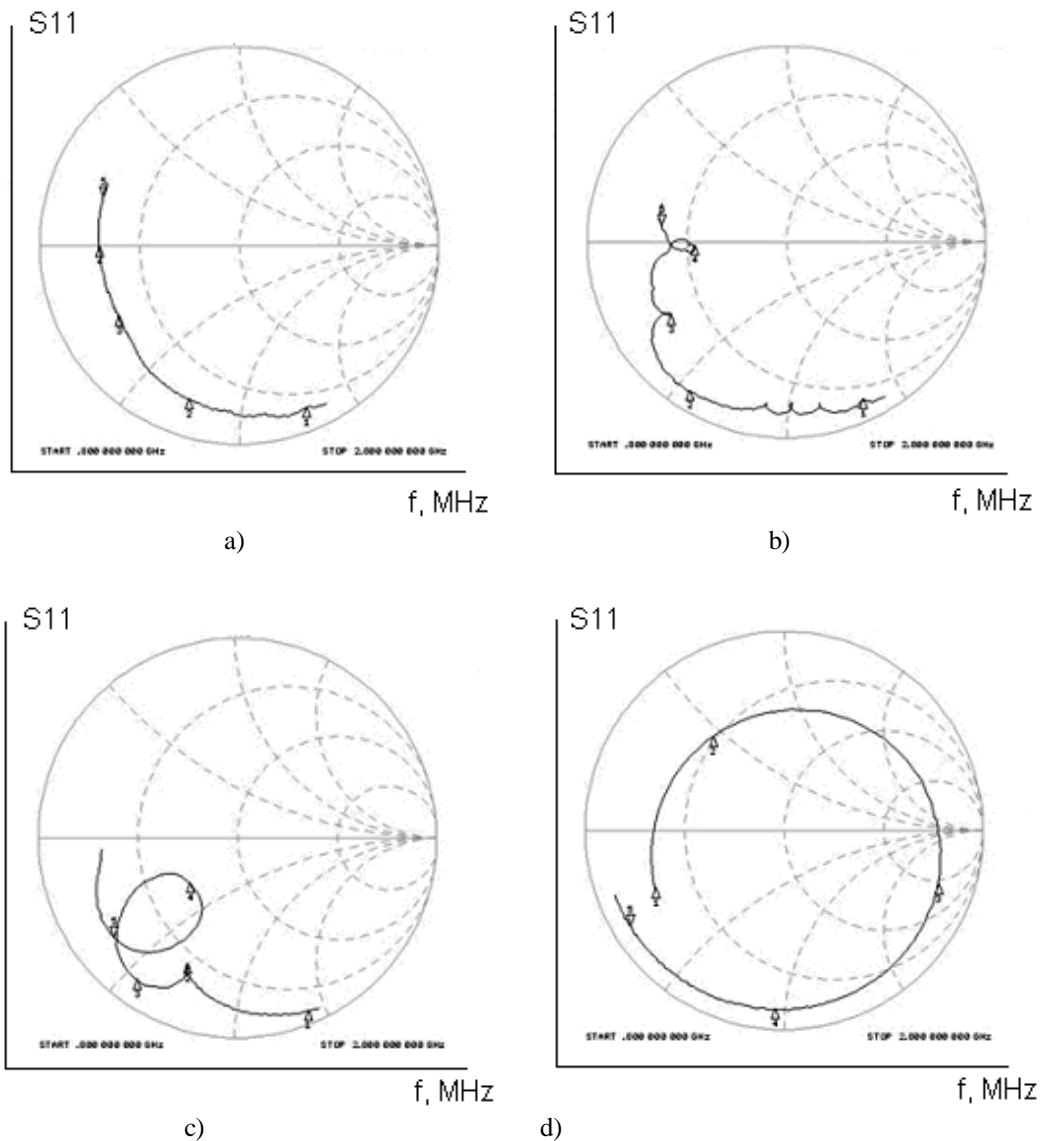


Figure 4. The Smith Chart graphs for sample 1 (a, c) and sample 2 (b, d). The results are for 5 cm length (a, b) and 2 cm length (c, d).

Studying the phase graphs of samples, presented below in figure 5, we can see that for both samples, the obtained graphs have common properties. A jump in the graph is found in almost all figures, which corresponds to the resonant frequency. At such frequency, the nature of the reactive component is changed from capacitive (the inferior half of the graphs) to inductive (the superior half of the graphs).

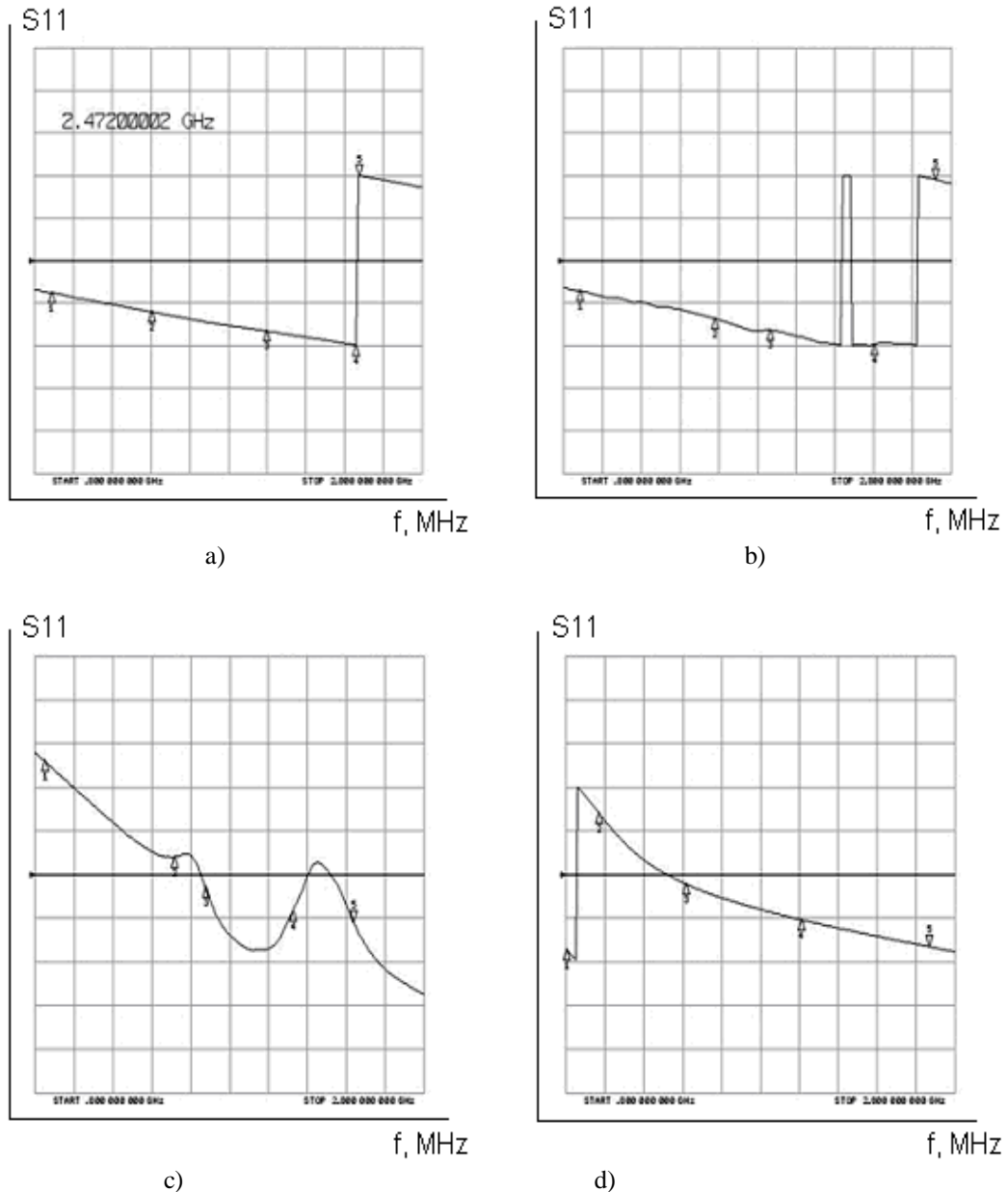


Figure 5. The Phase Chart graphs for sample 1 (a, c) and sample 2 (b, d).  
The results are for 5 cm length (a, b) and 2 cm length (c, d).

We find it important to point out the physical meaning of electromagnetic absorption: this phenomenon is related to the resonant absorption of electromagnetic energy and its spreading as heat on the active resistance of microwire. The highest absorption is obtained for cases when the wire length value is the multiple of the wavelength of electromagnetic radiation. [3, 4]

### Conclusion

In conclusion we would like to state that microwires can be effectively used (compared to thin metallic films and strips [2]), mainly due to their electromagnetic absorption properties. A microwire itself is a very good solution in the manufacture of soft and convenient shields that can protect the environment, as well as the human body from the harmful effects of electromagnetic radiation. Unfortunately, nowadays there are not many solutions for solving this problem. That is why, probably, the utilization of microwire as an absorbent material can be a remarkable success.

Last but not least, the Republic of Moldova produces microwires of different composition and properties which is an important advantage and perspective in their study and useful utilization.

In the nearest future, one of our aims is also to measure the other S-parameters ( $S_{12}$ ,  $S_{21}$  and  $S_{22}$ ) to better understand the absorption properties of microwires and the best way of their utilization.

### References

1. *Agilent Technologies Network Analyzers, User's Guide*, Printed in USA, June 2002;
2. Avram, I., Dimitrachi, S., Kolpakovici, I., Balanici, M., Beregoi, M., Zubarev, A. *Cercetarea proprietăților de absorbție electromagnetică a microfivelor*, The 2<sup>nd</sup> International Conference „Telecommunications, Electronics and Informatics”, Proceedings. Volume II, Chișinău 2008, p. 173-178.
3. Аврам, И., Баланич, М., Берегой, М., Зубарев, А., Городенко, О., Колпакович, Ю., Клейменов, В. *Композитные радиоабсорбционные материалы на основе литого магнитного микропровода*, The 2<sup>nd</sup> International Conference „Telecommunications, Electronics and Informatics”, Proceedings. Volume II, Chișinău 2008, p. 275-278.
4. Бессонов, Л. А., *Теоретические основы электротехники*, Высшая школа, Москва 1973;
5. Вольман, В. И., Пименов, Ю. В. *Техническая электродинамика*, Связь, Москва 1971.

## **DEPENDENȚA ABSORBȚIEI ELECTROMAGNETICE DE PARAMETRII GEOMETRICI AI MICROFIRELOR**

**Mihail Balanici, Ion Avram, Sergiu Dimitrachi**

(Universitatea Tehnică a Moldovei, Republica Moldova)

**Iulian Kolpakovici**

(Institutul de Cercetări Științifice “ELIRI” S.A., Republica Moldova)

Prezenta lucrare relevă rezultatele cercetării proprietăților de absorbție electromagnetică a microfiredor. Toate măsurările au fost elaborate în Institutul de Cercetări Științifice „ELIRI” utilizând analizorul vectorial Agilent 8720 ES. Principalul scop al acestei lucrări a fost de a determina dependența proprietăților de absorbție electromagnetică a microfiredor de parametrii lor geometrici. De asemenea este explicat sensul fizic al absorbției radiației și dependența acesteia de parametrii microfiredorului. Rezultatele investigațiilor pot fi utile în fabricarea unui ecran protector ce ar proteja mediul de efectele nocive ale radiației electromagnetice.

Prezentat la redacție la 14.09.08

CZU: 621.391.81

## **MONITORING OF IONOSPHERE COMMUNICATION CHANNELS**

**Eugeniu Plohotniuc**

(State University “Alecu Russo”, Republic of Moldova)

The method of monitoring of ionosphere channels of short-wave communication Dushanbe-Bălți and Khabarovsk-Bălți with the use of small-power LFM-ionosondes of oblique sounding is presented.

At present, there is a growth of requirements to the characteristics of information transmission system via ionosphere communication channels and to signal processing devices, to their reliability and productivity [1, 2]. It is impossible to ensure corresponding radio-channel parameters and normal conditions of information transmission under quickly changing conditions of ionosphere without regular monitoring of radio channels in real-time scale and without using operative and long-time forecast of the conditions of radio wave propagation. Under operative forecast is meant the prediction of short-wave signals characteristics with the timelines from some minutes to one hour.

With regular monitoring of radio channels, the received information gives us a possibility to solve the following multiparameter tasks: to define the number of propagation modes; to define the optimal operating frequencies of single-mode channels; do define the possible speed of information transmission; to take into account the variation of each mode’s amplitudes and phases, etc.

Modern methods of long-term forecast of the conditions of ionosphere radio-wave propagation error is ~ 20%. And in transition hours, when the parameters of

ionosphere change most sharply, the error increases up to 50% and even more. The reason of relatively big errors in long-term forecast is the changeableness of the flow of the Sun radiation from day to day and the complexity of the ionosphere reaction to geomagnetic perturbations [3]. In this connection, along with perfection of the methods of long-term forecast, considerable attention is paid to the methods of direct monitoring of the parameters of an ionospheric radio channel using different systems in oblique and vertical-oblique sounding and to operative forecast of the conditions of radio-wave propagation. Introduction of the first systems of direct monitoring which worked in impulse regime, Pathfinder [4], CHEC [5], CURTS [6, 7], increased considerably communication reliability. In particular, the operation of the CURTS system shows that communication reliability has grown up to 90%.

To monitor the ionospheric channels of short-wave communications, it is necessary to create a net of experimental-technological radio routes. Such a net can be created on the basis of operating radio routes, the equipment of which needs to be complemented with equipment for the diagnostics of radio communication channels and with corresponding software. The equipment for the diagnostics of a communication channel should measure the characteristics of the radio channel quality when transmitting test communications, record information about the changes of the ionospheric parameters and suggest an optimal variant of uninterrupted work of the radio channel.

The use of small-power LFM-ionosondes of oblique sounding of the ionosphere is a considerable progress in the development of the methods of the ionosphere channels of short-wave communication diagnostics. In this case, the problem of the ionosphere monitoring is solved with acceptable mass and dimension characteristics of the equipment, less energy consumption and better electro-magnetic compatibility. The availability of LFM-ionosondes of oblique sounding on diagnostic radio routes allows to synthesize ionograms for operating radio routes, to estimate the expected quality of radio communication, to manage effectively frequency resources. It reduces twice the appearance of a code error [8]. And the most important thing is that it becomes possible to use antennas working in the system of the operating radio routes to diagnose the channel. Diagnostic radio routes of different length (from 5 to 10000 km and more) and orientation can be used to control the parameters of ionosphere radio channels.

At present, LFM-ionosondes are widely used in adaptive systems of short-wave communication for dynamic control of operating frequencies. Because of its adaptivity, the system automatically supports the quality of short-wave radio communication during a communication session by changing the main parameters of transmission in accordance with the change of the current ionosphere condition.

Such an approach to constructing adaptive systems of short-wave communication with the use of LFM-ionosondes allows to obtain data which is used for operative forecasting and extrapolation of information about ionospheric radio wave propagation to other regions.

The main task of the equipment, which does the monitoring of the ionosphere radio channel, consists in the operative choice and forecasting of optimal operative frequencies of communication by the results of the analysis of ionosphere radio wave propagation conditions and of noise situation (conditions, environment) for the given radio channel. The equipment system of radio channel monitoring should consist of an LFM-ionosonde, an analyzer of short-wave radio channel loading, and a packet of applied software on the choice of the main operating frequencies for the communication system. Different methods can be used for radio channel monitoring.

Here is an example of one method of short wave radio channel monitoring, which includes the following stages:

1. transmission of an informational communication by the transmitter of a communication system on the frequency chosen according to the data of long-term forecasting (in this case, the optimal operating frequency can be chosen close to the maximum of the used frequency (from the available resource) by the criterion of minimum noise level in radio channel with a set band);

2. oblique FLM-sounding of the ionosphere in the band  $\sim 3-40$  MHz;

3. analysis of the loading of the communication channel with noise and setting of optimal operating communication frequency from available resource (a strategy of the choice of the optimal operating frequency consists in defining the frequency range with maximum signal-to-noise ratio on condition that, in the region of multimode propagation, the amplitude of one mode exceeds the amplitude of another mode by not less than 10 dB);

4. transmission of information via the operating radio channel on the optimal operating frequency chosen in the process of operative forecast.

In all the cases it is necessary to define the percentage of error in the information communication.

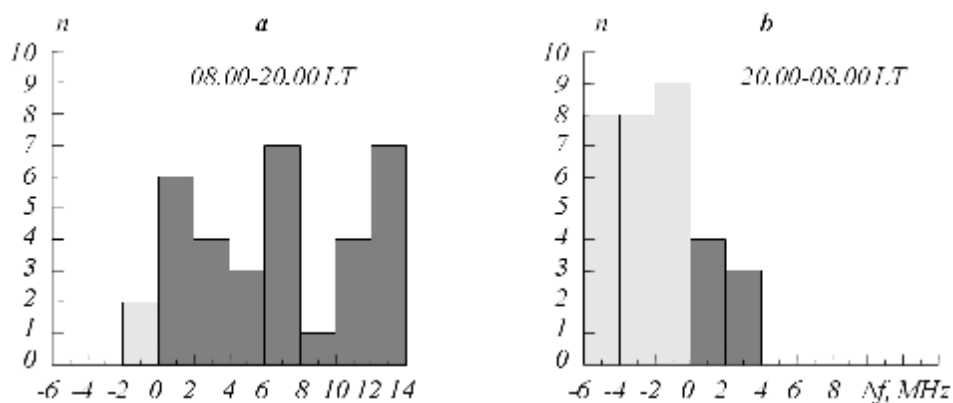


Fig. 1. Histograms of distribution of frequency difference of the related signals,  $\Delta f = f_1 - f_2$ , selected by knowledge of the long-term ( $f_1$ ) prediction and short-term ( $f_2$ ) prediction for diurnal (a) and nocturnal (b) hours [3].

To compare the effectiveness of a connected radio line work on long-term forecast and on operative forecast we shall give an experiment data represented in the work [9].

Tests of the monitoring system based on LFM-sound were done in October 1990 on the middle-latitude route Alma-Ata –Moscow with the length of 3000 km. The same antennas were used for the transmission/reception of the LFM-signal and for informational communication, which excluded the necessity of recalculating the energetics of connected and sounding radio lines.

The power of informational communication received two values: 5 W and 100 W. In this case, the optimal operating frequency was chosen close to the maximum of the used frequency (from the available resource) by the criterion of minimum noise level in the channel with a band of 3 kHz. The results of the tests are given in Fig. 1a (daylight, evening hours – 08.00-20.00 LT Moscow) and in Fig. 1b (night, morning hours –20.00-08.00 LT Moscow) in the form of distribution histograms of the difference of communication operation frequencies  $\Delta f = f_1 - f_2$ , where  $f_1$  was the frequency chosen by long-term forecast, and  $f_2$  - frequency chosen by operative forecast.

As it is seen from Fig. 1, in daylight hours, the difference of frequency  $\Delta f > 0$ , i.e. the frequency chosen by long-term forecast is higher than the one chosen by operative forecast. In this case, by the long term forecast, the work of connected short-wave radio line was carried out on the frequencies close to maximum observed frequencies and by the operative forecast, it was done on the frequencies with maximum signal-noise ratio, which in most cases fall on double-shock mode of propagation. In night and morning hours, when the maximum observed frequency was considerably decreasing (by 10-15 MHz) and the range of the short wave signal passing was narrowing, the distribution of frequencies difference was biased to negative values, i.e. the operating frequency chosen by the operative forecast was higher than the one chosen by one-term forecast. Such a choice of optimal operating frequencies is conditioned by the necessity of working at the given time on maximum high frequency where the level of station noise is lower.

Data concerning the effectiveness of informational communications reception transmitted by long-term forecast (black color) and by operative forecast (gray color) are given in fig. 2.

According to received data, correct reception of informational communications with the use of operative forecast occurred in 84% of the cases in daylight hours and in 90% of the cases in night hours. At the same time, the work of radio line based on long-term forecast data ensured correct reception of communications only in 54% of cases in daylight hours and in 46% of cases in night hours. Besides, in night and morning hours, when working by long-term forecast, in about 25% of cases were registered considerable mistakes ~19-21%, connected with the fact that in transitional time of the twenty-four-hour period, a reconstruction of the ionosphere takes place, which is badly described by the algorithm of long-term forecast [3].



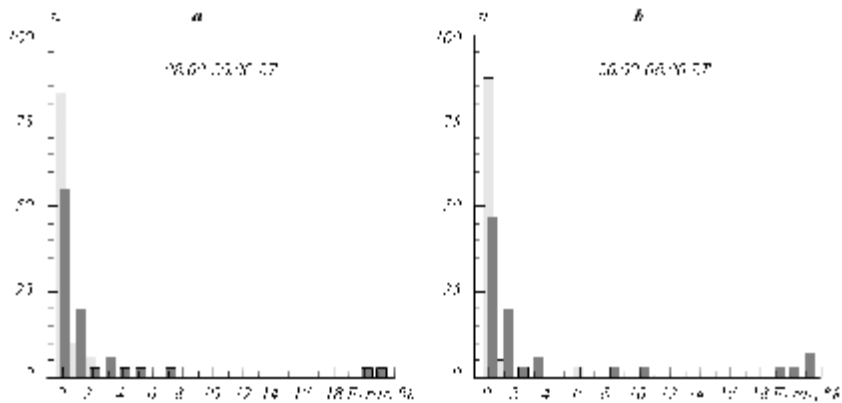


Fig. 2. Histograms of distribution of the percentage of mistakes in the text information transmitted according to the long-term prediction (dark color) and according to short-term prediction (light color) during diurnal (a) and nocturnal (b) hours [3].

With an increase of the power of connection signal, the probability of correct reception when working by long-term forecast was increasing in proportion to the power logarithm. The dependence of communication reliability on power allowed to estimate the necessary power of a connection signal when the system worked by long-term forecast and on the basis of LFM-monitoring on condition of equal reliability. It turned out that the work of a connection transmitter with the power of ~600w, when choosing optimal operating frequency of communication by long-term forecast, provided the same communication reliability as when choosing optimal operating frequency with the help of LFM-monitoring in the case of using a connection signal with the power of 5 W.

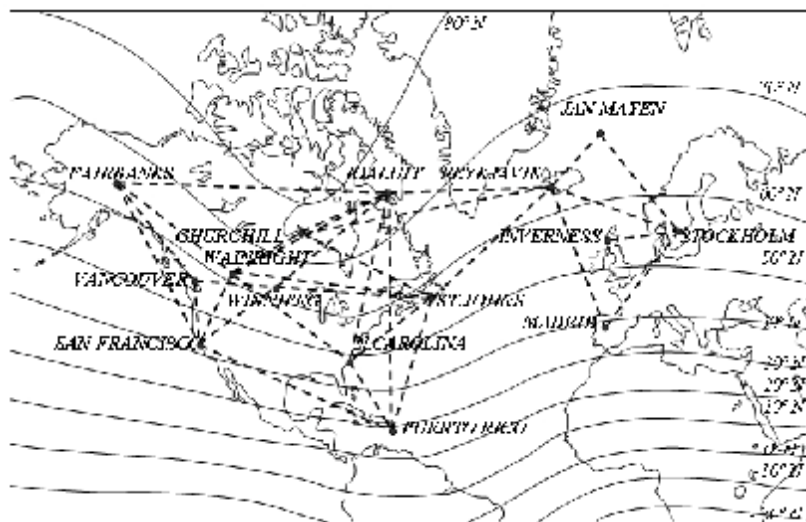


Fig. 3. Geometry of radio paths for measurement of stability of short-wave radio communication using LFM ionosondes for diagnostics of the United States-Europe ionospheric channel.

In the USA and NATO countries was also carried out a great number of experiments on the use of LFM-sound in adaptive systems of short-wave radio communication on radio routes crossing high-latitudinal regions, northern lights zone, as well as on middle-latitudinal radio lines with transmitters power of 10...100 W [10 – 13]. Figure 3 shows the geometry of the routes in experiments conducted in the USA and Western Europe. In the course of long experiments, data for more than forty radio lines were received and analyzed. The investigations showed that communication reliability approaching 100% can be achieved on condition that several stations situated about great territory are accessible and when there is a set of about ten operating frequency. It is important to note that with the change of magnetic activity, the routing of communication organization can change.

Besides, the appearance of sporadic layer  $E_s$  during strong disturbances in the  $F$ -region of high-latitudinal ionosphere can be used to organize a communication channel via layer  $E_s$ . To get a full-scale estimation and good quality forecast, it may be necessary to put together the information received from a great number of LFM-sounds as well as geophysical information.

In the cases when a communication line and a sounding route don't coincide, it is expedient to use the method of direct diagnostics of the communication channel characteristics, suggested in the works [14, 15]. The suggested method is based on the use of adiabatic relation of the diagnostic signal characteristics and of the investigated radio channel with changes of ionosphere parameters. It is established that with changes of ionosphere parameters within the limits of 20%, the following changes little:

- the value  $h$  which is equal to the ratio of the group path  $P_m$ , corresponding to the delay of the signal received on the maximum used frequency  $f_m$ , to the distance to the border of the lighted zone  $D_m$ ;
- the value  $c$ , equal to the ratio of maximum used frequencies of some modes for different radio routes;
- the ratio of the group path of the oblique sounding signal to the length of radio route on the relative frequency network (grid, lattice)  $b = f / f_m$ .

When using the data of oblique sounding, the found adiabatic ratios allow to extrapolate the data on the route which doesn't coincide with the standard one by length or by azimuth. In this case, weak dependency of value  $c$  is used, which equals the ratio of maximum used frequency of any modes for two routes. Value  $c$  is calculated by the results of modeling of the ionograms of oblique sounding for the given routes. After this, for every instant, maximum usable frequency of the diagnosed route is defined as the product of the value  $c$  and the value of maximum usable frequency of standard route.

The working capacity of the given algorithm was checked when comparing the results of the diagnostics of maximum usable frequencies on the routes Magadan – Irkutsk, Khabarovsk - Irkutsk [3], Khabarovsk – Bălți and Dushanbe –

Bălți, which allowed to considerably lower the error in calculation of maximum usable frequencies as compared with long-term forecast.

The effectiveness of short-wave range resources management depends to a large extent on the exactness and operativeness of defining optimal operating frequencies of communication. Therefore the development of new methods of operative forecast of optimal operating frequencies and of other characteristics of short-wave signals with the use of different kinds of ground-based sounding of the ionosphere and of automatization systems of data processing remains relevant to the present time [1, 16].

When constructing graphs of diurnal variation of maximum usable frequencies by the experimental data of LFM-sounding of the ionosphere, short-periodic variations are observed, which are conditioned by both small-scale heterogeneity and different wave processes. The sign of such variations can change from session to session even during 10-15 minutes. For optimal solution of the problems of operative forecast it is advisable to point out the most significant variations of maximum usable frequencies and to smooth the variations connected with both small-scale heterogeneous structure of the ionosphere and experimental errors when defining maximum used frequencies but with preservation of most essential variations with the period constituting 1 hour and more. To smooth short-period variations of experimental data, different modes can be used, for example linear smoothing at three of five points and smoothing with polynom in the third degree at seven points [3].

The use of linear smoothing of experimental data at three points is the most optimal for the solving of the problems of operative forecast. This method allows to reduce the number of errors, conditioned by inaccurate determination of maximum usable frequency, especially at night, because of  $F$ -scattering, and to take into account the general tendency of the change of maximum usable frequency in the course of time with preservation of the most significant variations, though, on the other hand, a forecast error is introduced a priori because small-scale heterogeneity is not taken into account.

Figure 4 shows examples of diurnal variation of experimental data of maximum usable frequencies and forecasted maximum usable frequencies on the routes Ioshkar-Ola–Bălți, Dushanbe–Bălți and Khabarovsk–Bălți received on November 21 1991 [17]. To carry out an operative forecast, maximum usable frequencies of regular model of radio-signal propagation, received as a result of oblique sounding in different seasons of 1991, were used. The operative forecast was calculated by the formula of linear extrapolation using model calculation with a ten-minute timely interval.

It is seen that, on the whole, long-term forecast describes qualitatively correctly the diurnal variation of maximum usable frequencies. But in certain hours, the experimental values differed from the ones calculated by long-term forecast by more than 35%. An analysis of diurnal variation of relative errors showed that for magneto-quiet days, there are time intervals during sunrise and sunset hours when maximum forecast error can be observed (see Fig. 4).

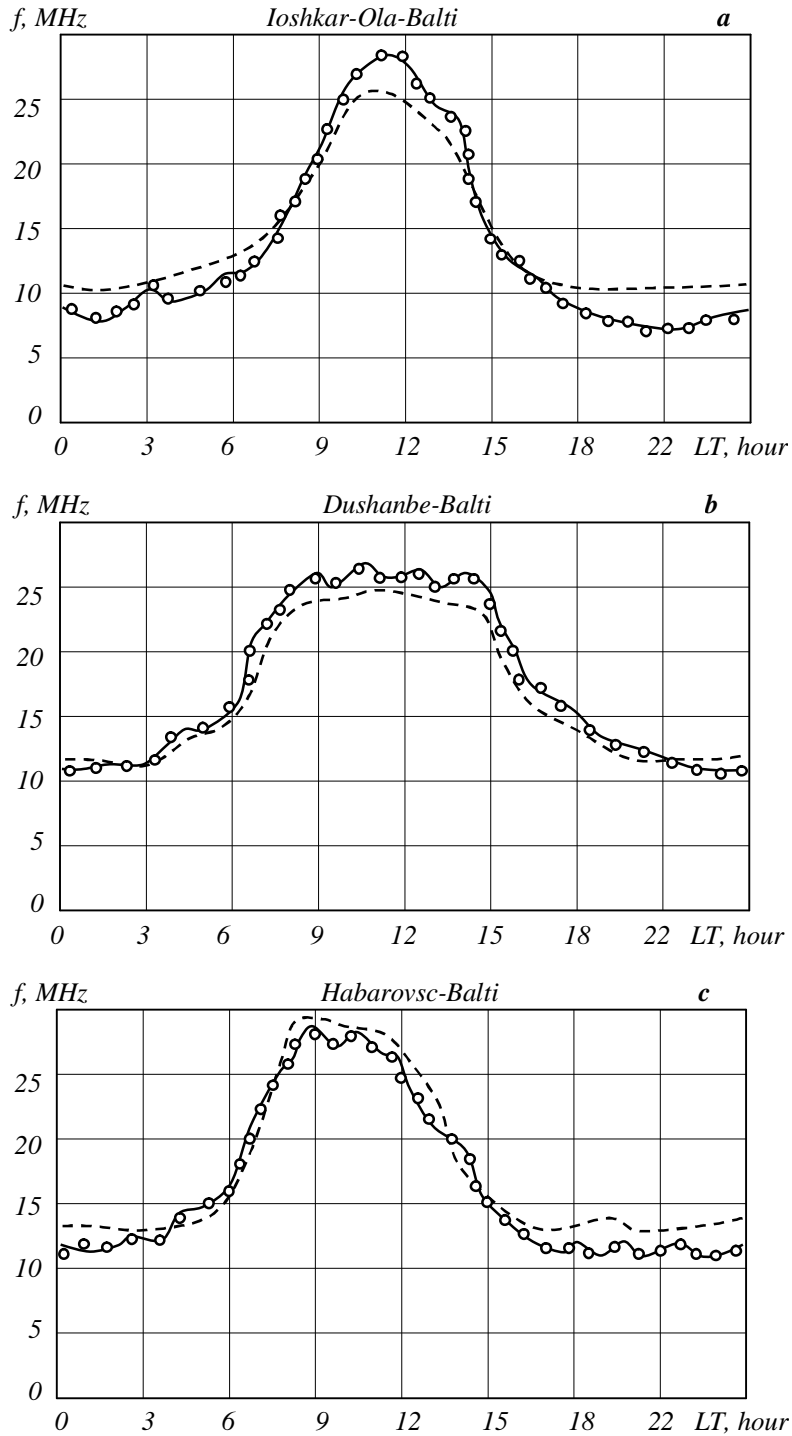


Fig. 4. Diurnal variations of values of MOF for long-term and operative forecast obtained on November 21, 1991; solid line is the operative forecast, dashed curve is the long-term forecast, and circles are the experimental data.

Such error movement during evening time is probably connected with generation of wave disturbances by the passing of the terminator through the route midpoint. This phenomenon leads to noticeable gradients of ionization and to variations of observed maximum usable frequencies, which are not taken into consideration in a long-term forecast model.

Methods of parameter extrapolation of the ionosphere short-wave channel by means of adapting the ionosphere model by the sounding results on the control route were also approved on the routes of LFM-sounding. The application of such method is possible in the case of significant space-time correlation of the examined parameters. The investigations were conducted on two pairs of middle-latitude routes with different orientation of basic receiving stations spacing with regard to radiation station: Dushanbe - Bălți, Dushanbe – Kiev and Khabarovsk - Bălți, Khabarovsk - Kiev.

Space correlation of maximum observed frequencies (MOF) was examined. The investigations were conducted in 1988-1991.

According to the experimental data, space correlation factor of maximum usable frequencies of the model  $2F_2$ ,  $3F_2$  and  $4F_2$  for the radio lines oriented along basic receiving stations spacing was high and constituted  $\sim 0.92-0.96$ , with the spacing of receiving stations across the route, the space correlation factor constituted  $\sim 0.8$ . High values of space correlation allowed to apply for the extrapolation of maximum usable frequencies the method of ionosphere model adaptation by the results of oblique sounding on control routes. In the experiments, the control routes Dushanbe – Bălți and Khabarovsk – Bălți were provided with diagnostic means, and the routes Dushanbe – Kiev and Khabarovsk – Kiev were considered operating. For the routes Dushanbe – Kiev and Khabarovsk – Kiev, the values of maximum usable frequencies were defined with the help of extrapolation, using the adaptation of an ionosphere model to the data oblique sounding received on the control route.

The adaptation of the model consisted in the selection of an entrance of the model-sun-spots number  $W$ . Taking into account this parameter allowed to adjust the theoretical value of the maximum usable frequency on the control route to the experimental value on the same route with some error. Adapted in such a way model was used in calculations to define maximum used frequencies on the work route. The selection of a new value was done only if the deflection of maximum observed frequencies exceeded the prior set error. Reference model of the ionosphere SMI-88 was used as an empirical model.

Figure 5a adduces data of the diurnal variation of maximum observed frequencies (experiment) for the control route Dushanbe – Bălți (circles) and Dushanbe – Kiev (points). Full lines stand for forecasted maximum usable frequencies (1), and the results of extrapolation of maximum observed frequencies from the control to the work line (2). Analogical data are given in Fig. 5b with the same symbols for the routes Khabarovsk – Bălți (circles) and work route Khabarovsk – Kiev (points). Data analysis showed that for the radio lines  $\sim 2000...3000$ km long and quiet ionosphere conditions, the model correlation can

be done on average in 6-7 hours, and for the routes ~6000...7000 km long in 2-3 hours. In this case, extrapolation errors of the values of maximum observed frequencies constitute ~4-5%, which is considerably less than the errors of long-term forecast.

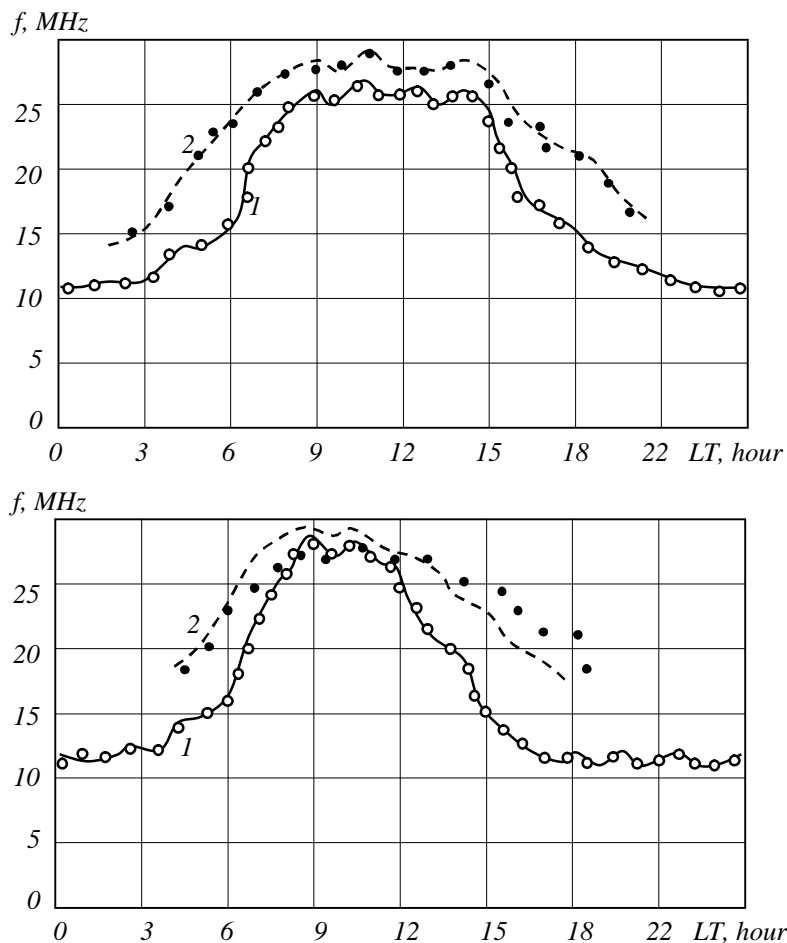


Fig. 5. (a) Diurnal variations of maximum observed frequencies:  $\circ$  – control trace Dushanbe-Bălți (experiment),  $\bullet$  - work trace Dushanbe-Kiev (experiment); by 1 is denoted the corrected prediction of maximum observed frequencies using data of the oblique sounding for the trace Dushanbe-Bălți, by 2 is denoted an extrapolation of maximum observed frequencies from the control route to the work trace Dushanbe-Kiev.  
 (b) Diurnal variations of maximum observed frequencies:  $\circ$  – control trace Khabarovsk-Bălți (experiment),  $\bullet$  - work trace Khabarovsk -Kiev (experiment); by 1 is denoted the corrected prediction of maximum observed frequencies using data of the oblique sounding for the trace Khabarovsk-Bălți, by 2 is denoted an extrapolation of maximum observed frequencies from the control route to the work trace Khabarovsk-Kiev.

## Bibliography

1. Golovin, O.V., S.P. Prostov, "Systems and devices of short wave communication," Goryachaya Liniya, Telecom, 2006, 598 p.
2. Cannon, P.S., M.J. Angling, and B. Lundborg, "Characterization and modeling of the HF communications channel, *The Review of Radio Science 1999-2002*, Edited by W. Ross Stone, IEEE Press. 2002, pp. 597-623.
3. Ivanov, V. A., V. I. Kurkin, V. E. Nosov, V. P. Uryadov and V. V. Shumaev, "Chirp ionosonde and its application in the ionospheric research, *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 46, 2003, pp. 821-851.
4. Baker, R.D., "Synchronised oblique ionosphere sounding for real – time determination of HF optimum working frequencies", *Wescon Technical Papers*, No. 31/2, 1964, p. 21.
5. Stevens, E.E., "The CHEC sounding system ionospheric radio communication", Edited by K. Folkestad, *Plenum Press.*, N.Y., 1968, p. 127.
6. Dayharsh, T.U., "Application of CURTS concept to spectrum engineering", *Proceedings of the National Electronics Conference*, Chicago, V. 24, 1968, p. 423.
7. Daly, R.F., "The CURTS Frequency Selection and Prediction System", *Proceedings of the National Electronics Conference*, Chicago, V. 24, 1968, p. 410.
8. The Results of the Systems "Trohy Dash 3" Tests, Technical Reports, USA, 1976, 80 p.
9. Ivanov, V.A., N.V. Riabova, V.P. Uriadov, V.V. Shumaev, "Frequency provision equipment in adaptive short-wave radio communication system", *Electrocommunication*, no. 11, 1995, pp. 30-32.
10. Goodman J. M., Ballard J. W., Sharp E. D., and Trung Luong, *Proc. of Session G5 at the XXVth GA URSI*, Published WDC-A, Boulder, 1998, pp. 64-70.
11. Bröms, M. and B. Lundborg, "Results from Swedish oblique soundings campaigns", *Annali di Geofisica*, vol. 37, 1994, pp. 145-152.
12. Goodman, J., J. Ballard, E. Sharp, "A long-term investigation of the HF communication channel over middle- and high-latitude paths", *Radio Science*, V. 32, No. 4, 1997, pp. 1705–1716.
13. Goodwin, R.J., S.P. Harris, "The design and simulation of an adaptive HF data network, HF radio systems and techniques", *Fourth International Conference on HF Radio Systems and Techniques*, (Conf. Publ. No. 284), 1988, pp. 1-5.
14. Grozov, V.P., V.I. Kurkin, V.E. Nosov, S.N. Ponomarchuk, "An interpretation of data oblique-incidence sounding using the chirp-signal", *Proceedings of ISAP'96*, Chiba, Japan, 1996, pp. 693 – 696.
15. Oinats, A.V., V.I. Kurkin, S.N. Ponomarchuk, "The technique for calculating of HF signals characteristics taking into consideration ionosphere waveguide propagation", *Proceedings of MMET'02*, Kiev, Ukraine, vol. 2., 2002, pp. 614 – 616.



16. Ivanov, V.A., N.V. Ryabova, V.P. Uryadov, V.V. Shumaev, "Forecasting and updating HF channel parameters on the basis of oblique chirp sounding", *Radio Science*, vol.32, no.3, 1997, pp. 983-988.
17. Plohotniuc, E.F., M.D. Pascaru, "Sounding of the ionosphere by LFM signals", *Scientific Anales of University "A.Russo", a. Mathematics, Physics, Techniques*, Balti. US „A.Russo”, vol. XX. 2004, pp. 52-61.

## **MONITORIZAREA CANALELOR IONOSFERICE DE COMUNICAȚIE**

**Eugeniu Plohotniuc**

(Universitatea de Stat "Alec Russo", Republica Moldova)

În lucrare este prezentată metoda de monitorizare a canalelor ionosferice Dushanbe-Bălți and Khabarovsk-Bălți de comunicare prin unde scurte cu utilizarea ionosondei cu modulaie liniară în frecvență în regim de sondare oblică.

Prezentat la redacție la 24.07.08

CZU: 621.391.81

## **OPERATING PRINCIPLES OF LFM IONOSONDES**

**Eugeniu Plohotniuc**

(State University "Alec Russo", Republic of Moldova)

The operating principles, technical characteristics and advantages of LFM ionosondes utilized for vertical, oblique, and vertical-oblique sounding of the ionosphere with respect to the pulse ionosondes are discussed.

At present, there is no strict self-consistent theory of propagation of extremely-wideband signals of Linear Frequency Modulated (LFM) ionosondes in the ionospheric plasma as a dispersive medium. Only a few approximate approaches of mathematical description of operational functions of the LFM ionosonde were developed accounting for specific features of processing of registered signals by the receiver, as well as based on well-known behaviour of narrowband signals in the ionosphere [1]. The influence of dispersion distortions in the ionosphere on the structure of the complicated signals (including LFM signals) during vertical sounding (VS) and oblique sounding (OS) of the ionosphere was analysed using theoretical frameworks described in [2, 3-6].

The basic principle of LFM ionosonde operation can be explained by using a simple functional scheme shown in Figure 1.

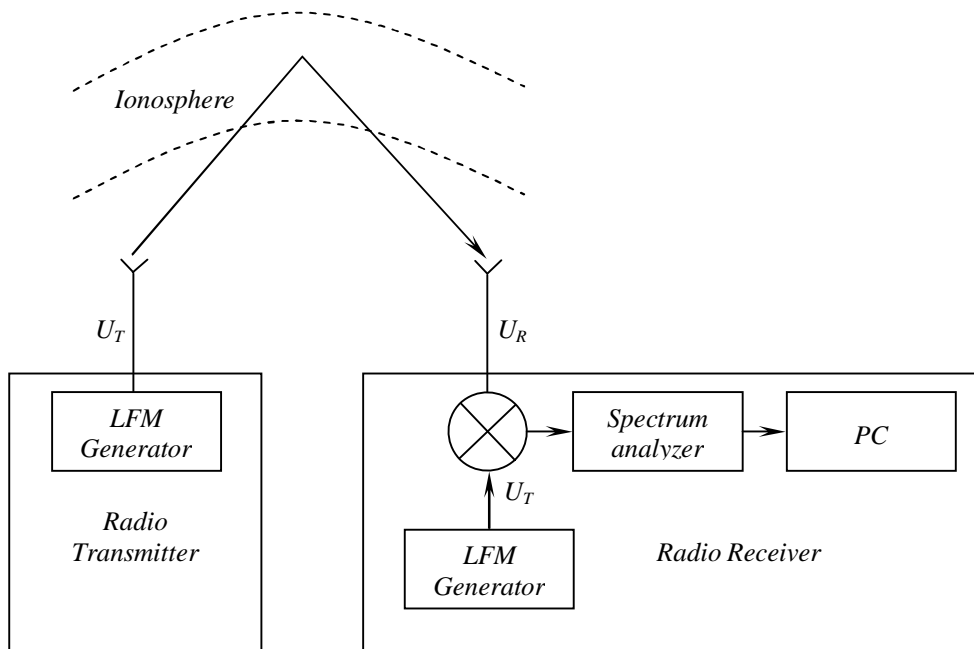


Fig. 1. Functional scheme of the LFM ionosonde.

Let us suppose that at the transmitting channel of an ionosonde the transmitter radiates a continuous signal with linear modulation of its frequency:

$$u_T(t) = u_0 \cos(w_s t + b t^2 / 2), \quad (1)$$

where  $u_0$  is the signal amplitude,  $w_s = 2\pi f_s$  is the initial circular frequency,  $b = 2\pi \dot{f}$  is the velocity of changes of the circular frequency. Then, the current radiated frequency,  $f = d(w_s t + b \cdot t^2 / 2) / 2\pi dt$ , changes according to linear law at the range from  $f_s$  to  $f_E$  with the velocity which has fixed values in the limits from 25kHz/s to 1MHz/s depending of the regime of sound and the problem that is being solved. Usually,  $f_s \sim 2-3$  MHz and  $f_E \sim 15-30$  MHz, and therefore the radiated signal has a period of several minutes and occupies a frequency bandwidth of several tens megahertz, i.e., it is extremely-wideband.

We also suppose that the LFM signal formed by the transmitter arrives at the input of the radio channel, containing the receiving-transmitting antenna-fider devices, the input of the receiver and the "land-ionosphere" waveguide, has all the elements of the channel to be coincided mutually with each other in the whole frequency band  $[f_s, f_E]$ . Let's assume for simplicity that in equation (1)  $u_0 = 1$ . In assumption of linearity of the characteristics of radio channel, a signal at its input

can be presented as an integral product of the radiated signal  $u_T(t)$  and the pulse characteristic of the channel  $h(t)$ :

$$u_R(t) = \int_0^{\infty} h(t)u_T(t-t)dt. \quad (2)$$

The signal  $u_R(t)$  passes the input circuits of the receiver, is then affected by first processing procedure using the method of its compression. Compression of spectrum is realized by the consistent filter at the receiver, in which the signal  $u_R(t)$  is produced with the signal of the basic generator shifted with respect to radiated generator at the time  $t_0$  and having the time dependence presented by (1). The result of this product contains low-frequency (difference between frequencies) and high-frequency (sum of frequencies) components. The latter component can be then filtered with low-frequency filter.

From the continuous signal of low frequency, using the corresponding analysis, the sets with period  $T_D$  are selected by the "window"  $w(t)$  with time duration around their centres of  $t_k = t_0 + (k-1/2)T_D$ ,  $k = \overline{1, N}$ . We should note that the window in the time domain with time period  $T_D$  corresponds to the segment of the input LFM signal with the frequency band of  $\Delta f_D = \beta \cdot T_D$ . Therefore, the frequency band of this segment has to be not larger than the frequency band of the receiver's selector.

Then the selected sets of the initial LFM signal enter at the input of the spectrum analyzer. The result of its work is described by the Fourier transform, where the spectrum of the  $k$ -selected set has the form:

$$S_k(\Omega) = S_k(F) = \frac{1}{4p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} w(t-t_k)h(t) \cos \left[ \frac{b}{2}(t-t_0)^2 - bt(t-t_0) \right] e^{i\Omega t} dt dt, \quad (3)$$

where  $\Omega = 2pF$ .

The form of the window  $w(t)$  in the device is realized in such a manner that its Fourier transformance  $W(F)$  has a narrow band, of about 1-10 Hz (in most cases ~1 Hz) with total elimination of the side loops. The selected sets with time period,  $T_D$ , correspond to segments of the LFM signal with basis  $B_D = \Delta f_D \cdot T_D$  in the frequency domain. For the case of  $\beta = 10^5$  Hz/s and  $T_D = 1$ s, we get  $\Delta f_D \cong 100$  kHz and  $B_D \cong 10^5$ .

Expressing the pulse characteristic of the radio channel  $h(t)$  via its Fourier transformance, called transferred function  $H(w)$ , the following approximate expression of the registered spectrum at the input of the spectrum analyzer can be obtained [7]:

$$S_k(\Omega) = \frac{p}{2} e^{iy} \int_{-\infty}^{\infty} H(w) B(b(t_k - y_0) + w + w_H) e^{-iw y_0} dw, \quad (4)$$

where  $y = b(y_0^2 - t_0^2)/2 - w_s(y_0 - t_0)$ ,  $y = \Omega/b - (t - t_0)$ ,  $y_0 = \Omega/b + t_0$ ,  $B(b(t_k - y_0) + w + w_s)$  - and the Fourier transform of the function equals

$$b(y) = e^{ib y^2/2} W(b y). \quad (5)$$

The term  $b(y)$  is defined as a range of the argument values where the function differs essentially from zero. According to (5), it is close to the term describing spectrum of the window of selections,  $W(b y)$ . In this case, it is also supposed that the lower limit of frequency band  $\Omega_0$ , measured by the analyzer exceeds the frequency band of the window spectrum. In these definitions, the expression for spectrum of the  $k$ -selected set is the same as that for the response of the radio channel against any equivalent signal  $b(y)$  with the spectrum  $B(w)$ .

According to (5) the time duration of the pulse signal  $b(y)$  is defined by the frequency resolution of the spectrum analyzer  $d\Omega$  and by the velocity of frequency changes according to the formula  $dt \cong d\Omega/b$ .

Usually, the time duration of the equivalent pulse is of the order of  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  s, and the band of its spectrum is of the order of 10–100 kHz. In the short-wave range in most cases such a spectrum can be considered narrowband. In the conditions mentioned here the scheme of modeling the characteristics of continuous LFM signals when sounding the ionosphere is reduced to a simple problem of propagation with narrowband signals. It is well known [8, 9] that when sounding the ionosphere with narrowband pulse signals, several responses of the radio channel are registered by the receiver with the frequency band equal to the frequency band of the signal (in conditions of full coincidence).

As a rule,  $H(w)$  can be presented as a sum of transferred functions  $H_l(w)$ , corresponding to different modes of propagation:

$$H(-w) = H^*(w) = \sum_l H_l^*(w) = \sum_l |H_l(w)| e^{-i w P_l(w)/c}, \quad (6)$$

where  $P_l(w)$  is a phase trajectory of the  $l$ -th mode at frequency  $w$ .

Let us expand  $H_l^*(w)$  at the proximity of the frequency

$$w_k = w_s + b(t_k - y_0), \quad (7)$$

which is a central frequency in the spectrum  $B(w)$ . Within the limits of the examined band, the value  $|H_l(w)|$  can be taken as constant, and the function  $P_l(w)$  as a smooth function. Therefore we can limit the Teylor expansion of the signal phase by using only its second-order term:

$$\frac{w P_l(w)}{c} = \frac{w_k P_l(w_k)}{c} + (w - w_k) t_l + (w - w_k)^2 \frac{t_l'}{2}, \quad (8)$$

where

$$t_l = \left. \frac{d[w P_l(w_k)]}{cdw} \right|_{w_k} \quad (9)$$

is the group delay of the  $l$ -th mode at the frequency  $w_k$ , and

$$t'_l = s_l / 2p = \left. \frac{dt_l}{dw} \right|_{w_k} \quad (10)$$

After submission of (8) into the right part of (6), the expression for the output spectrum  $S_k(\Omega)$  can be obtained in the following form [10]:

$$S_k(\Omega) = S_k(F) = \frac{P}{2} e^{i(y+w_k y_0)} \sum_l H_l^*(w_k) q(y_0 - t_l), \quad (11)$$

where  $q(y_0 - t_l)$  is the inverse Fourier transformance of  $Q(w_k - w) = B(w_k - w) e^{-i \frac{(w-w_k)^2 t'_l}{2}}$ .

From these current derivations it follows that without accounting for frequency dispersion (i.e., for the second-order term in the expansion (8)), the non-distorted signals are registered at the output of the spectrum analyzer. This case corresponds to propagation of various modes during the sounding of the ionosphere with narrowband pulse with envelope  $b(y_0)$ .

Actually, the pulse envelope is the function  $W(b y_0)$ , since the power in the exponent of expression (11) for the case of consideration is very small. Therefore, the form of pulses is defined by the form of the window  $w(t)$  of the spectrum analyzer. The position of the centre of  $l$ -th signal at the axis  $\Omega$  is determined from the constraint  $y_0 = t_l$  and corresponds to the frequency

$$\Omega_l = b(t_l - t_0) \text{ or } F_l = \mathcal{K}(t_l - t_0) \quad (12)$$

Expression (12) gives relation between time delay of the registered signal of mode  $l$  and the variable of the analyzer  $\Omega$  (or the difference  $F$ ), and allows also to coincide the interval of group delays of interest with the working band of the analyzer  $[F_0, F_{\max}]$  by using the corresponding selection of the parameter  $t_0$ .

To obtain record of all modes of the signal with delays  $t_1, \dots, t_n$ , it is necessary that the frequency band of the receiver exceeds the value  $\Delta F = \mathcal{K}(t_n - t_1)$ . For example, if  $(t_n - t_1) = 5ms$  and  $\mathcal{K} = 100 \text{ kHz/s}$ , then  $\Delta F = 500 \text{ Hz}$ . This means that for the given velocity of rearrangements of the frequency at the receiver, its working frequency band of  $500\text{Hz}$  corresponds to the time window, which equals  $5ms$ .

The spectrum analyzer divides the band of the receiver into  $m$  equal sub-bands of value  $dF$ . The latter characterizes errors in estimating the time of group delay, which is defined by the time of the equivalent pulse,  $dt$ , and has to be smaller than the expected minimum difference of signal delays for different modes of propagation.

By using fast Fourier transform for derivation of the signal spectrum at the difference frequency, the corresponding quadrature components should be outlined. Using these components, the amplitude and phase spectra can be calculated. The amplitude spectrum is used for performance of the corresponding ionograms. Index  $k$  in formula (11) determines the current frequency  $\omega_k$ , at which the characteristics of LFM signal of mode  $l$  are calculated. Changes of the index  $k$  from 1 to  $N$ , correspond to the frequency of the LFM signal running along the whole frequency band used for sounding.

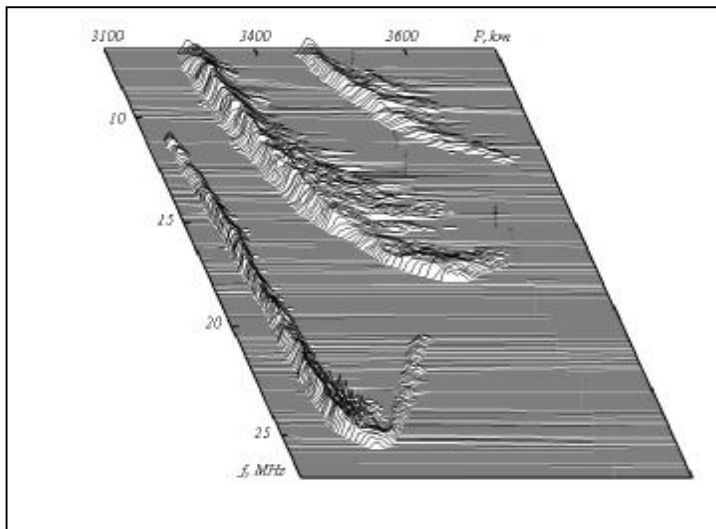


Fig. 2. The experimental amplitude spectrum obtained on the trace Ioshkar-Ola-Bălți.

As an illustration, in Fig. 2 the experimental amplitude spectrum  $|S_k(t)|$  is presented during sounding on the trace Ioshkar-Ola-Bălți on December 10 1991. The group path  $P = ct$  is arranged along the axis of delays. The registered signals correspond to bottom and top rays of one-, two- and three-hop modes of propagation. The graphical imaging of the cross-section of  $|S_k(\Omega)| = |S_k(t)|$  at the given level presents an actual ionogram of oblique sounding. The dependence  $|S_k(t)|$  at the time  $t_k$  presents the amplitude relief of the signal at the current frequency  $f_k$  for all the registered modes of propagation.

In works [3, 11, 12], the radiated continuous LFM signal was performed in the frequency domain (unlike the above described approach operating with signal in the time domain). For this case, the method of stationary phase was used, giving a good approximation for the real spectrum.

In our further discussions we suppose that the obtained solution of the problem of propagation of the harmonic signal in the ionosphere is found and known. Then, it defines the transfer function of the ionosphere containing the amplitude-frequency characteristic (AFC) and phase-frequency characteristic (PFC) for the wave frequency under consideration. If so, the product of radiated

signal and the transfer function of the ionosphere finally gives the spectrum of the signal at the input of the receiver, and the Fourier transform of this product gives us the desired signal.

Further mathematical derivations of the signal can be done according to the scheme described above. As a result of such an approach, we can obtain analytical dependences for the amplitude spectrum on difference frequency accounting for dispersion in propagation of radio signal in the ionosphere.

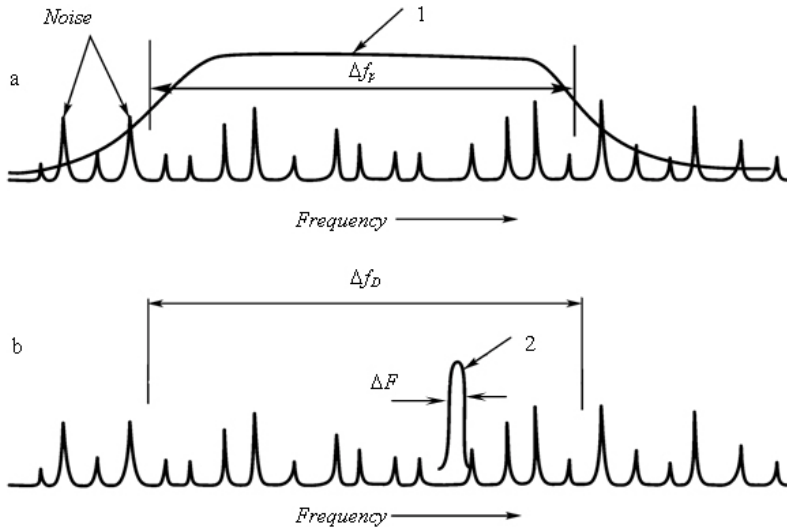


Fig. 3. The frequency band of the pulse ionosonde (curve 1) and the LFM ionosonde (curve 2).

Concluding this paragraph, we will consider the question of stability of LFM ionosonde against noises with respect to the pulse ionosonde described in [2, 13]. The main sources of noises in the short-wave frequency band are the operating radio broadcasting stations. In Fig. 3 according to [14] the frequency band of the pulse receiver is shown (curve 1).

We should stress that the band of the pulse ionosonde has to be not less than  $\Delta f_p \sim 1/T_p$ , where  $\Delta f_p$  and  $T_p$  are the band of radio frequencies and the time duration of the sounding pulse, respectively. For typical values of  $T_p = 50 \text{ ms}$  we easily estimate  $\Delta f_p \sim 20 \text{ kHz}$ , i.e., the band of a pulse ionosonde is much bigger than the band  $\Delta F$  of an LFM ionosonde. All noises from radio stations can be hit simultaneously inside the bandwidth of the impulse ionosonde, and practically cannot be rejected from this wide bandwidth.

The receiver of an LFM-ionosonde has much less frequency band  $\Delta F$  (curve 2, Fig. 3) and selects signals from radio stations continuously, step by step, transforming them into impulse noise, the spectral density of which is sufficiently small and which can be rejected by several technical methods, namely, either by frequency rejecting at the input filter of the receiver, or by time rejecting of the signal at difference frequency.



If, for example, at the input of the receiver the noise signal arrives in the form of:

$$u_n(t) = u_0 \cos w_n t, \quad (13)$$

then, after product operation with the signal (8.1) in the receiver, this signal has the form:

$$u_n(t) = u_0 \cos \left( (w_n - w_s)t - \frac{b}{2} \cdot t^2 \right). \quad (14)$$

At the same time, the difference signal during the time  $T$  can be assumed to be harmonic, that is, its power is concentrated on the element  $dF$ . During the time  $T_D$  the noise power  $P_n$  is distributed along the band  $\Delta f_D$  in such a manner that the spectral density of its power equals:

$$N_n = \frac{P_n}{\Delta f_D}. \quad (15)$$

Hence, at the element  $dF$  will be concentrated the noise density recorded at the output of the receiver, which equals:

$$(P_n)_{exit} = \frac{P_n}{\Delta f_D} \cdot dF = \frac{P_n}{B_D}, \quad (16)$$

where  $B_D = \Delta f_D / dF = \Delta f_D T_D$  is the basic parameter of the signal with noise. In this case, the ratio of signal power to noise power at the input and output of the receiver is described by the following formula [15]:

$$\left( \frac{P_{sign}}{P_n} \right)_{exit} = B_D \left( \frac{P_{sign}}{P_n} \right)_{ent}. \quad (17)$$

Thus, during broadcasting stations activity and influences of noises arriving at the input of LFM receiver, we get according to (17) that the signal-to-noise ratio (SNR) at the output of the receiver exceeds the SNR at the input of the receiver in  $B_D$  times (for  $B_D \gg 1$ ), which allows to decrease significantly the transmitted power of the LFM ionosonde. It should be pointed out that using the narrow beam antenna grid with the dimensions of  $2.5km$ , the ionograms of oblique sounding can be easily obtained at power of radiation of the order of units of milliwatt [16, 17].

Further we shall formulate briefly the main requirements for the parameters of an LFM ionosonde used to investigate the ionosphere and to diagnose short-wave communication ionospheric channels. The transmitting part of an LFM ionosonde can be built on the basis of industry-produced broad-band power amplifiers and elaborated program-run synthesizers of LFM signals [18-24]. The main requirement for the transmitting part refers to the spectral purity of the formed LFM signal and to frequency stability of the LFM signal synthesizer reference generator, which must be not less than  $10^{-8}$  Hz (brief instability leads to the appearance of mistakes in LFM signal synthesis and to deviation from linear law which drives the transmitter, and long instability leads to deviation of frequency absolute values of the forming LFM signal). Frequency range of an LFM ionosonde is determined by the length of usable radio-traces. For the years with

high solar activity, maximum-suitable frequencies can reach 40 MHz; therefore an LFM ionosonde should have a frequency range not less than 2÷40 MHz. Radiation power of a power amplifier shouldn't be too strong not to interfere with other short-wave communication systems.

Usually, a transmitter's power shouldn't exceed 100 W. The requirements for the receiver bandwidth of an LFM ionosonde are contradictory: on the one hand, it should be big enough to transmit without distortion all the signal propagation modes; on the other hand, an increase of the bandwidth leads to an increase of noise that gets into the receiver tract and to its masking of the useful signal. The width of the receiving tract band pass is closely connected with the speed of LFM signal frequency change and with the range of the signal mode group delay. The necessary range of group delay is calculated taking into account radio-route length with some reserve, which compensates the influence of the instabilities of the receiving and transmitting tracts, temporary lack of synchronization of the time scales of the receiving and transmitting parts, daily and annual variations of group delays under the influence of the Sun radiation. When sounding on short and middle radio-routes, the calculated range of group delays doesn't exceed 3-4 ms. Thus, when using an LFM signal with the frequency change speed  $df/dt = 100$  kHz/s, the receiving tract transition band should be not less than 500 Hz.

When working in an automatic regime on different radio-routes with a big difference of the levels of received signals, insufficient dynamic range of the system can influence the quality of received ionograms. A signal that exceeds the boundary of a dynamic range may cause distortions in non-linear circuits of the receiving tract (frequency changers, amplifiers). The problem can be solved by using variable step-switching attenuators connected at the input of the radio-receiving installation.

An LFM ionosonde should work on both long (more than 3000 km) and short (up to units km) routes. This requires the use of at least two antenna systems for long and short radio-routes and of antenna commutators for their quick switching. To ensure the possibility of receiving signals of the world net of LFM-ionosondes, the receiving antennas should have a circle radiation pattern in a horizontal plain. The required exactness of synchronization of the time scales of the receiving and transmitting parts of an LFM ionosonde (not less than 20-30  $\mu$ s), can be reached by constructing a subsystem of exact time on the basis of GPS receivers and rubidium frequency standards. A frequency standard can also serve as a source of oscillation for the LFM signal synthesizer. The parameters of an LFM signal formed by the synthesizers in the receiving and transmitting parts of the complex should meet high requirements: a wide range of frequency change, high linearity of the frequency change law, spectral purity, coherence. LFM signal synthesizers constructed by using the method of direct digital synthesis answer such requirements. The choice of the LFM signal frequency change speed is defined by the necessary frequency resolution and delay as well as by the necessity of compatibility with the LFM ionosondes of the world net. It should be noted that by

changing the speed of the LFM signal frequency change, the width of the signal spectrum of difference frequency grows too, which requires an increase of the receiver transmission band, that is, of the transmission in signal-to-noise ratio. The positive factor here is that in this case decreases the influence on the communication systems working in DKMB range. A decrease of the sounding speed, on the contrary, improves signal-to-noise ratio, reduces the receiver transmission band, but increases the duration of the sounding session, and increases the influence on DKB of the communication system. Most transmitters of the world net of LFM ionosondes use the LFM signal change speed of 100 kHz/s, when the receiver transmission band is sufficiently wide within the limits of permissible duration of the sounding  $d$  which constitutes 280 s. when sounding in the range 2 - 30 MHz.

The technical characteristics of LFM ionosondes for vertical, oblique, and vertical-oblique sounding of the ionosphere are represented in the table.

With the help of LFM ionosondes, extensive data on the condition of natural and artificially-disturbed ionosphere were received; formation peculiarities of the field of short-wave signals on middle-latitude, sub-auroral, trans-equatorial routes of different length were investigated. High effectiveness of using LFM sondes as part of adaptive short-wave radio communication system was experimentally shown.

Technical characteristics of LFM ionosonde operating with continuous signals

Main Characteristics	VS	OS	BOS
<b>Radio Transmitter</b>			
Frequency range of radiated LFM signal, MHz	2–16	2–40	2–40
Velocity of LFM signal frequency changes, kHz/s	50	100–1000	25–100
Radiated power, Watt	2–10	2–100	10–1000
<b>Radio Receiver</b>			
Frequency range of received LFM signal, MHz	2–16	2–40	2–40
Velocity of LFM signal frequency changes, kHz/s	50	100–1000	25–100
Frequency band of the receiver, Hz	500	500	1000
Dynamic band, dB	80	100	120
Approval of the device on delay, <i>ms</i>	20	10	10–40
The range of the observed delays, <i>ms</i>	10	5	5–20

In order to implement the potential possibilities of using LFM sounds when solving fundamental and applied problems in the field of ionosphere physics and radio wave propagation, it is necessary to widen the world net of LFM sondes and to place them, first of all, in high-latitude regions, where the effects of Sun – Earth connection in the system of magnetosphere – ionosphere – atmosphere are most strongly manifested. Besides, the placement of LFM sondes in the Arctic and in the Antarctic regions will allow us to receive in real-time regime information about the conditions of radio wave propagation in regions strongly exposed to the influence of magneto-ionospheric disturbances. This data can be used to solve the practical

problems of providing effective functioning of short-wave radio communication systems, above-the-horizont short-wave radio-location, radio-navigation and radio direction-finding.

Further development of hardware-software devices of an LFM complex presupposes inclusion into the data base of geophysical information received from sputniks in on-line regime and exchange of sounding results over the Internet.

Thus, we can quite definitely assert that the development of an LFM sondes network, software improvement, their inclusion into a single world network of LFM ionosondes will allow us to control and forecast on a new technological level the effects of space weather, that play such an important role in life support on the Earth.

### Conclusion

The main requirements for the parameters of an LFM ionosonde used to investigate the ionosphere and to diagnose short-wave communication ionospheric channels are the following:

1. the transmitting part of an LFM ionosonde can be built on the basis of industry-produced broad-band power amplifiers and elaborated program-run synthesizers of LFM signals;

2. the main requirement for the transmitting part refers to the spectral purity of the formed LFM signal and to frequency stability of the LFM signal synthesizer reference generator, which must be not less than  $10^{-8}$  Hz (brief instability leads to the appearance of mistakes in LFM signal synthesis and to deviation from linear law which drives the transmitter, and long instability leads to deviation of frequency absolute values of the forming LFM signal);

3. an LFM ionosonde should have a frequency range not less than 2÷40 MHz;

4. when using an LFM signal with the frequency change speed  $df/dt = 100$  kHz/s, the receiving tract transition band should be not less than 500 Hz;

In order to implement the potential possibilities of using LFM sounds when solving fundamental and applied problems in the field of ionosphere physics and radio wave propagation, it is necessary to widen the world net of LFM sondes and to place them, first of all, in high-latitude regions, where the effects of Sun – Earth connection in the system of magnetosphere – ionosphere – atmosphere are most strongly manifested.

### Bibliography

1. Ivanov, V. A., V. I. Kurkin, V. E. Nosov, V. P. Uryadov and V. V. Shumaev, "Chirp ionosonde and its application in the ionospheric research, *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 46, 2003, pp. 821-851.
2. Ureadov, V., V. Ivanov, E. Plohotniuc, L. Eruhimov, N. Blaunshtein, and N. Filipp, *Dynamic Processes in Ionosphere and Methods of Investigation*, Iasi, Romania, Tehnopress, 2006, 284 p.

3. Ivanov, V. A., "Peculiarities of propagation of short-wave LFM radio signals in the regular ionosphere", Moscow: VINITI, No. 3064-85. 1985, 41 p.
4. Namazov, S. A., "On dispersion distortions of signals with the limited spectrum during reflection from the ionosphere", *Radiotekhnika and Electronics*, vol. 24, 1984, pp. 1280-1288.
5. Orlov, Yu. I., "On geometrical theory of dispersion distortions of signals with the limited spectrum", *Izv. Vuzov, Radiophysika*, vol. 25, 1982, pp. 772-783.
6. Terina, G. I., *Radiotekhnika and Electronics*, vol. 12, 1967, pp.124-132.
7. Ilyin N. V., Khakhinov V. V., Kurkin V. I., et al., *Proc. of the International Symposium on Antennas and Propagation*, Chiba, Japan, vol.3, 1996, pp. 689-692.
8. Budden K.G. *Radio Waves in the Ionosphere*, Cambridge: Cambridge University Press, 1966, 542 p.
9. Ginsburg, V. L., *Propagation of Waves in Plasma*, Moscow: Phys.-Math. Literature, 1967, 684 p.
10. Davydenko, M. A., N.V. Ilyin, and V. V. Khakhinov, "On the shape of measured spectra of the ionosphere sounding by an FMCW signal under dispersion case", *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 64, 2002, pp. 1897-1902.
11. Brynko, I. G., I. A. Galkin, V. P. Grozov et al., "Automatically controlled data gathering and processing system using an FMCW ionosondes", *Adv. Space Res.*, vol. 4, 1988, pp. 121-124.
12. Ivanov, V. A., D. V. Ivanov, and A. A. Kolchev, "Study of peculiarities of dispersive characteristics of radio channels with help of LFM ionosonde", *Izv. Vuzov., Radiophysika*, vol. 44, 2001, pp. 241-253.
13. Erukhimov, L. M., V. A. Ivanov, N. A. Mityakov, et al., *LFM-Method of Diagnostics of the Ionospheric Channel*, Moscow: VINITI, No. 9027-1386, 1986, 94p.
14. Barry, H. G. "A low-power vertical-incidence ionosondes", *IEEE Trans. on Geoscience Electronics*, vol. GE-9, 1971, pp. 86-89.
15. Lynch, J. T., R. B.Fenwick, and O. G. Villard Jr., "Measurement of best time-delay resolution obtainable along east-west and north-south ionospheric paths", *Radio Science.*, vol.7, 1972, pp. 925-929.
16. Sweeney L. E., Jr., "Experimental measurements of amplitude and phase distributions across a 2.5-km HF array", *Proc. of URSI Spring Meeting*, Washington, D.C., Apr 1968.
17. Sweeney, L. E., Jr., "A new swept-frequency technique for matching feedline lengths", *Proc. of the IEEE*, vol. 59, Issue 8, 1971, pp. 1281-1282.
18. "The new VOS-1 vertical/ oblique sounder", *Prospect "Barry Research" Palo Alto*, Calif., USA, 1970.
19. "Chirpsounder receiver systems", *Prospect "Barry Research" Palo Alto*, Calif., USA, 1972.

20. "Ionospheric chirpsounder transmitter TCS-4", *Prospect "Barry Research" Palo Alto, Calif., USA, 1973.*
21. "HF chirpsounder receiver model RCS-5", *Prospect "BR Communications", USA, 1985.*
22. "HF chirpsounder transmitter model TCS-5", *Prospect "BR Communications", USA, 1990.*
23. Poole, A. W. V., "Advanced sounding (1): The FM-CW alternative", *Radio Science*, vol. 20, 1985, pp. 1609–1616.
24. Poole, A.W.V., and G. P. Evans, "Advanced sounding (2): first results from an. advanced chirp ionosondes", *Radio Science*, vol. 20, 1985, pp. 1617–1623.

## **PRINCIPIILE DE LUCRU ALE IONOSONDELOR DE TIP MLF**

**Eugeniu Plohotniuc**

(Universitatea de Stat "Alec Russo", Republica Moldova)

În lucrare sînt prezentate principiile de lucru, parametrii tehnici și avantajele ionosondelor cu modulare liniară a frecvenței, utilizate pentru sondarea verticală, oblică și vertical-oblică a ionosferei, în comparație cu ionosondele de tip impuls.

Prezentat la redacție la 24.07.08

CZU: 621.7/.8

## **CERCETĂRI PRIVIND CEMENTAREA STRATULUI SUPERFICIAL AL SUPRAFEȚELOR PIESELOR DIN OȚEL CU APLICAREA DESCĂRCĂRILOR ELECTRICE ÎN IMPULS**

**Vitalie Beșliu**

(Universitatea de Stat „A.Russo, Republica Moldova)

În această lucrare este prezentată o metodă de cementare a stratului superficial al suprafeței pieselor aplicîndu-se descărcările electrice în impuls cu electrozi-sculă din grafit. Studiarea microdurității straturilor superficiale a pieselor din oțel a demonstrat că descărcările electrice în impuls în regim de subexcitare provoacă atît procese termice, cît și termochimice, acestea influențînd considerabil proprietățile fizico-chimice ale stratului superficial al piesei.

### **Întroducere**

Pentru durificarea și depunerea straturilor de protecție, un rol important îl au metodele electrofizice de prelucrare a materialelor care se bazează pe utilizarea fluxurilor concentrate de energie, cum ar fi fascicolul de electroni, razele laser, plasma de temperatură joasă, descărcările în impuls etc.[1]. Una dintre aceste metode este și descărcarea electrică în impuls pe suprafețele metalice care este aplicată cu succes pentru durificarea pieselor din construcția de mașini [2, 3]. Este

cunoscut faptul că alierea prin descărcări electrice este caracterizată de un șir de avantaje prezentate în lucrările [4, 5, 6], însă ea posedă și dezavantaje cum ar fi: grosimi mici ale straturilor suprafețelor prelucrate, imposibilitatea folosirii materialelor neconductoare de curent electric, productivitate relativ joasă, rugozitatea înaltă a suprafeței. Cu toate dezavantajele enumerate, acest proces se dezvoltă în ultimii ani tot mai larg și se folosește în diferite domenii de aplicabilitate. Pentru prelucrarea suprafeței în conformitate cu această metodă, în calitate de electrod-sculă anod, sînt folosite diferite materiale conductoare de curent electric cum ar fi: cuprul, carburile metalice, grafitul, nichelul etc. ce influențează asupra proprietăților fizico-chimice și mecanice ale piesei supuse cercetării (schimbîndu-i duritatea, rezistența la uzură, rugozitatea) [1, 6].

A fost demonstrat faptul că utilizarea electrodului-sculă executat din grafit poate influența asupra micșorării rugozității stratului superficial supus prelucrării [7, 13] și sporirii microdurității lui [9, 10, 11].

În lucrarea [7] au fost efectuate cercetări experimentale utilizîndu-se piese executate din oțel 45 în stare normalizată, electrodul-sculă fiind fabricat din asemenea materiale cum ar fi Ti, Ni, Cu și Ag. Încercările experimentale au fost realizate pe instalația „Elitron-22” în diapazonul de energii pe interstițiu 0,2-0,4 J. Rezultatele obținute în urma aplicării descărcărilor electrice în impuls au demonstrat că rugozitatea minimă se obține pentru cazul utilizării electrodului executat din Cu. Pentru cazurile urmate de prelucrarea cu electrod-sculă din grafit s-a observat o micșorare a rugozității pentru toate cele patru materiale (Ti, Ni, Cu și Ag).

Autorii lucrării [9] au efectuat cercetări experimentale cu electrozi-sculă din cupru și grafit în apă distilată și gaz lampant, piesele fiind confecționate din oțel cu conținut de 0,38% de C în stare recoaptă. Cercetarea microșlifurilor acestor piese a demonstrat faptul că, pe suprafața piesei, apare stratul alb cu cea mai înaltă duritate urmată de zona influențelor termice și a materialului de bază. Măsurarea microdurității stratului alb a demonstrat o mărire de aproximativ 3 ori față de materialul de bază. Analiza datelor obținute ne demonstrează faptul că, în cazul utilizării electrodului-sculă executat din grafit, duritatea stratului alb este mai mare decît la utilizarea electrodului din cupru indiferent de dielectricul utilizat. Rentghenograma acestor microșlifuri a demonstrat faptul că la aplicarea în calitate de mediu de lucru a gazului lampant pe suprafața piesei se formează cementita, ceea ce nu se întîmplă în cazul apei distilate [9].

În cazul utilizării electrodului din grafit în mediu ambiant cu polaritatea anod [11] și catod pe suprafața piesei se observă o schimbare a microdurității stratului depus, care conținea și grafit [10].

Analiza acestor lucrări au condus la lansarea ipotezei că, pentru a spori și mai mult microduritatea suprafeței piesei prelucrate, ar fi rezonabil de a se folosi electrodul-sculă executat din grafit. În continuare, vor fi prezentate rezultatele cercetărilor experimentale de durificare a suprafețelor metalice aplicînd descărcările electrice în impulsuri bipolare, în regim de subexcitare, cu utilizarea electrozilor-sculă executați din grafit.



### Metodica cercetărilor experimentale

În lucrările științifice [8, 12] s-a demonstrat că tratamentele termice și termochimice, realizate prin aplicarea descărcărilor electrice în impuls, pot avea loc fără topirea și vaporizarea materialului supus prelucrării. Adică pentru a obține un tratament termic fără topirea materialului, e nevoie ca durata de descărcare să fie mai mică de  $10^{-7}$ s. Ținându-se cont de acest fapt, a fost elaborat un generator de impulsuri de tip RCL, a cărui schemă este prezentată în fig.1 [12]. Această sursă de alimentare este formată din următoarele părți componente: generatorul de impulsuri de putere 1, blocul de amorsare 2 și blocul de comandă 3, a căror descriere detaliată este prezentată în lucrarea [12]. Studiind oscilogramele descărcărilor electrice la diferite regimuri de prelucrare similare celor prezentate în fig.2, putem afirma că durata impulsului de descărcare a semiperioadelor poate varia de la 9 pînă la 26  $\mu$ s. Din oscilograma se observă că pe parcursul unei descărcări solitare polaritatea se schimbă invers datorită inductanței din circuitul schemei electrice. Adică unul din electrozi în perioada pozitivă este catod, iar în cea negativă se transformă în anod și invers. Din oscilograma se observă că, valoarea curentului în circuitul de descărcare pentru semiperioada pozitivă este de două ori mai mare decât în perioada negativă.

Cercetările experimentale au fost efectuate în condițiile mediului ambiant (aer) la presiunea atmosferică normală, în regim de subexcitare în care piesa sau electrodul, aveau posibilitatea de a-și schimba polaritatea. Electrosculă e confecționat din grafit în formă de bară cu diametrul 2 mm, rotunjit la capăt sub formă de emisferă, iar piesa era confecționată din oțel 45 în stare recoaptă, sub formă de paralelipiped (20×20×5), care se deplasa față de electrod cu viteza  $V=1$  mm/s. Tensiunea de încărcare a bateriei de condensatoare varia în limitele 400...600V, energia degajată în interstițiu varia în limitele 0,26...0,58 J, frecvența descărcărilor alcătuia  $f=8$ Hz, mărimea interstițiului  $S=0,5$ mm, capacitatea  $C=8\mu$ F.

Microduritatea stratului superficial se măsoară pe microdurimetrul PIMT-3M cu sarcina de penetrare de 5g.

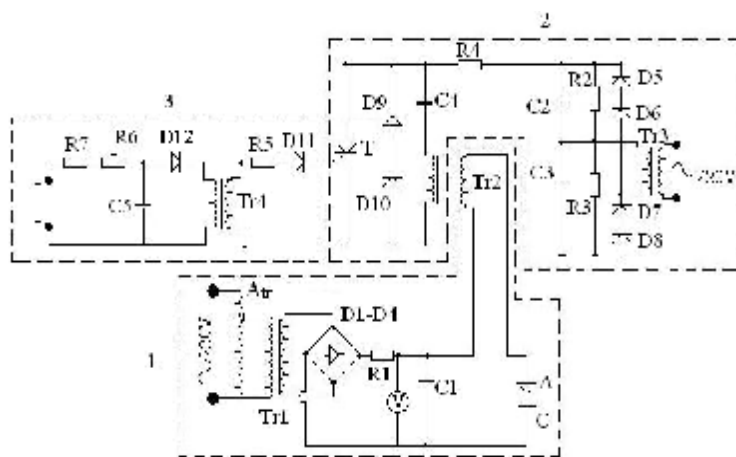


Fig.1. Schema electrică principală a sursei de alimentare pentru tratarea termică și termochimică a suprafețelor pieselor prin descărcări electrice în impuls.



Fig.2. Vederea generală a oscilogramei obținută cu ajutorul sursei descrise mai sus în circuitul de descărcare:  $U_c=400V$ ,  $S=1,5mm$ ,  $C=8\mu F$ ,  $f=3Hz$ .

### Rezultatele cercetărilor obținute și analiza lor

În rezultatul acțiunii descărcărilor electrice în impuls asupra suprafeței piesei executate din oțel 45 recopt, cu electrod-sculă din grafit, are loc formarea depunerilor de grafit atât la utilizarea electrodului-sculă în calitate de anod cât și ca catod. Studiul morfologiei suprafeței piesei, după interacțiunea cu plasma descărcărilor electrice în impuls, atestă faptul că, în cazul utilizării electrodului executat din grafit în calitate de catod, stratul depus este mai mare. Iar pentru același număr de treceri, cu cât valoarea energiei degajate în interstițiu e mai mare, cu atât și stratul depus din grafit este mai mare.

Analiza metalografică a straturilor superficiale ale pieselor prelucrate a demonstrat că, în afara depunerilor din grafit, mai apare și stratul alb, separat de materialul de bază prin intermediul stratului intermediar. Cercetarea microdurității acestor straturi demonstrează faptul că valoarea cea mai înaltă a acestora o posedă stratul alb. Valoarea microdurității stratului alb e funcție de regimul energetic de prelucrare, de numărul de treceri și de polaritatea electrodului-sculă (fig.4, fig.5). Microduritatea superioară a stratului alb poate fi explicată prin încălzirea rapidă a unui volum mic de material și răcirea bruscă a acestuia, grosimea lui constituind circa 5-10  $\mu m$  (fig.3).

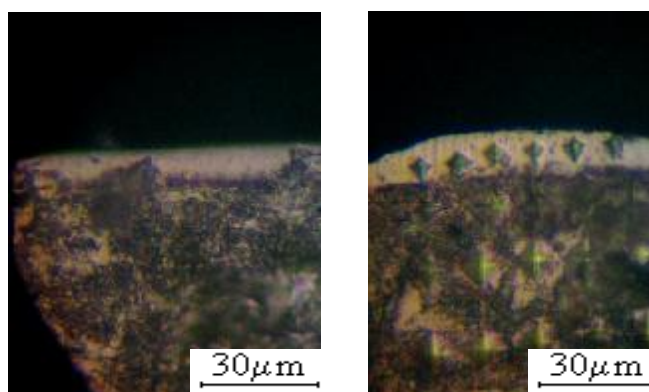


Fig.3. Microstructura piesei din oțel 45 după aplicarea descărcărilor electrice în impuls la regimurile:  $C=8\mu F$ ;  $f=8Hz$ ;  $V=1mm/s$ ;  $S=0,5mm$ ; a- $W=0,42J$ ,  $n=2$  treceri, electrod-sculă anod b- $W=0,26J$ ,  $n=3$  treceri electrod-sculă catod.

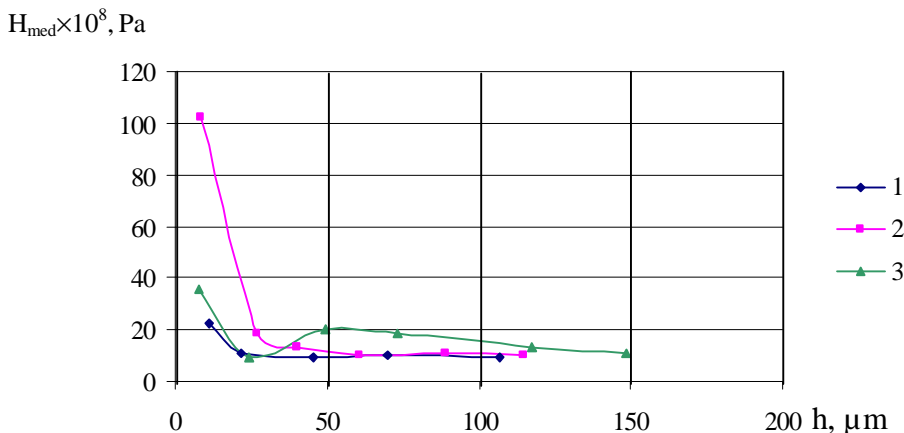


Fig.4. Dependenta valorii microdurității de adâncimea stratului superficial a pieselor executate din Oțel 45 după interacțiunea descărcărilor electrice în impuls la două treceri pentru: C=8 $\mu$ F; f=8Hz; V=1mm/s; S=0,5mm; 1-W=0,26J; 2-W=0,42J; 3-W=0,58J;electrodul sculă-anod.

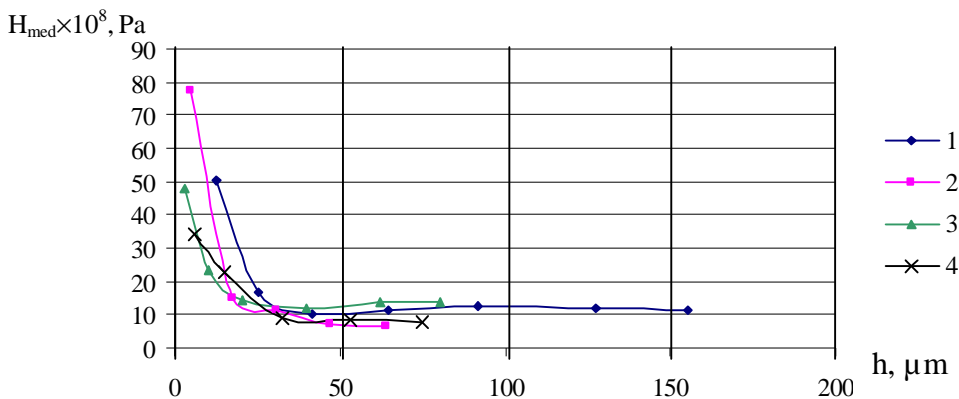


Fig.5 Dependenta valorii microdurității de adâncimea stratului superficial a pieselor executate din Oțel 45 după interacțiunea descărcărilor electrice în impuls pentru: C=8 $\mu$ F; f=8Hz; V=1mm/s; S=0,5mm; 1- W=0,26J, n=2 treceri; 2-W=0,42J, n=2 treceri; 3-W=0,58J, n=2 treceri; 4-W=0,26J, n=3 treceri; electrodul sculă-catod.

Din graficile prezentate pe fig.4 și fig.5 se observă că microduritatea stratului intermediar este mai mică decât cea a stratului alb, iar microduritatea materialului de bază este mai mică decât cea a stratului intermediar. Se observă însă în unele cazuri și abateri, cum ar fi cazul în care microduritatea stratului intermediar devine mai mică decât cea a materialului de bază fig.4(3). Această micșorare a microdurității poate fi explicată prin apariția fenomenului de revenire sau prin difuzia carbonului din stratul intermediar în stratul de la suprafață.

Cercetările experimentale atestă faptul că microduritatea maximă pentru cazul când electrod-sculă îndeplinește funcția de anod este obținută la două treceri pentru energia pe interstițiu de  $W=0,42J$  și constituie  $101,8 \times 10^8 Pa$ , fiind de

circa 10 ori mai mare (ca valoare) decât microduritatea materialului de bază fig.4(2). Pentru energiile pe interstițiu de  $W=0,26J$  și  $W=0,58J$  fig.4(1, 3) valorile maxime a microdurităților constituie  $22,6 \times 10^8 Pa$  și, corespunzător  $47,88 \times 10^8 Pa$ , adică posedă o mărire de aproximativ de 2-5 ori față de materialul de bază.

În cazul folosirii în calitate de catod a electrozudului-sculă pentru toate cele trei energii, se atestă o mărire a microdurității. Pentru energii pe interstițiu de  $W=0,26J$ ,  $W=0,42J$  și  $W=0,58J$ , la două treceri, microduritatea stratului alb constituie corespunzător  $50,3 \times 10^8 Pa$ ,  $77,2 \times 10^8 Pa$  și  $47,88 \times 10^8 Pa$ , prezentînd o mărire a microdurității de circa 4-7 ori față de cea a materialului din starea inițială fig.5(1, 2, 3). Pentru energia pe interstițiu de  $W=0,26J$  la trei treceri se observă o micșorare a microdurității (fig.5(4)) în comparație cu microduritatea maximă la două treceri, ea constituind  $34,28 \times 10^8 Pa$ .

Din cele analizate rezultă că, în cazul folosirii electrozudului-sculă, odată cu schimbarea polarității avem atît fenomene termice cît și termochimice datorită presupuselor fenomene de difuzie din stratul superficial al piesei. Astfel, putem presupune că, la folosirea electrozudului-sculă drept catod, în prima etapă, obținem depunerile de grafit pe suprafața piesei după cum s-a menționat în lucrarea [10], iar după o anumită pauză, schimbîndu-se polaritatea, se produc procese de difuzie a carbonului, depus pe suprafața superficială a piesei schimbîndu-i proprietățile fizico-chimice. Astfel, se explică creșterea însemnată a microdurității. Am putea afirma că, la aplicarea descărcărilor electrice în impuls asupra oțelurilor, au loc tratamente termice și termochimice, datorită atît încălzirii și răcirii bruște, cît și a fenomenelor de difuzie, ce influențează considerabil asupra proprietăților fizico-chimice a stratului superficial al pieselor.

## Concluzii

În rezultatul acțiunii descărcărilor electrice în impuls asupra oțelului 45 în stare recoaptă cu electrozud-sculă din grafit folosit (în calitate de anod și catod, cu posibilitatea schimbării polarității), pe stratul de la suprafața piesei s-a stabilit următoarele: indiferent de polaritatea electrozudului-sculă, pe suprafața piesei s-au depistat nu numai depuneri de grafit, dar și apariția stratului alb de o microduritate înaltă; în baza cercetărilor experimentale, putem afirma faptul că microduritatea suprafeței poate fi mărită de circa 2-10 ori față de materialul de bază. Putem concluda că metoda propusă poate fi aplicată la durificarea superficială a suprafețelor pieselor, însă necesită o analiză mai detaliată și pentru alte regimuri de prelucrare.

## Bibliografia

1. Tănăsescu, Florin Teodor, Bologa, Mircea, Cramariuc, Radu. Electrotehnologii. Procesarea materialelor și tehnologii electrochimice: București. Editura Academiei Române, V.2, 2002. 250 p.

2. Лунева, В. П., Верхотуров, А. Д., Козырь, А. В., Глабец, Т.В., Бруй, В. Н.– Использование хромоникелевых сплавов для создания электроискровых покрытий // ЕОМ, №4. 2005. с.11-18.
3. Бурумкулов, Ф. Х., Лезин, П. П., Сенин, П. В., Иванов, В. И. и др. Теория и практика, МГУ им. Н. П. Огарева, Саранск, 2003.
4. Топала, П.А. Массоперенос и диффузионные процессы в поверхностных слоях детали машин при электроискровой обработке // Материалы международной конференции: Технологии ремонта, восстановления и упрочнения детали машин, механизмов, оборудования, инструмента и технологической оснастки, Санкт-Петербург, часть 2, 2007. с.234-242.
5. Сидоренко, С. И., Иващенко, Е. В., Мазанко, В. Ф., Лобачева, Г.Г., Миронов, Д. В., Храновская, Е. Н. Формирование и свойства поверхностного слоя при сочетании процессов азотирования и электроискрового легирования титаном, хромом сплавов железа // 6-th International conference “Interaction of Radiation with solids” Minsc, Belarus, September 28-30, 2005. с. 430-432.
6. Pereteatcu, Pavel. Contribuții privind intensificarea alierii prin scînteii electrice la acțiunea cu surse energetice din exterior: Autoref. Teza de doctor în științe tehnice. Chișinău, 2008. 18 p.
7. Михалюк, А.И. Уменьшение шероховатости электроискровых покрытий при последующей обработке графитовым электродом // ЭОМ, №3, 2003. с.21-23.
8. Topala, Pavel. Condition of thermic treatment and chimico superficial innards, with the adhibition electric discharge in impulses// Nonconventional technologies review, N.1, 2007, pg.129-132.
9. Bulent, Ekmekci, Oktay, Elkoca, Abdulkadir, Erden. A comparative sudy on the surface integrity of plastic mold steel due to EDM// Metallurgical and Materials Transactions, ProQuet Science Journals Feb 36B, 2005. p.117-124.
10. Topală, P., Besliu, V. Graphite deposits formation on innards surface on adhibition of electric discharges in impulses // BULLETIN OF THE POLYTEHNIC INSTITUTE OF IASSY, T.LIV, 2008. p. 105-111.
11. Топала, П., Стойчев, П., Епуряну, А., Бешлиу, В. Упрочнение металлических поверхностей на участках для электроискрового легирования // International Scientific and Technical conference Machinebulding and technospere of the XXI centry. Donetc. 2006. p.262-266.
12. Topala, Pavel, Stoicev, Petru, Tehnologii de prelucrare a materialelor conductibile cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. Chișinău, TEHNICA – INFO, 2008. 265 p.
13. Cogun, C., Özercan, B. and Caracay, T. An experimental investigation of the powder mixed dielectric on machining performance in electric discharge machining// Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, ProQuest Science Journals, 220, B7, 2006. p.1035-1050.

# **INVESTIGATION AIMED AT CEMENTATION OF THE SUPERFICIAL STRATUM OF THE PIECE SURFACES MADE OF STEEL APPLYING ELECTRIC DISCHARGES IN PULS**

**Vitalie Beshliu**

(State University "Alec Russo", Republic of Moldova)

This paper presents a method of cementation of the superficial stratum of the piece surfaces applying electric discharges in pulse with graphite tool-electrode. The study of microhardness of the superficial stratum of steel pieces showed that electric discharges in pulse in sub excitement regime provoke thermic and thermo-chemical processes. These processes influence considerably microhardness of the superficial piece stratum.

Prezentat la redacție la 17.06.08

CZU: 621.7/.9

## **CERCETĂRI EXPERIMENTALE PRIVIND MODIFICAREA MICROGEOMETRIEI SUPRAFETELOR PIESELOR METALICE PRIN METODA ELECTROEROZIUNII**

**Vladislav Rusnac**

(Universitatea de Stat „Alec Russo”, Republica Moldova)

În lucrare sunt prezentate rezultatele cercetărilor experimentale privind formarea meniscurilor sub formă de conuri Taylor pe suprafețele pieselor cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. Se examinează influența energiei acumulate pe bateria de condensatoare și a duratei impulsului asupra formării acestora. Modificarea microgeometriei suprafețelor pieselor are ca scop sporirea capacităților de absorbție a radiației și de emisie a particulelor elementare. Se demonstrează că dimensiunile meniscurilor formate sunt funcție de regimul energetic de prelucrare, mărirea interstițiului, durata descărcării electrice în impuls și proprietățile termo-fizice a materialului de execuție al piesei.

### **Introducere**

În marea arie a electrotehnologiilor un loc deosebit îi revine celei de prelucrare a materialelor cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls (DEI).

Prelucrările cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls (DEI) s-au bifurcat în prezent în două direcții principale: prelucrările dimensionale, care au ca scop principal prelevarea unei părți de material de pe suprafața semifabricatului în scopul modificării formei și a dimensiunilor acestuia [1, 2, 3] și formarea stratului de depunere care are ca scop principal transferul materialului prelevat de pe suprafața unuia dintre electrozi pe suprafața celuilalt pentru a-i modifica

dimensiunile, proprietățile și compoziția chimică a stratului de suprafață a piesei prelucrate [4, 5].

Prima direcție a acestui procedeu de prelucrare s-a găsit o aplicabilitate destul de diversă în construcția de mașini și aparate, permițând, în primul rând, prelucrarea acelor materiale care nu se supun prelucrărilor prin metodele clasice (carburi metalice cu temperaturi înalte de topire de tipul WC, TiC, TaC, semiconductori etc), asigurând prelucrarea suprafețelor cu caracter complex (găuri, orificii, cavități, proeminențe etc.) și, nu în ultimul rând, o automatizare totală a procesului de prelucrare.

Cea de-a doua direcție de aplicare a acestei metode, legată de modificarea compoziției și structurii stratului de suprafață a pieselor aplicate în construcția de mașini și aparate, în prezent, s-a ramificat după cum urmează:

- formarea straturilor de depunere din materiale compacte;
- formarea straturilor de depunere din pulberi și amestecuri de pulberi;
- modificarea compoziției și proprietăților stratului de suprafață a piesei în lipsa modificării dimensiunilor piesei sau însoțită de micșorarea rugozității suprafeței prelucrate.

În toate aceste cazuri rugozitatea joasă este un obiectiv comun, deoarece ea determină durabilitatea pieselor prelucrate cu aplicarea DEI și utilizate în construcția cuplurilor cinematice care funcționează sub acțiunea forțelor de frecare. Din rezultatele cercetărilor experimentale ale autorilor lucrărilor [1-4], rezultă că mărimea rugozității suprafeței prelucrate este funcție de regimul energetic de prelucrare și proprietățile materialelor de execuție ale pieselor sau celor de realizare al depunerilor.

Cu toate acestea e necesar de menționat că rugozitatea suprafețelor prelucrate poate fi privită și ca un parametru benefic, dacă se modifică obiectivele finale la formarea suprafețelor pieselor cu aplicarea DEI.

În cazul proceselor de prelucrare cu aplicarea DEI, indiferent de procedeul aplicat (fie prelucrare dimensională sau formarea straturilor de depunere), are loc topirea și prelevarea materialului de pe suprafața electrozilor cu formarea pe suprafețele acestora a unor cratere de forma calotei sferice.

De către autorii lucrărilor [6, 7, 8, 9] au fost înregistrate trei tipuri de cratere, toate având forma calotei sferice: prima - cu profil neted, a doua - cu profil rugos și cel de-al treilea - având în mijloc un menisc. Meniscurile au fost observate nu numai în centrul craterelor, dar și în apropierea acestora. În afară de aceasta, într-un șir de lucrări [5, 6, 8] se demonstrează că apariția meniscurilor în centrul craterelor se datorează perturbării suprafeței metalului lichid sub acțiunea câmpurilor electrice de intensitate înaltă, forței de tensiune superficială a metalului topit și celei de greutate. În lucrarea [10] este studiată geometria craterelor formate pe suprafețele pieselor executate din diferite materiale conductoare după aplicarea DEI. S-a menționat că, pentru oțeluri de tipul 12X18H10T și XBI, în centrul craterului poate apărea un menisc, a cărui formă depinde în mare măsură de energia degajată în interstițiu.



În cele ce urmează vor fi prezentate rezultate cercetărilor experimentale privind modificarea microgeometriei suprafețelor cu aplicarea DEI prin extragerea meniscurilor din suprafețele prelucrate ale pieselor executate din wolfram.

### Metodica cercetărilor experimentale

Cercetările experimentale s-au efectuat în aer, la temperatura camerei la o descărcare solitară. Pentru efectuarea cercetărilor experimentale a fost utilizată o instalație specială, a cărei schemă electrică este prezentată în fig.1 [4]. Instalația are următoarele părți principale: 1 - generatorul de impulsuri de putere de tipul RC; 2 - blocul de amorsare; 3 - blocul de comandă care permite sincronizarea impulsurilor de putere și a impulsurilor de amorsare. În procesul cercetărilor, mărimea interstițiului dintre electrozi se măsoară cu ajutorul unui comparator cu cadran (precizia de 0,01mm) și se controla, permanent, cu ajutorul microscopului de tipul MPB-2.

Dimensiunile meniscurilor (conurilor Taylor) au fost măsurate cu ajutorul microscopului MBS-9 și cu ajutorul microscopului electronic cu scanare de tipul QUANTA-200 (FEI Filips).

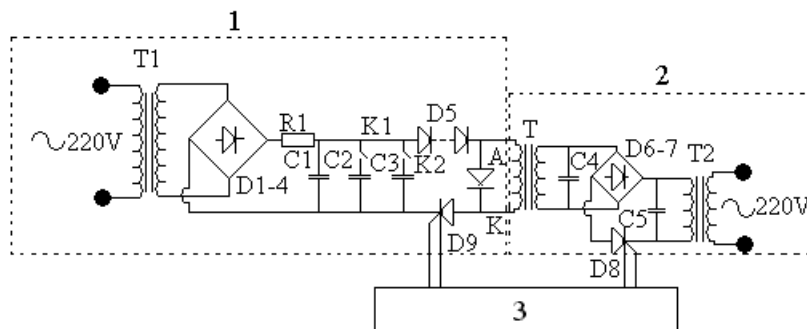


Fig.1 Schema electrică principală a instalației [4]:  
1-generator de impulsuri de putere; 2- blocul de amorsare;  
3-blocul de comandă.

Parametrii electrodinamici (durata impulsului, variația curentului în impuls, căderea de tensiune pe interstițiu, cât și energia degajată la o descărcare solitară) se determinau prin osciloscopare, conform metodicii prezentate în [4, 5].

Pentru determinarea valorii maxime a curentului în circuitul de descărcare se folosea șuntul coaxial cu rezistența  $R = 0,003\Omega$ .

În calitate de electrozi, se utiliza sîrmă din wolfram cu diametrul  $d = 2\text{mm}$ . Descărcările electrice aveau loc în sistemul de electrozi confecționați din același material și situați perpendicular unul față de altul cu un interstițiu  $S = 0,2\text{mm}$ , așa cum este prezentat pe figura 2. În toate cazurile anodul se poziționa în partea de sus.

Capacitatea bateriei de condensatoare (C1, C2, C3) se modifica în trepte (cu pasul de  $100\mu\text{F}$ ) în limitele 100 -  $600\mu\text{F}$  pentru anumite valori ale tensiunii de

încărcare a bateriei de condensatoare. Aceste valori ale tensiunii, pentru cazuri aparte, constituiau 60V, 100V, 150V și 200V.

Pentru determinarea influenței duratei impulsului asupra geometriei conurilor Taylor în procesul DEI, se modifica energia acumulată pe bateria de condensatoare menținând constantă durata impulsului. Cercetările se efectuau pentru mai multe valori ale duratei impulsului de descărcare și anume: 100 $\mu$ s, 125 $\mu$ s, 160 $\mu$ s, 180 $\mu$ s, 200 $\mu$ s și 220 $\mu$ s. Cercetările se repetau de 10 ori în scopul obținerii unor rezultate precise.

### Rezultatele experimentale și interpretarea lor

În procesul cercetărilor a fost studiată influența energiei acumulate pe bateria de condensatoare și a duratei impulsului asupra formării meniscurilor (conurilor Taylor) pe suprafața anozilor, când aceștia erau poziționați în conformitate cu schema din figura 2. Pentru toate cazurile, anodul se fixa în poziția de sus din motivul că în procesul formării meniscurilor (conurilor Taylor), un rol deosebit îl joacă forța de greutate, care este orientată în jos și conduce la creșterea înălțimii meniscurilor și micșorarea diametrelor bazelor acestora. E necesar a menționa că, în procesul cercetărilor experimentale, meniscurile au fost depistate atât pe suprafața anodului, cât și pe cea a catodului. Pe anod ele, de regulă, au dimensiuni mai mari, fapt ce poate fi explicat în baza criteriului Palatnik, datorită schimbării polarității electroeroziunii, cât și fenomenului de divizare a energiei degajate în interstițiu pe parcursul unei descărcări între suprafețele electrozilor și, nu în ultimul rând, a rezistenței active a interstițiului.

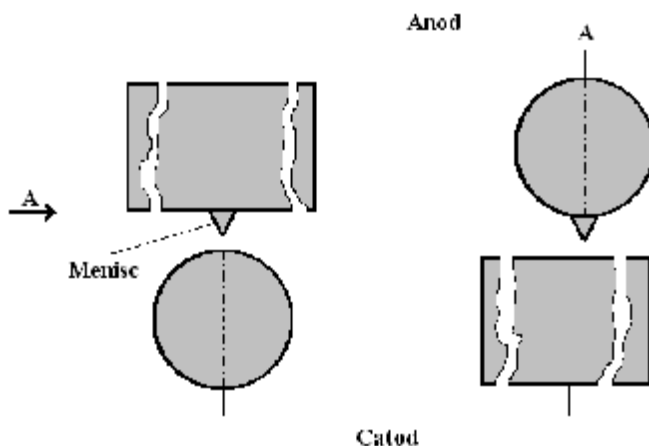


Fig. 2 Schema de poziționare a electrozilor în procesul cercetărilor experimentale.

Vederea generală a meniscurilor extrase de pe suprafața anozilor în condiții de laborator, la o descărcare solitară, este prezentată în figura 3.

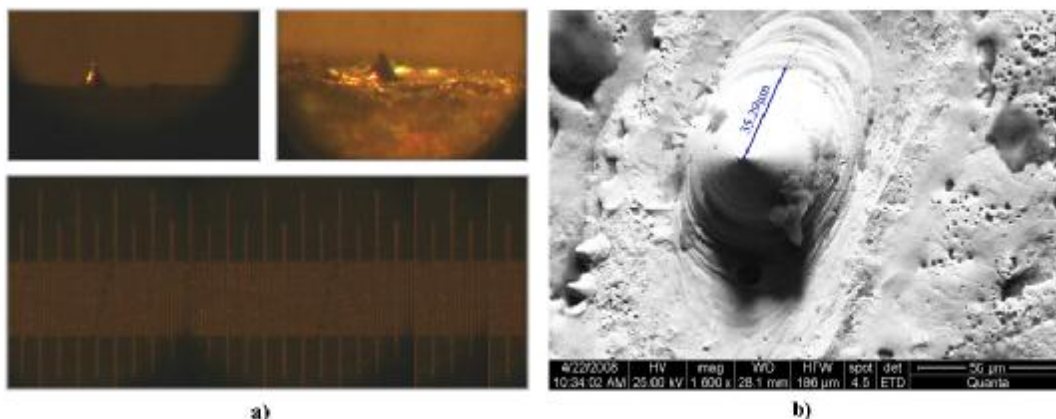


Fig. 3. Meniscuri extrase de pe suprafața wolframului în condiții de laborator:

- a)  $C = 100\mu\text{F}$ ;  $W_c = 0,18\text{J}$ ;  $S = 0,2\text{mm}$ ;  $I_m = 100\text{A}$ ;  $U_c = 60\text{V}$ ; [valoarea unei diviziuni 0,01mm] – fotografiile sunt obținute la microscopul MBS9;  
 b)  $C = 200\mu\text{F}$ ;  $W_c = 0,36\text{J}$ ;  $S = 0,2\text{mm}$ ;  $I_m = 146,6\text{A}$ ;  $U_c = 60\text{V}$ .

Atît parametrii geometrici ai meniscurilor (conurilor Taylor), cît și parametrii electrodinamici (valorile curentului în impuls, durata impulsului, tensiunea de încărcare a bateriei de condensatoare, valorile căderii tensiunii pe interstițiu) sunt prezentate în tabelul de mai jos.

Înălțimea meniscurilor ca funcție de capacitatea bateriei de condensatoare, tensiunea de încărcare a acesteia și durata impulsului de descărcare

Nr.	C, ( $\mu\text{F}$ )	$U_c$ , (V)	$I_m$ , (A)	$W_c$ , (J)	$\tau$ , ( $\mu\text{s}$ )	$U_s$ , (V)	$h_m$ , ( $\mu\text{m}$ )
1.	100	60	100,0	0,18	100	21	28
2.	200		146,6	0,36	125		35,29
3.	300		166,6	0,54	160		42
4.	400		180,0	0,72	180		56
5.	500		186,6	0,9	200		63
6.	600		200,0	1,08	220		70
7.	100	100	283,3	0,5	100		56
8.	200		416,6	1	125		70
9.	300		450,0	1,5	160		84
10.	400		500,0	2	180		98
11.	500		533,3	2,5	200		112
12.	600		583,3	3	220		126
13.	100	150	616,6	1,125	100		70
14.	200		666,6	2,25	125		105
15.	300		733,3	3,375	160		133
16.	400		816,6	4,5	180		147
17.	500		833,3	5,625	200		140
18.	600		933,3	6,75	220		112
19.	100	200	766,6	2	100		98
20.	200		933,3	4	125		126
21.	300		1100	6	160		140
22.	400		1233	8	180		133
23.	500		1266	10	200		112
24.	600		1333	12	220		91

Este necesar de menționat că formarea meniscurilor prezentate în figura 3 are loc după modelul propus de către autorii lucrărilor [5, 6]. Acest lucru se explică prin faptul că, în procesul cercetărilor, au fost înregistrate meniscuri care aveau în vîrf cîte o picătură de formă sferică în stare cristalizată ce contrazice tabloului clasic prous de Lazarenco.

Este evident, în procesul descărcărilor electrice, prelevarea materialului are loc de pe suprafața vîrfurilor conurilor Taylor sub formă de particule elementare datorită cîmpului electric, dar nu sub acțiunea depresiunii formate în bula de gaz.

În figura 4 sunt prezentate dependențele variației înălțimii meniscurilor în funcție de energia  $W_c$  acumulată pe bateria de condensatoare (durata impulsului de descărcare  $\tau$ ) pentru diferite valori ale tensiunii  $U$  de încărcare a bateriei de condensatoare. S-a observat că, pentru tensiunea de încărcare a bateriei de condensatoare  $U_c = 60V$  cu creșterea energiei pe aceasta în limitele 0,18...1,08J, înălțimea meniscurilor crește, practic, liniar. Un fenomen asemănător are loc și pentru tensiunea  $U_c = 100V$ , cînd energia acumulată pe bateria de condensatoare variază în limitele 0,5...3J. Pentru tensiuni mai mari  $U_c = 150V$  și  $U_c = 200V$ , la creșterea energiei, înălțimea conurilor Taylor crește pînă la o anumită valoare, apoi începe să scadă considerabil (fig.4).

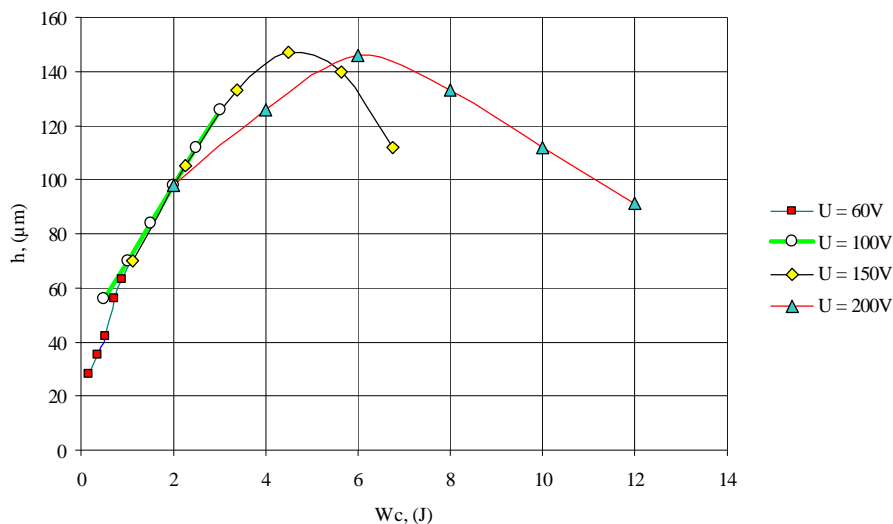


Fig.4. Dependența înălțimii meniscurilor în funcție de energia acumulată pe bateria de condensatoare (durata impulsului de descărcare se modifică concomitent cu energia).

Această stare de lucruri poate fi explicată prin faptul că electrozilor în cazul dat li se transmite o mai mare parte de energie. Datorită acestui fapt are loc prelevarea anumitei cantități de material de pe suprafața metalului perturbat pînă la formarea completă a meniscurilor. Cu alte cuvinte, volumul inițial al metalului topit aflat în stare de perturbare se micșorează.

În afară de aceasta, un rol nu mai puțin important îl joacă durata impulsului. În lucrarea [11] s-a menționat că, dacă durata impulsului constituie  $\tau < 10 \mu s$ ,

atunci aproximativ 90% de metal se înlătură sub formă de vapori. La creșterea duratei impulsului, cantitatea de metal înlăturată sub formă de vapori se micșorează. La mărirea duratei impulsului de descărcare, pata electrodică caldă, care ia naștere pe suprafața electrodului se menține un timp mai îndelungat și provoacă topirea mai intensivă a suprafeței acestuia. Deci, pentru cazurile examinate mai sus, prelevarea materialului are loc nu numai sub formă de vapori, dar și în fază lichidă, care predomină.

În procesul cercetărilor experimentale, s-a observat că durata impulsului de descărcare influențează considerabil înălțimea meniscurilor. S-a stabilit că, pentru valori constante ale duratei impulsului de descărcare înălțimea meniscurilor (conurilor Taylor) crește odată cu creșterea energiei acumulate pe bateria de condensatoare. În afară de aceasta, este necesar de menționat că, pentru valori constante ale duratei impulsului de descărcare, creșterea energiei acumulate pe bateria de condensatoare provoacă și mărirea diametrelor bazelor meniscurilor.

Rezultatele obținute pot fi explicate prin faptul că petele electrodice prin care canalul de conductivitate al DEI contactează cu suprafața prelucrată se află la o anumită înălțime față de aceasta. Mărimea curentului de descărcare este funcție de proprietățile materialului prelucrat [5].

Creșterea diametrului bazelor meniscurilor pentru cazurile când durata impulsurilor de descărcare se menține constantă, iar energia acumulată pe bateria de condensator crește, se explică prin faptul că sporirea energiei condiționează dilatarea canalului de descărcare [12] și corespunzător la mărirea diametrelor petelor electrodice care, la rîndul lor, formează legătura între canalul de plasmă și suprafața anodului.

Apariția meniscurilor, orientarea lor, precum și dimensiunile acestora pentru cazul unei descărcări solitare, indică direct asupra faptului că ele nu pot apărea din motivul depresiunii din canalul de plasmă și sunt cauzate de acțiunea cîmpului electric în lungul razei vectoriale de la pata electrodică spre suprafața prelucrată a piesei.

## Concluzii

Analizînd rezultatele experimentale prezentate în tabelul de mai sus și constatările teoretice realizate de alți cercetători, putem concluda următoarele:

- în condițiile aplicării descărcărilor electrice în impuls pe suprafețele metalice se crează condițiile necesare și suficiente pentru extragerea și congelarea meniscurilor conice;
- formarea meniscurilor (conurilor Taylor) se observă atît pe suprafața anodului, cît și pe suprafața catodului;
- dimensiunile liniare ale meniscurilor (diametrul bazei și înălțimea) sunt funcție de regimul energetic de prelucrare și durata impulsului de descărcare.

## Bibliografie

1. Tosun, N., Cogun, C., Pihtili, H. The effect of cutting parameters on wire crater sizes in wire EDM. The International Journal of advanced manufacturing technology 21, 2003. p. 857-865.
2. Tzeng, Y. F., Lee, K. Y. Effects of powder characteristics on electro discharge machining efficiency. The International Journal of advanced manufacturing technology 17, 2001. p. 586-592.
3. Yusuf Keskin, H., Selciuk, Halkaci, Mevlut, Kizil. An experimental study for determination of the effect of machining parameters on surface roughness in electrical discharge machining (EDM). The International Journal of advanced manufacturing technology 28, 2008. p. 1118-1121.
4. Topală, Pavel, Olaru, Ion, Balcanuță, Nicolae, Rusnac, Vladislav, Cazacu, Ala. Raport științific „Cercetări privind modificarea microgeometriei suprafețelor pieselor prin dezvoltarea undelor capilare pe suprafața metalului lichid în condiții descărcărilor electrice în impuls”, Bălți 2005, Nr. de înregistrare 0104MD. 02523, 72p.
5. Topala, Pavel, Stoicev, Petru. Tehnologii de prelucrare a materialelor conductibile cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls., Chișinău, TEHNICA – INFO, 2008, pg.265.
6. Topală, Pavel. Cercetări privind obținerea straturilor din pulberi metalice prin descărcări electrice în impuls. Rezumatul tezei de doctorat, București, 1993, pg.32.
7. Botzel, Tomas. Technology of Electrical Discharge Machining, 1991, МАНО, Hansen Gmb H, 6114, CroB- Umstad.
8. Мещеряков, Г. Н., Фотеев, Н. К., Зацепина, Т. А., Мещеряков, Н. Г. Влияние состава рабочей жидкости и материала электрода - инструмента на параметры шероховатости поверхности стальной детали обработанной электроэрозионным способом, Кишинев, Электронная обработка материалов, № 2, 1992, стр. 2-3.
9. Topală, Pavel, Olaru, Ion, Rusnac, Vladislav. Noi secvențe la tabloul fizic al fenomenului electroeroziunii, Culegere de lucrări științifice, Tehnologii moderne, Calitate , Restructurare, Vol. 2, Chișinău, mai 2005.
10. Ставицкий, Б. И. Электроискровая прецизионная обработка материалов. Научные основы особо точных методов формообразования поверхностей, Электронная обработка материалов, № 1, 2002, с. 5-32.
11. Фотеев, Н. К., Управление качеством поверхности технологической оснастки при электроэрозионной обработке, Электронная обработка материалов, № 2, 1994, с. 3-7.
12. Topală, Pavel, Aplicații ale electroeroziunii în dezvoltarea tehnologiilor fine de prelucrare superficială a pieselor, Analele Științifice, Serie Nouă, Fascicolul A., Tomul XX, Bălți 2004.

## **EXPERIMENTAL RESEARCHES AIMED AT MODIFICATION OF THE METAL PIECE SURFACES USING ELECTROEROSION METHOD**

**Vladislav Rusnac**

(State University „Alec Russo”, Republic of Moldova)

The paper presents the results of experimental researches aimed at getting the meniscuses in the form of cones Taylor on piece surfaces applying electric discharges in pulse. There is examined the influence of the energy accumulated in the condenser's battery and pulse duration on forming of these meniscuses. Modifying of microgeometry of piece surfaces serves for increasing of their capacity in absorption of the radiation and in emission of the elementary particles. It is demonstrated that the dimensions of formed meniscuses depends on energy regime of the processing, the interstice width, pulse duration of the electric discharge and thermic-physical properties of piece material.

Prezentat la redacție la 17.06.08



## **Exigente privind prezentarea lucrărilor științifice pentru revista „Fizică și tehnică: Procese, modele, experimente”**

### **I. Destinația revistei**

Materialele prezentate vor reflecta realizările obținute în ultimii ani în cadrul catedrelor, laboratoarelor de cercetări științifice ale USB, instituțiilor de învățământ și de cercetare din Republica Moldova și de peste hotarele ei.

### **II. Cerințe față de articolele prezentate**

#### **1. Dispoziții generale**

Nu se vor admite pentru publicare materiale care au fost publicate în alte ediții. Articolele vor fi însoțite de extrasul din procesul verbal al ședinței de catedră, al laboratorului sau seminarului științific la care au fost discutate și propuse pentru publicare. Lucrările primite la redacție vor fi recenzate de specialiști calificați în domeniul respectiv, numiți de colegiul de redacție.

#### **2. Structura lucrărilor și regulile de prezentare**

O persoană poate fi autor sau/și coautor la maximum două articole. Volumul unui articol nu va depăși, ca regulă, 7 pagini.

Fiecare articol va cuprinde:

- CZU;
- titlul în limbile română /rusă și engleză;
- date despre autor/autori în limbile română/rusă și engleză;
- rezumatul în limbile română/rusă și engleză;
- articolul propriu-zis;
- bibliografie.

##### **2.1. Întrebuințarea suportului electronic**

Materialele vor fi redactate în **Microsoft Word**, fontul **Times New Roman** și vor fi prezentate pe foi în formatul B5 (257X182mm). Parametrii paginii: 25 - stînga (Left), 20 - sus (Top), 20 - jos (Bottom), 15 - dreapta (Right), 17,5 - antet (Header), 0 - subantet (Footer), orientarea portret. Dimensiunile fontului de imprimare - 12 points. Aliniatele – 1 cm. Spațiul dintre liniile (Line Spacing) aceluiași paragraf, inclusiv titlul lucrării și informațiile despre autori - un interval. Se va accepta cu trecerea cuvintelor dintr-un rînd în altul. Ultima pagină, în limita posibilităților, va fi completă.

## 2.2. Structura articolului

CZU se va situa în partea stîngă a paginii.

*Titlul* se va da complet, maximum 3 rînduri, pe toată lățimea paginii (14 points, BOLD, CENTER, ALL CAPS).

*Informațiile despre autori* se vor da cu aldine, în limba în care este scrisă lucrarea, în următoarea consecutivitate: Prenumele și Numele autorului (complet), afilierea. Dacă coautorii lucrării sînt angajații aceleiași instituții, denumirea ei se va da o singură dată.

*Rezumatul* va cuprinde descrierea succintă a obiectului, metodelor și rezultatelor cercetării și nu va depăși 10 rînduri. Mărimea caracterilor – 10 points. Cuvîntul „Rezumat” nu se va indica.

*Introducerea* va reflecta stadiul actual al cercetărilor în domeniu. În caz de necesitate, va cuprinde o scurtă analiză istorică. Introducerea se va încheia cu expunerea scopului lucrării.

*Conținutul lucrării* va include expunerea metodicii cercetării (experimentală sau teoretică), obiectul cercetării, echipamentul, metodele de măsurare și de observare, precizia și erorile metodicii experimentului. Se vor indica rezultatele obținute și analiza lor. Nu se va admite repetarea datelor în tabele, desene și texte.

*În concluzii* se va expune succint esența cercetării efectuate, relievăndu-se importanța și gradul de noutate a rezultatelor obținute.

Titlul fiecărui paragraf se va evidenția cu aldine. Titlurile de capitol vor fi separate de textul curent printr-un spațiu.

În fața textului fiecare titlu de subcapitol cu doi indici se lasă un spațiu liber de un rînd. Aliniatele se vor marca prin introducerea unui „<Tab>”. Pentru scoaterea în relief a unor concepte se vor folosi aldinele (**fără subliniere**).

*Tabele* se vor numerota cu cifre arabe în partea dreaptă, la sfîrșitul rîndului (de ex.: „Tabelul 1”), după care, în următorul rînd, va urma denumirea și tabelul propriu-zis. Tabelele vor fi separate de textul curent printr-un spațiu. Toate liniile ce formează coroiajul tabelului vor avea aceeași grosime (1 points). În tabela textuală cifrele se vor scrie cu fontul 10 points, normal. Dacă textul va conține un singur tabel, acesta nu se va numerota.

*Ilustrațiile* (figurile, schemele, diagramele, fotografiile etc.) se vor prezintă în alb-negru, inserate în textul de bază sau pe foi aparte. Toate figurile se vor numerota cu cifre arabe (în ordinea apariției lor în lucrare), după care se va da legenda lor. Toate semnele sau marcările ilustrate se vor defini în legendă. În cazul mărimilor fizice, se vor indica unitățile de măsură. Dacă lucrarea va conține o singură figură, ea nu se va numerota. Figurile vor fi separate de textul curent printr-un spațiu. Fotografiile introduse în text se vor scana cu o rezoluție de minim 300 dpi (preferabil 600 dpi) și se vor prelucra pentru un contrast bun.

**Nu se admite lipirea fotografiilor sau desenelor pe foi separate.** Adnotările de pe figuri se vor face în cifre sau litere cu înălțimea caracterelor echivalentă fontului 10 points. Legenda se va culege cu 10 points.

*Formule matematice.* Toate formulele matematice se vor scrie, **ÎN MOD OBLIGATORIU**, cu editorul de ecuații din procesorul de texte Microsoft Word for Windows/95/, 97/, 98/, 2000, (Version 6.0/Version 7.0, 2000) italicizate, centrat, prin culegerea fiecăreia din rând nou. Exigențele corespunzătoare vor urma imediat după formulă și se vor introduce prin „unde”, respectându-se ordinea semnelor din ecuație sau relație. Dacă textul va conține mai multe ecuații sau relații, acestea se vor numerota cu cifre arabe la sfârșitul rândului, în partea dreaptă a foii. După descifrarea simbolului-literă, se va pune virgula, apoi se va indica unitatea de măsură.

Unitățile de măsură ale mărimilor fizice se vor prezenta în sistemul internațional de unități (SI).

*Bibliografia* Termenul „Bibliografie” va fi separat de textul curent prin spațiu. În text, referințele se vor insera prin cifre încadrate între croșete, de exemplu: [2],[5-7], și se vor prezenta la sfârșitul articolului într-o listă aparte, în ordinea apariției lor în text. Referințele bibliografice se vor da în limba originalului. Nu se vor accepta referințe la surse nepublicate.

Referințele vor fi prezenta în modul următor:

- a) revistele și culegerile de articole: numele autorilor, titlul articolului, denumirea revistei (culegerii) cu paginile de început și sfârșit (ex.: Castro P. R- curve behavior of a structural steel //Engl. Fract. Mech.-1984.-V.19.-N2.-P341-357);
- b) cărțile: numele autorilor, denumirea completă a cărții, locul editării, anul editării, numărul total de pagini (de ex.: Матвеев А.Н Молекулярная физика: Учеб. для физ. Спец. вузов.-2-е изд., перераб. и доп.-М.:Высш. шк.,1987.-360с.);
- c) referințe la brevete (adeverințe de autor): în afară de autori, denumire și număr, se indică și denumirea, anul și numărul Buletinului de invenții în care a fost publicat brevetul (ex.: Nicolescu A. Robot industrial// Brevet de invenție nr. 1344 MD. Publ- BOPI, nr.7,1996);
- d) în cazul tezelor de doctorat, referințele se dau la autoreferat, nu la teză (ex.: Bologa A. Generarea și utilizarea electroaerosolilor apoși/ Autoreferat al tezei de doctor habilitat în științe tehnice.- Chișinău,1998.-16p.).

### 3. Observații finale

Informația despre autori și rezumatele în alte limbi decât originalul se vor plasa după bibliografie. Conținutul rezumatului expus în trei limbi va fi identic.

Materialul cules se va prezenta pe dischetă, precum și într-un exemplar printat (cu contrastul bun) semnat de toți autorii (după bibliografie).

Pentru relații suplimentare se va indica adresa, numărul de telefon și E-mailul unuia dintre autori.

Articolele care nu vor corespunde cerințelor expuse, normelor limbii și stilului vor fi respinse.

Materialele prezentate la redacție nu se vor restitui autorului.

---

În revistă se publică articole științifice ce țin de următoarele domenii de cercetare:

- propagarea undelor de radio în diverse medii;
  - elaborarea dispozitivelor electronice analogico-numerice;
  - elaborarea laserilor și aplicarea lor în tehnologiile de prelucrare a materialelor;
  - studierea influenței factorilor exteriori asupra proprietăților fizice ale substanței;
  - tehnologii clasice și neconvenționale de prelucrare a materialelor.
- 

*The journal publishes scientific articles that cover the following research fields:*

- *radio-wave propagation in various media;*
  - *elaboration of analogo-numeric electronic devices;*
  - *elaboration of lasers and their application in materials processing technologies;*
  - *study of the influence of exterior factors on physical properties of substances;*
  - *classical and unconventional technologies of materials processing.*
- 

Журнал принимает к публикации работы, связанные со следующими областями научных исследований:

- распространение радиоволн в различных средах;
- разработка аналого-цифровых электронных устройств;
- разработка лазеров и их применение в технологии обработки материалов;
- изучение влияния внешних факторов на физические свойства веществ;
- классические и нетрадиционные технологии обработки материалов.

# **FIZICĂ ȘI TEHNICĂ:**

## **Procese, modele, experimente**

**Revistă științifică a profilului de cercetare  
“Proprietățile fizice ale substanțelor în diverse stări”**