

**INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VULIA" TIMIȘOARA**  
**FACULTATEA DE ELECTROTEHNICĂ**

**ING. ȘTEFĂN FLORIŢĂ**

**CONTRIBUȚII LA MĂSURAREA DISTANȚEI**  
**CU LASER**

**TEZĂ DE DOCTORAT**

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICĂ"  
TIMIȘOARA

**Comitetul științific :**

**Prof.dr.ing. ȘTEFAN POP**

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
BIBLIOTECA	
CENTRALĂ	
Volumul Nr.	496925
Data	189
Lit.	G

## C U P R I N A

	pag.
<b>INTRODUCERE</b> . . . . .	VI
<b>CAP.1. METODA OPTICO-ELECTRONICE DE MĂSURARE</b>	
<b>A DISTANȚEI CU LASER</b> . . . . .	1
1.1. Considerații generale . . . . .	1
1.2. Clasificarea teletretilor cu laser . . . . .	3
1.3. Teletretilor interferențiale cu laser . . . . .	3
1.3.1. Generalități . . . . .	3
1.3.2. Teletretilor interferențiale cu laser monofrecvență . . . . .	4
1.3.3. Teletretilor interferențiale cu laser cu două frecvențe . . . . .	14
1.4. Teletretilor cu laser cu fascicul modulată . . . . .	19
1.4.1. Principiul de măsurare . . . . .	19
1.4.2. Scheme bloc și metode de îmbunătățire a performențelor . . . . .	21
1.4.3. Metode de îmbunătățire a incertitudinii măsurării distanțelor mari . . . . .	24
1.4.4. Soluții constructive ale unor teletretilor cu laser cu fascicul modulată . . . . .	27
1.5. Teletretilor cu laser în impuls . . . . .	35
1.5.1. Principiul de măsurare . . . . .	35
1.5.2. Scheme bloc și funcționarea S.M.I. . . . .	37
1.5.3. Clasificare și tipuri existente . . . . .	38
<b>CAP.2. PRECIZIA LA MĂSURAREA DISTANȚEI CU LASER</b> . . . . .	41
2.1. Erorile de măsurare la teletretilor interferențiale cu laser . . . . .	41
2.2. Erorile de măsurare la teletretilor cu laser cu fascicul modulată . . . . .	42
2.3. Erorile de măsurare la teletretilor cu laser în impuls . . . . .	43
<b>CAP.3. METODA REFLEXIILOR MULTIPLE APLICATĂ LA MĂSURAREA DISTANȚEI CU LASER</b> . . . . .	45
3.1. Metode reflexiilor multiple cu eglini înclinate . . . . .	45
3.2. Metode reflexiilor multiple cu reflectoare colț-de-colț . . . . .	48

	pag.
<b>CAP.4. RAJUCAREA INFLIANTIAI MAJULJI ATMOSPERIC</b>	
<b>ADJPA DISTANTIAI MAJURAM . . . . .</b>	<b>50</b>
<b>4.1. Reducerea influenței atenuării atmosferice .</b>	<b>50</b>
<b>4.2. Reducerea influenței turbulenței atmosferice . . . . .</b>	<b>51</b>
<b>4.3. Corectarea distanței măsurate în funcție de temperatură, presiune și umiditate a atmosferii . . . . .</b>	<b>53</b>
<b>CAP.5. INFLUENȚA PARAMETRIILOR LASERILOR ÎN ADJPA</b>	
<b>DE MĂSURARE A DISTANȚEI ÎN</b>	
<b>TELEMETRIE INTERFEROMETRICE . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>5.1. Sistem de măsurare a spectrului optic al radiației laserului cu Heliu-Neon . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>5.2. Instabilitatea frecvenței radiației laserelor cu gaz . . . . .</b>	<b>61</b>
<b>5.3. Schemă de măsurare a distanței în inter- ferometrul Michelson realizat cu laserul măsurat . . . . .</b>	<b>65</b>
<b>CAP.6. METODA DE VERIFIERE OPTICO-ELECTRONIC PENTRU</b>	
<b>MĂSURAREA DE PREZISIE A DISTANȚEI ÎN</b>	
<b>INTERFEROMETRIE . . . . .</b>	<b>68</b>
<b>6.1. Metodă de vernier optico-electronic cu rețea de fotodetectoare . . . . .</b>	<b>68</b>
<b>6.2. Metodă de vernier optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului . . . . .</b>	<b>77</b>
<b>6.3. Metodă de vernier optico-electronic cu modularea fasciculului de lumină incident .</b>	<b>80</b>
<b>CAP.7. METODA DE CHARACTERIZAREA FASCICULUI DE LUMINĂ</b>	
<b>APLICATĂ LA TELEMETRIE CU LASER CU FASCICUL</b>	
<b>MODULAT . . . . .</b>	<b>80</b>
<b>7.1. Analiză gatrică a sistemului optic al telemetrului cu laser cu fascicul modulat . . . . .</b>	<b>84</b>
<b>7.2. Metodă de proiectare a secvenței de frecvențe, pentru un telemetru cu laser cu fascicul modulat, propusă de autor . . . . .</b>	<b>90</b>
<b>7.3. Emitor de lumină modulată cu laser He-Ne și modulator electro-optic transversal . . . . .</b>	<b>93</b>

7.3.1. Laser cu He-Ne cu intensitatea radiației de ieșire stabilizată . . . . .	93
7.3.2. Amplificator pentru curenți modulatorului electro-optic transversal . . . . .	100
7.4. Emitor cu radiație infraroșie modulată, cu diodă semiconductoră . . . . .	105
7.5. Fotoreceptor pentru telemetru cu laser cu fascicul modulat . . . . .	109
7.6. Schema telemetrului cu laser cu fascicul modulat realizat experimental . . . . .	115
7.7. Considerații privind erorile de măsurare a distanței cu telemetrul realizat experimen- tal . . . . .	130
<b>CAP.8. CONCLUZII . . . . .</b>	<b>137</b>
<b>ANEXE . . . . .</b>	<b>141</b>
I. Program pentru calculator numeric, de deter- minare a distanței corectate în funcție de parametrii atmosferei . . . . .	141
II. Program pentru calculator numeric, de pre- lucrare statistică a datelor obținute la măsurarea distanței . . . . .	144
<b>BIBLIOGRAFIE . . . . .</b>	<b>149</b>

## INTRODUCERE

Principiul telemetrelor optico-electronice a apărut odată cu metode de măsurare a vitezei luminii elaborate de Fizeau în 1849 [7] și perfecționată de Foucault în 1862 și Michelson în 1877. Primele măsurări de distanță cu telementre interferențiale, folosind ca surse de lumină monocromatică lămpile spectrale, au fost propuse în anul 1889 în timpul desfășurării primei Conferințe Generale de Măsuri și Greutăți, de către Michelson și Morley. În acest mod a apărut un nou capitol al metrologiei - metrologia interferențială. Primele telementre optico-electronice portabile pentru măsurări geodetice au fost realizate cu succes începând din anul 1940 [72].

Metodele optico-electronice de măsurare a distanței au înregistrat un avânt deosebit odată cu apariția generatorilor optice coerente, laserii.

La cea de-a 17-a Conferință Generală de Măsuri și Greutăți (CGM) care a avut loc la Paris în luna octombrie 1983, a fost adoptată [10], [31] noua definiție a metrului :

"Metrul este lungimea egală cu distanța parcursă de lumină în vid într-un interval de timp egal cu  $1/299\,792\,458$  dintr-o secundă.

Această nouă definiție determină un real progres în domeniul măsurării distanțelor deoarece permite utilizarea în acest scop a unității de măsură a timpului, cea mai precisă măsură existentă până acum și permite definirea metrului de aproximativ șase ori mai precis decât înainte.

Precizia de măsurare a timpului este determinată de posibilitățile de realizare a etalonilor de timp cu  $^{133}\text{Cs}$  și este foarte bună, eroarea relativă având valoarea de  $10^{-14}$ .

Utilizarea etalonului de lungime de undă la măsurarea distanțelor se face prin metode interferențiale. Lungimea radiației etalonului cu  $^{133}\text{Cs}$  se situează în domeniul microundelor, la frecvențe de  $9,192\,631\,770$  GHz și lungimea de undă de aproximativ  $3,3$  cm, efectuarea unei măsurări interferențiale cu precizie suficientă la această lungime de undă ex necesitate un interferometru de dimensiuni foarte mari, nerealizabil practic.

Radiația vizibilă este cea mai potrivită pentru etalonul de lungime de undă datorită simplității ușoare a interferometrului în timpul măsurării și preciziei mai mari a măsurărilor de distanțe

la aceste lungimi de undă mici, pentru dimensiuni ale interferometrului realizabile în condiții de laborator.

Aplicarea lungimii de undă etalon în domeniul vizibil al spectrului se realizează prin măsurarea valorii absolute a frecvenței radiației laser vizibile [21].

Rezultă că în decurs de aproximativ 20 de ani, laserul a determinat o adevărată revoluție în metrologia de frecvență și lungime de undă, precum și în domeniul definirii unităților fundamentale, metrul putând fi definit în funcție de secundă. De asemenea domeniul laserelor stabilizate prin absorție atorează a progresat atât de mult încât unele laser stabilizate cu staționatelor apropiată de cea a etalonului fundamental cu  $^{133}\text{Cs}$ .

Telescoapele cu laser se aplică atât în metrologie cât și în industrie, geodezie, tehnică militară, navigație, meteorologie și astronomie.

Telescoapele cu laser pot fi considerate că se încadrează în domeniul electronicii optice [19] și sunt probleme moderne cu largă aplicație în cercetare și industrie. Această explicație interesul acordat în ultimul timp acestui domeniu în U.S.A., U.R.S.S., Japonia, Franța și în alte țări.

La Institutul politehnic din Iașișore, din anul 1964, tovarășul prof.dr.ing. A. Pop inițiază cercetări teoretice și experimentale în domeniul electronicii optice și al aplicațiilor acestuia și înființează în anul 1976 laboratorul de electronică optică și holografie. La formarea și dezvoltarea acestui an rol foarte important îi revine tovarășului conf.dr.ing. Leves Crăciun. Se remarcă de asemenea sprijinul deosebit acordat de tovarășul conf.ing. Ioan Cișneriu la aprovizionarea cu aparatură și componente a laboratorului.

Rezultatele acestei munci s-au concretizat prin numeroase lucrări între care amintim [6y], [70] și prin acordarea catorva tere de doctorat și cercetare științifică contractuală de către membrii colectivului de sub conducerea tovarășului prof.dr.ing. A. Pop. Se amintesc de întrevăd pentru viitor tere de cercetare în domeniul măsurărilor cu laser.

În aceste preocupări se încadrează și lucrarea de față, în care autorul a acordat șapte tere distincte în care a avut contribuții. Aceste tere, care sînt dezvoltate în primele șapte capitole, se referă la : 1. Metode optico-electronice de măsurare a distanței cu laser ; 2. Precizia la măsurarea distanței cu laser ;

3, Metode reflexiilor multiple aplicată la măsurarea distanței cu laser ; 4, Reducerea influenței mediului atmosfERIC asupra distanței măsurate ; 5, Influența parametrilor laserelor asupra erorilor de măsurare a distanței la telemeketrele interferometrice ; 6, Metode de vernier optico-electronic pentru reducerea erorii de măsurare la telemetre interferometrice și 7, Metode de creștere a preciziei de măsurare a distanței la telemetrele cu laser cu fascicul modulat.

Pentru îndrumarea științifică și plină de înțelegere în întreaga perioadă de pregătire a doctoratului, autorul mulțumește călduros tovarășului profesor dr.ing. Eugen Pop. Autorul aduce mulțumiri deosebite tovarășului conferențiar dr.ing. Sever Crișan pentru sugestiile date și sprijinul permanent acordat la elaborarea acestei teze. Programele de calcul au fost rulate la calculatorul secției de laborator clinic a spitalului județean Timișoara și autorul aduce călduțe mulțumiri tovarășului șef de secție dr. G. Oprea.

## CAPITOLUL I

### METODE OPTICO-ELECTRONICE DE MĂSURARE A DISTANTELOR CU TĂLĂZ

#### 1.1 Considerații generale

Metodele mecanice clasice de măsurare a distanței constau din compararea directă a distanței de măsurat cu mijloacele de măsurat. Acestea pot fi de exemplu : rigle, rulete, panglică sau firul de invar în domeniul distanțelor mici. Metodele mecanice clasice prezintă dezavantajul că sînt laborioase și necesită de-  
rate de măsurare mari.

Metodele indirecte de măsurare a distanței au apărut ca urmare a necesităților de simplificare și scurtare a duratei măsurării. Primele aparate realizate pentru măsurarea indirectă a distanței au fost telemetrele optice, bazate pe metode optico-mecanice [38], [39], [40] : telemetrul stadimetric, telemetrul cu coincidență optică și telemetrul cu focalizare. Telemetrele optice au precizie scăzută și pot fi greu automatizate.

Un alt tip de aparate utilizate la măsurarea indirectă a distanței îl constituie telemetrele ultrasonice. Acestea se bazează pe reflexia ultrasunetelor la suprafața de separație a două medii cu densități diferite și pot funcționa în impuls sau cu undă continuă. Avantajul telemetrelor ultrasonice este determinat de viteza ( $v$ ) relativ mică a ultrasunetelor, ceea ce permite ca la distanțe ( $D$ ) mici să sețină durata

$$t = 2D/v$$

măsurării. Dezavantajul principal îl constituie atenuarea puternică a ultrasunetelor cu distanțe în atmosferă, rezultînd imposibilitatea utilizării la măsurarea distanțelor mari. Telemetrele ultrasonice sînt larg utilizate la măsurarea distanțelor în apă, unde atenuarea ultrasunetelor cu distanțe este mică.

Telemetrele cu fascicul de radiații electromagnetice au constituit un progres important în domeniul măsurării indirecte a distanței și se bazează pe reflexia undelor electromagnetice la suprafața țintei. În funcție de frecvența respectiv lungimea de undă a radiației electromagnetice utilizate deosebim telemetre de radiofrecvență și telemetre optico-electronice.



Telemetrele de radiofrecvență, funcționând în domeniul undelor metrice și al microundelor, pot fi cu funcționare în impuls (PARAS - Radio Detection and Ranging), sau cu undă continuă. Principiul deosebit al acestui tip de telementre este determinat de directivitatea redusă a fasciculului de radiații electromagnetice la aceste frecvențe, rezultând posibilitatea redusă a receptorului de a acceza ecoul unei emisii de țintă de cel al colectelor înconjurătoare. Avantajul telemetrelor de radiofrecvență este acela că pot fi utilizate la determinarea distanțelor foarte mari, până la mii de km, datorită stabilității relativ mici în atmosferă a radiațiilor electromagnetice la aceste frecvențe.

Telemetrele optico-electronice funcționează în domeniul vizibil și infraroșu ( $I_r$ ) al spectrului radiațiilor electromagnetice. Avantajele acestor telementre constau în directivitatea bună a fasciculului de lumină și lungimea de undă mică, rezultând reducerea dimensiunilor și pierderii emițătorilor cit și ale antenelor optice de emisie și recepție.

Principiul telemetrelor optico-electronice a apărut odată cu metodele de măsurare a vitezei luminii, la dezvoltarea cărora un aport deosebit l-au avut Albert A. Michelson [7]. În toate cazurile, este valabilă relația

$$2L = c \cdot t$$

de unde rezultă că măsurând durata  $t$  în care lumina parcurge distanța  $L$  și cunoscând viteza luminii  $c$  se poate determina valoarea  $L$ .

Primele telementre optico-electronice au fost construite folosind surse de lumină convenționale: lămpi cu incandescență, cu descărcare în gaze sau cu arc electric. Însă odată cu apariția laserelor ca surse de lumină s-a înregistrat un progres important în perfecționarea constructivă a telemetrelor optico-electronice.

Telemetrele optico-electronice cu laser sau pe scurt telemetrele cu laser, beneficiază de avantajele laserelor față de sursele de lumină convenționale: monocromaticitatea ridicată, coerența pe lungimi de ordinul centilor de metri și chiar al kilometrilor, directivitatea foarte bună la dimensiuni reduse ale fasciculului și densitatea de putere mare a radiației electromagnetice de la ieșirea laserelor.

## 1.2 Clasificarea teletrelelor cu laser

Teletrelele cu laser pot fi clasificate după metodele optico-electronice de măsurare aplicate și domeniul de utilizare, în :

A. Teletrele interferențiale cu laser (TIL) ( $D_{max} = 100 \text{ m}$ ;

$$D_r = 0,01 \mu\text{m}; \Delta D = \pm (0,5 \cdot 10^{-6} \cdot D + 0,02 \mu\text{m})$$

A.1 Teletrele interferențiale cu laser monofrecvență

A.1.1 cu fascicul liniar polarizat

A.1.2 cu fascicul circular polarizat

A.2 Teletrele interferențiale cu laser cu 2 frecvențe.

B. Teletrele cu laser cu fascicul modulat (TLM) ( $D_{max} =$

$$= 10 \text{ km}, D_r = 1 \text{ cm}; \Delta D = \pm (5 \mu\text{m} + 10^{-6} \cdot D)$$

C. Teletrele cu laser în impuls (TLI) ( $D_{max} \geq 30 \text{ km}$ ;

$$D_r = 0,01 \text{ m}; \Delta D = \pm 0,1 \text{ m})$$

C.1 meteorologice

C.2 de navigație

C.3 militare

C.4 astronomice;

unde :  $D_{max}$  este distanța maximă măsurată

$D_r$  este rezoluția și

$\Delta D$  este eroarea absolută la măsurarea distanței  $D$ .

## 1.3 Teletrele interferențiale cu laser

### 1.3.1. Generalități.

Teletrelele interferențiale cu laser (TIL) se mai numesc și interferometre cu laser și se bazează pe metodele interferențiale de măsurare la care distanța ce măsurat este comparată cu lungimea de undă a luminii surse de surse de referință. Măsurarea rezoluției foarte bune pe care o permit la măsurarea de distanțe, de ordinul fracțiunilor de lungime de undă, metodele interferențiale sînt singurele care permit transmiterea directă a etalonului de lungime de undă [42]. Pe linia metrologiei interferențiale, teletrelele interferențiale cu laser sînt larg utilizate în construcția mașinilor unelte, ca traductoare de mare precizie pentru măsurarea deplasării elementelor în mișcare. Se numesc și de asemenea tip de teletrele cu câmpul o largă aplicație în geodzie și astronomie, la dete-

terea măsurării structurilor de pământ, a mișcărilor seismice și a derivatei continentelor.

Telemetrele interferometrice cu laser au distanțe maxime de măsurare în vid limitată în principiu numai de lungimea de coerență a laserului. La propagarea în atmosferă, datorită efectului de turbulență și fluctuațiilor sferele sferice apar distorsiuni ale frontului de undă de ordinul unei lungimi de undă la o distanță de aproximativ  $100\text{ m}$  [45]. Acest fenomen limitează de obicei utilizarea telemetrelor interferometrice cu laser la măsurarea distanțelor mai mici decât  $100\text{ m}$  chiar dacă lungimea de coerență a laserului utilizat este mai mare decât  $100\text{ m}$ .

Telemetrele interferometrice cu laser pot fi realizate în două variante : monocromată, în care cea distanță măsurată se apreciază prin numărarea frunzelor de interferență și cu două frecvențe, când măsurarea se face prin efect Doppler și heterodină optică.

### 1.3.2 Telemetre interferometrice cu laser monocromată.

La baza realizării telemetrului interferometric cu laser monocromată stă interferometrul Michelson, reprezentat în fig.1.1. [44] - [49] .

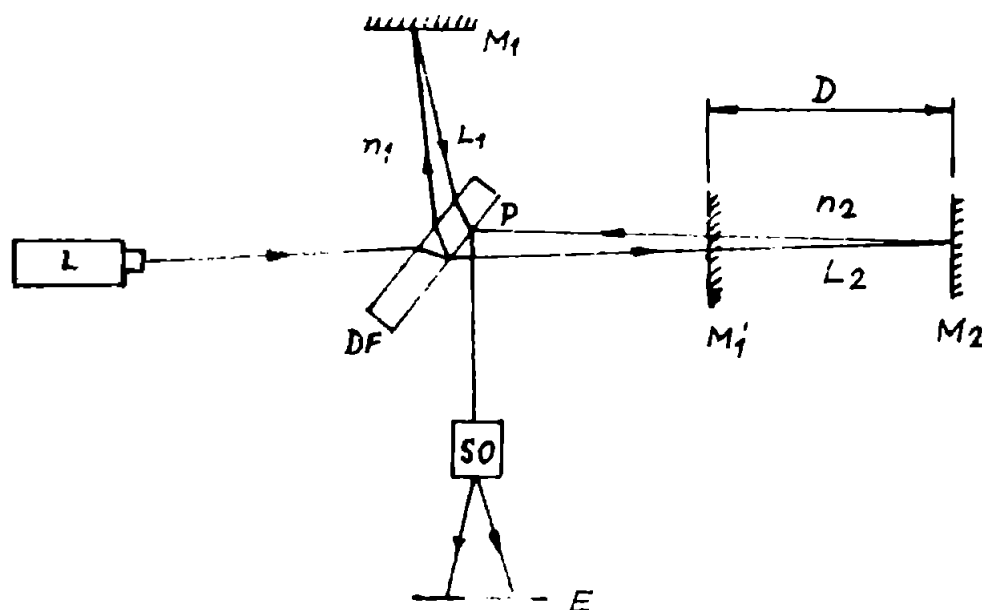


Fig.1.1. Interferometrul Michelson (L - laser; DF - divisor de fascicul;  $M_1$  - oglindă fixă;  $M_2$  - oglindă mobilă; P - sistem optic; E - ecran).

Laserul L, de obicei cu He-Ne ( $\lambda = 632,8\text{ nm}$ ) emite radiația laseră către divisorul de fascicul DF. După DF se obțin două fascicule : unul de referință care este reflectat de oglindă fixă

$M_1$  și celălalt de măsură reflectat de oglinda mobilă  $M_2$  care se mișcă odată cu obiectul a cărui deplasare se măsoară. Revenind pe DF cele două fascicule interferă, iar franjele de interferență mărite de sistemul optic SO pot fi observate pe ecranul E.

Se analizează interferența a două unde monocromatice pentru a deduce forma semnalului la ieșirea interferometrului Michelson, pornindu-se de la ecuațiile care caracterizează radiația electromagnetică incidentă [8], [45].

Presupunem că avem cele două unde monocromatice plane  $\vec{E}_1$  și  $\vec{E}_2$  liniar polarizate care se suprapun în punctul P, fig.1.1. Intensitatea unei rezultate în punctul P este

$$I = I_1 + I_2 + J_{1,2} \quad (1.1)$$

unde :

$$I_1 = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \langle \vec{E}_1^2 \rangle$$

reprezintă intensitatea primei unde,

$$I_2 = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \langle \vec{E}_2^2 \rangle$$

reprezintă intensitatea celei de-a doua unde și

$$J_{1,2} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$$

este termenul de interferență.

Cu  $\langle \dots \rangle$  s-a notat valoarea medie pe un interval mare în comparație cu perioada T, a mărimii mediate.

Defazajul între cele două unde în momentul interferenței este

$$\varphi = 2\pi \frac{2(n_2 L_2 - n_1 L_1)}{\lambda} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (1.2)$$

unde :

$L_{1,2}$  - sînt lungimile drumurilor geometrice de referință și respectiv de măsură ;

$n_{1,2}$  - sînt indicii de refracție ai celor două drumuri optice

$\lambda$  - este lungimea de undă în vid a laserului utilizat, iar

$\delta$  - este diferența între drumurile optice pentru cele două unde, în punctul P;

și termenul de interferență devine

$$J_{1,2} = 2 \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \varphi$$

relația (1.1) se poate scrie

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \varphi$$

și reprezintă intensitatea semnalului obținut la ieșirea interferometrului Michelson.

Intensitatea medie a semnalului rezultat într-un interval de timp  $\tau$  se calculează cu relația

$$\langle I \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \varphi dt \quad (1.3)$$

Undele coerente se caracterizează prin aceea că diferența de fază  $\varphi$  rămâne constantă în decursul timpului de observație și rezultă

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \varphi dt = \cos \varphi$$

iar (1.3) devine

$$\langle I \rangle = I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \varphi \quad (1.4)$$

Undele necoerente se caracterizează prin aceea că diferența de fază  $\varphi$  are un caracter aleator, datorită intreruperilor accidentale cauzate de reapariții ale oscilației sursei radiațiilor electromagnetice, în decursul duratei  $\tau$ ,  $\varphi$  putând lua toate valorile cuprinse între zero și  $2\pi$ . Din acest motiv

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \varphi(t) dt \rightarrow 0$$

și din (1.3) rezultă

$$\langle I \rangle = I_1 + I_2$$

În acest caz fenomenele de interferență nu sînt observabile, intensitățile undelor componente însumindu-se simplu.

Apra descoperire de lămpile spectrale la care lungimea de coerență maximă este limitată la valori sub 1 m, laserele realizează lungimi de coerență mai mari decît 100 m, ceea ce permite aplicarea metodelor interferometrice la măsurarea distanțelor în acest domeniu.

În cazul în care cele două unde care interferă sînt de intensități egale,

$$I_1 = I_2 = I_0$$

relația (1.4) devine

$$I = 2I_0(1 + \cos \varphi) = 4I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (1.5)$$

Rezultă că se obțin maxime de intensitate pentru

$$\varphi = 2k\pi, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

care conform (1.2) corespund unei diferențe de drum optic

$$\delta = k \cdot \lambda \quad , \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

pentru care

$$I_{\max} = 4I_0 \quad (1.6)$$

Valorile minime ale intensității se obțin pentru

$$\varphi = (2k + 1)\pi \quad , \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

pentru care diferența de drum optic este

$$\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad , \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

și

$$I_{\min} = 0 \quad (1.7)$$

Maximale și minime de interferență se numesc de obicei franje de interferență.

Decorece din (1.2) și fig.1.1.

$$L_2 - L_1 = D$$

$$n_1 = n_2 = n$$

rezultă

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{2D \cdot n}{\lambda} = 2\pi \frac{2D}{\lambda_n}$$

unde

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n} \quad (1.8)$$

este lungimea de undă în mediul cu indicele de refracție  $n$ .

Din relațiile (1.5) și (1.6) rezultă

$$I = \frac{I_{\max}}{2} \left( 1 + \cos 2\pi \frac{D}{\lambda_n} \right) \quad (1.9)$$

În fig.1.2. se prezintă intensitatea relativă a franjelor de interferență în funcție de distanța  $D$  pentru un laser mono-frecvență.

Rezultă că distanța  $D$  poate fi dedusă din numărul de franje de interferență (maxime sau minime)  $N$  care se deplasează prin punctul de observație și lungimea de undă a radiației laserului utilizat, cu relația

$$D = N \cdot \frac{\lambda_n}{2} \quad (1.10)$$

Deci sistemul de măsurare interferometric este de tip incremental.

Pentru laserul cu He-Ne la care  $\lambda_n = 632,8 \text{ nm}$ , rezoluția la măsurarea distanței este

$$\Delta L = \frac{\lambda_n}{2} = 0,3164 \text{ }\mu\text{m}$$

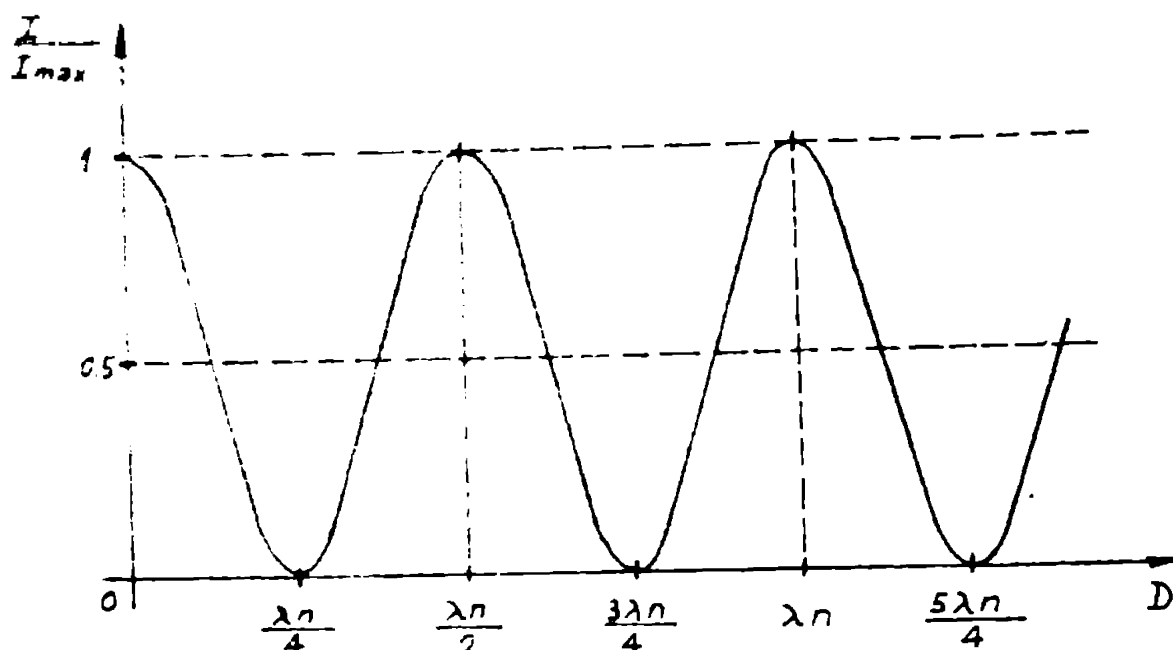


Fig.1.2. Intensitatea relativă a franjelor de interferență în funcție de distanța  $D$ , pentru un laser monocromat.

Relația  $V$ , poate fi înlocuită dacă se utilizează metode de interpolare a franjelor de interferență [42], [43].

Pentru aprecierea coerentei surselor de lumină monocromatice (lămpi spectrale, lasere multimed) care pot fi utilizate la măsurarea distanțelor se definește vizibilitatea franjelor de interferență [30]  $V(D)$  conform relației

$$V(D) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.11)$$

Pentru o sursă monocromatică, vizibilitatea franjelor de interferență rezultă din (1.6) și (1.7) și este maximă :

$$V(D) = 1.$$

Când numărul componentelor spectrale ale radiației laserului crește, vizibilitatea franjelor scade și pentru o sursă de lumină monocromatică (la distanțe mai mari decât lungimea de coerență) vizibilitatea franjelor se apropie de zero.

Rezultă că la telescoapele interferențiale cu laser, pentru a se înălțura erorile care pot interveni la numărarea franjelor de interferență este necesar să se obțină o vizibilitate cât mai bună a acestora. Din acest motiv se impune utilizarea unui laser monocromat care să permită nu numai numărarea sigură, ci și aplicarea metodelor de interpolare a franjelor de interferență.

Lungimea de undă  $\lambda_n$  (1.8) depinde de indicele de refracție

de al mediului în care se efectuează măsurarea. În cazul atmosferei, se depinde de presiunea, temperatura și umiditatea aerului. Precizia majorității telemetrelor interferometrice cu laser funcționează în atmosferă, aceasta trebuie să conțină un element care să permită efectuarea manuală sau automată a corecțiilor indicelui de refracție în funcție de variația presiunii, temperaturii și umidității aerului.

La unele telemetre interferometrice cu laser destinate efectuării măsurărilor la mașini-unelte se prevede în plus o posibilitate de corecție a distanței rezultate în funcție de coeficientul de dilatare termică și variația temperaturii pieselor măsurate.

În fig.1.3. se prezintă schema de principiu a telemetrului interferometric cu laser "Lasinterf 4 20" produs la IPFAR-IAJG București [50].

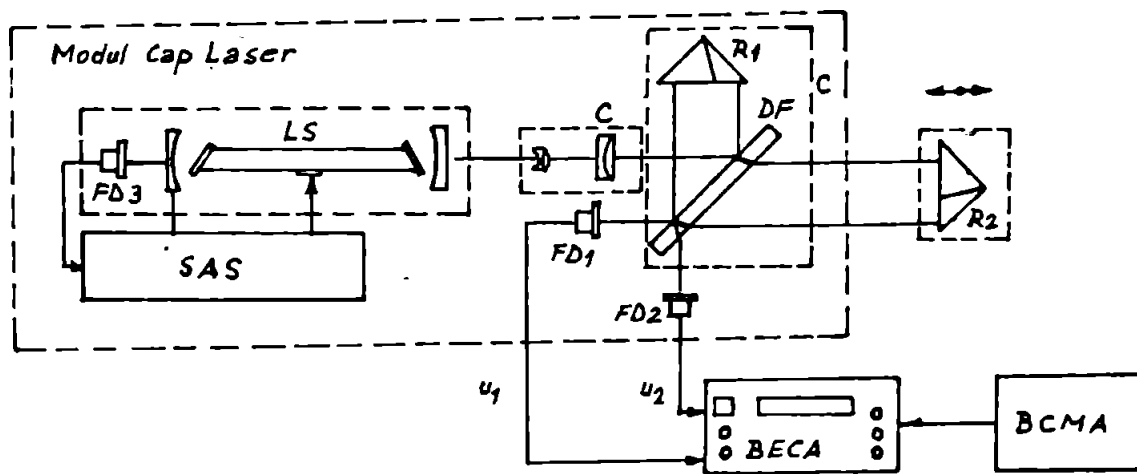


Fig.1.3. Schema de principiu a telemetrului interferometric cu laser "Lasinterf 4 20" produs la IPFAR-IAJG București. LS - laser stabilizat; SAS - sistem de alimentare și stabilizare; C - colimator; DF - divizor de fascicul; R<sub>1</sub> - reflector fix; R<sub>2</sub> - reflector retro-reflectant; FD<sub>1,2</sub> - fotodetectoare; BECA - bloc electronic de calcul și afișare; BCMA - bloc de comandă și măsurători de mediu ambiant (manual).

Laserul cu He-Ne stabilizat LS este alimentat de la sistemul de alimentare și stabilizare SAS. Stabilizarea frecvenței laserului se face prin stabilizarea curentului de descărcare în tubul laser, stabilizarea temperaturii cavității laserului și stabilizarea activă în buclă de reacție pe edincituri laser cu reglarea lungimii cavității laserului cu element piezoelectric. Rezultă stabilitatea pe termen lung a frecvenței laserului de  $5 \cdot 10^{-6}$ , la o putere de ieșire de 0,5 mW, cu divergența  $10^{-4}$  (rad.) și diametrul



fasciculiului la ieșire  $\delta = 0,6$  mrad.

biocul optic conține colimatorul C și interferometrul de tip Twyss-Green modificat. Colimatorul C este proiectat [51] astfel încât să reducă divergența fasciculiului laserului de la  $1,5 \cdot 10^{-5}$  la  $1 \cdot 10^{-6}$ . Interferometrul conține divizorul de fasciculi MF și reflectoarele  $H_{1,2}$  de tip priză colț-de-cab care au principalul avantaj că reduc numărul de grade de libertate ale oglinzilor din interferometru, deșurări de  $\pm 4^\circ$  în jurul axei în lungul căreia se face deplasarea fiind practic neglijabile [50], [52]. Numărarea franjelor se face fotoelectric. Fotodetectoarele  $FD_1$  și  $FD_2$  captează două imagini ale rețelei de franje de interferență, decalate între ele cu  $\pi/2$ . În fig. 1.4 se prezintă semnalele obținute la ieșirea fotodetectoarelor  $FD_{1,2}$ .

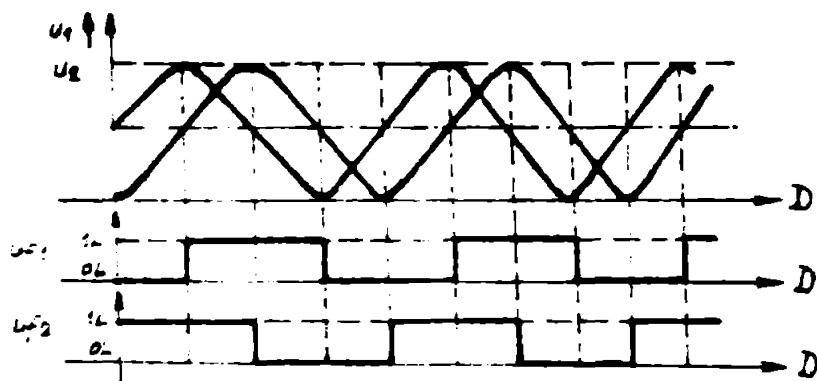


Fig.1.4. Semnalele obținute la ieșirea fotodetectoarelor  $FD_{1,2}$  :  $u_1$  - corespunde la  $FD_1$ , iar  $u_2$  - la  $FD_2$

Semnalele  $u_1, u_2$  decalate între ele cu  $\pi/2$  permit determinarea sensului deplasării.

În fig.1.5 se prezintă schema propusă de autor pentru determinarea sensului deplasării. Menționez că această schemă nu a mai fost întâlnită în literatură. La deplasarea în sensul  $x$  pozitiv din fig.1.4, semnalul  $u_{d1}$  crește atunci când  $u_{r2}$  este în unu logic (1L) și circuitul poartă  $CF_1$  este autorizat, permițând aplicarea la numărătorul NZK a impulsului  $u_n$  de numărare în sens crescător. Impulsurile  $u_j$  de numărare în sens descrescător nu se formează deoarece la apariția impulsului  $u_{d2}$  la intrarea circuitului poartă  $CF_2$ , semnalul  $u_{r1}$  este în zero logic (0L)

și poarta este închisă. La deplasarea în sens  $D$  negativ, în mod similar cu cele descrise vor apărea la intrarea oscilatorului impulsuri de numărare în sens descrescător  $u_j$ . După cei multe deplasări efectuate cu schimbare de sens, conținutul numărătorului  $N$  reprezintă distanța între punctul de referință  $N_{ref} = 0$  și punctul la care s-a ajuns, exprimată în număr de franje de interferență, adică în jumătăți de lungime de undă. Dacă  $N_s$  este numărul de franje numărate în sens crescător, iar  $N_j$  - numărul de franje înregistrate în sens descrescător, se poate scrie relația

$$N = N_s - N_j \quad (1.12)$$

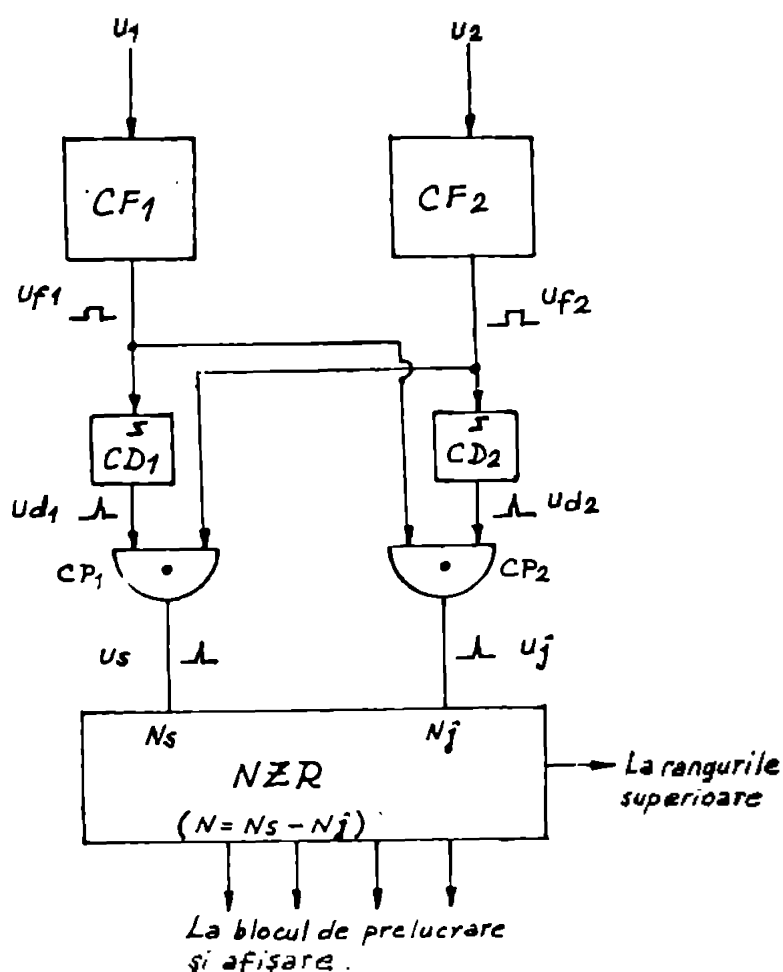


Fig.1.5. Schema blocului electronic pentru determinarea sensului deplasării.  $CF_{1,2}$  - circuite formatoare de semnal TTL;  $CD_{1,2}$  - circuite de diferențiere a fronturilor pozitive ale semnalelor;  $CP_{1,2}$  - circuite poartă și logic; NZR - numărător secinșel reversibil pentru rangul cel mai puțin semnificativ, cu intrările de numărare în sens crescător  $N_s$  și descrescător  $N_j$  a franjelor de interferență.

Distanța  $D$  se calculează cu relația (1.10).

Utilizând metode de interpolare a distanței dintre franje, re-

relația poate fi îmbunătățită de la valoarea  $\lambda_D/2$  la valoarea

$$\nu'_x = \frac{\lambda_D}{8} = 0,0791 \mu\text{m}$$

Deoarece în relația distanței  $D$  intervine indicele de refracție al aerului  $n$ , în schema din fig.1.3. este prevăzut blocul de efectuare a corecțiilor funcție de mediul ambiant BOM cu introducerea manuală a datelor privind presiunea  $p$ , temperatura  $T$  și umiditatea  $f$  a atmosferei, precum și temperatura  $T_p$  și coeficientul de dilatare termică liniară  $\alpha$  specific materialului piesei măsurate.

Amplitudinea de largimi măsurabil este de 12 m, cu rezoluția de  $0,1 \mu\text{m}$ , eroarea la măsurarea lungimii  $\nu$  cu corecții fiind

$$\Delta \nu = \pm (2 \cdot 10^{-6} \nu + 1 \mu\text{m}) \quad (1.13)$$

Viteza maximă de deplasare a piesei scule este de 10 m/min. Interferometrul poate să măsoare și viteze între 6 cm/min. și 10 m/min. cu rezoluția de 1 mm/min.

La IPTAR-IASC București se mai produce un tip de telemetru interferometric cu laser Leisinterf T-20 care se utilizează ca transductor de deplasare pentru mașinile-unelte, permițând afișarea cotei de deplasare pe două sau trei axe de măsură simultan. Parametrii sînt asemănători produsului Leisinterf M-20 descris anterior.

Unul din dezavantajele sistemelor utilizate pînă acum, care folosesc lumină liniar polarizată, este acela că la propagarea prin stoaferă plană de polarizare suferă variații care se pot exprima în variații de fază ale undei reflectate și care după interferență determină fluctuații în semnalele recepționate la fotodetectoare. Aceste fluctuații se traduc în erori de măsurare a distanței. În scopul îmbunătățirii sistemelor optice în vederea reducerii erorilor de măsurare au fost aplicate proprietățile luminii polarizate [13], [14], [19], [45], [55], [56].

În fig.1.6. se prezintă un telemetru interferometric cu laser cu o frecvență funcționînd cu lumină circular polarizată [43].

Radiația luminoasă liniar polarizată emisă de laserul L<sub>1</sub> cu frecvență stabilizată este expusă de lentila divergentă L<sub>2</sub> și apoi transformată în lumină circular polarizată cu ajutorul lamei L<sub>3</sub>. Lumină circular polarizată rezultată trece prin colimatorul C și ajunge la divizorul de fascicul DP<sub>1</sub> unde se desparte în două fascicule, fiecare propagîndu-se într-unul din brațele interferometrului. Fasciculul din brațul de măsură are după reflexie sensul polarizării circulare inversat și cele două fascicule - de

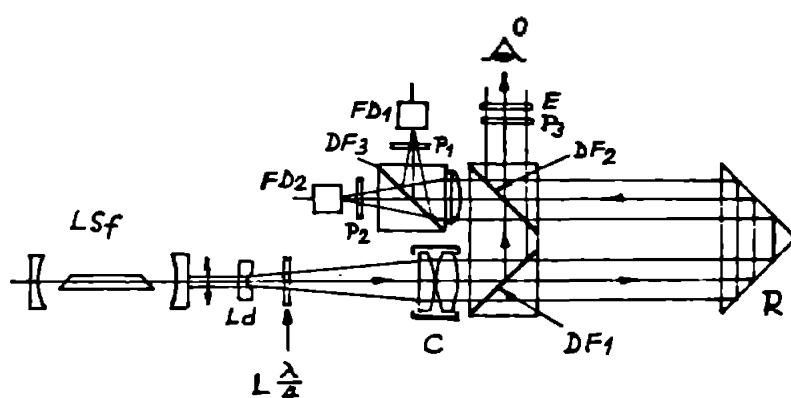


Fig.1.6. Telemetru interferometric cu laser cu o frecvență funcționând cu lumină circular polarizată. LSf - laser cu frecvență stabilizată;  $L_d$  - lentilă divergentă;  $L_{\frac{\lambda}{4}}$  - lentilă  $\lambda/4$ ; C - colimator; DF<sub>1,2,3</sub> - divizoare de fasciculi; R - reflector; P<sub>1,2,3</sub> - polarizori; Δ - ecran; FD<sub>1,2</sub> - fotodetectoare; O - observator.

referință și de măsură - care se recombina pe DF<sub>2</sub> și sînt polarizate circular în sensuri opuse. Câmpul rezultat este plan polarizat, unghiul planului de polarizare fiind determinat de diferența de fază  $\varphi$  dintre cele două fascicule. Planul de polarizare se rotește cu  $2\pi$  pentru o deplasare a reflectorului tip prismă colț-de-cuț R cu  $\lambda/2$ , iar direcția de rotație depinde de direcția de deplasare a reflectorului R. Polarizorii liniari analizori P<sub>1</sub> și P<sub>2</sub> transformă rotația planului de polarizare a luminii rezultate la ieșirile divizorului de fasciculi DF<sub>3</sub> într-o variație de amplitudine care poate fi măsurată de către fotodetectoarele FD<sub>1</sub> și FD<sub>2</sub>. Prin rotirea polarizorului P<sub>2</sub> la  $\frac{\pi}{2}$  față de P<sub>1</sub> se obțin semnalele ortogonale la ieșirea fotodectoarelor. Polarizorul P<sub>3</sub> și ecranul Δ permit alinierea ușoară a sistemului optic. Pe acest principiu este realizat telemetrul interferometric cu laser LA 3002 produs de Metre Alensko (R.S.G.) [55]. Stabilizatoarea frecvenței laserului de 632,8 nm pe termen lung este  $\pm 5 \cdot 10^{-8}$ , la o putere de ieșire de 0,2 mW. Viteza maximă măsurată este de 30 m, viteză maximă 200 m/s (12 m/min.), rezoluția este de 0,1 μm, iar eroarea maximă de distanță

$$\Delta \nu = \pm (1,5 \cdot 10^{-7} \nu + 0,08 \mu\text{m}) \quad (1.14)$$

o altă variantă a interferometrului care utilizează lumină circular polarizată [55] se prezintă în fig.1.7.

Schema prezintă avantajele unei construcții modulare comparate cu cele oferite de utilizarea luminii circular polarizate.

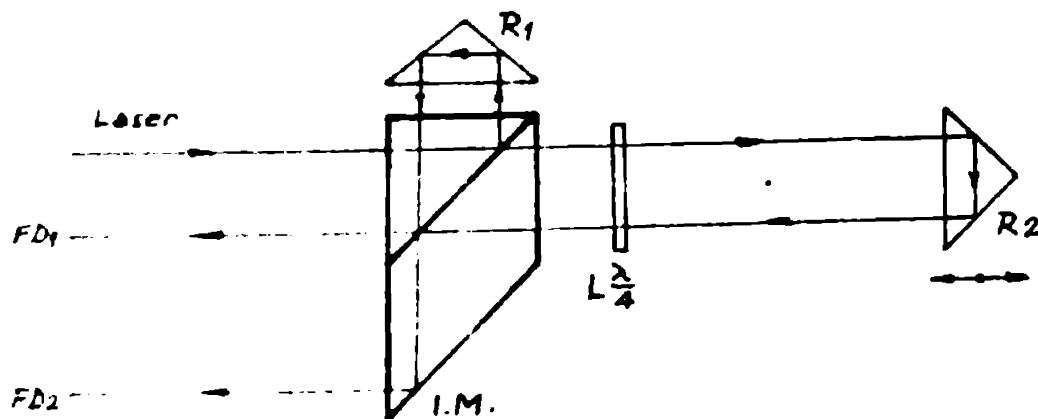


Fig.1.7. Interferometrul tip Michelson care utilizează lumină circular polarizată. IM - interferometrul tip Michelson; R<sub>1</sub> - reflector fix - de referință; R<sub>2</sub> - reflector mobil - de măsură; L  $\frac{\lambda}{4}$  - lamă  $\lambda/4$ ; FD<sub>1,2</sub> - fotodetectori

Lumină liniar polarizată provenind de la laserul cu frecvență stabilizată aplicată la interferometrul tip Michelson IM este divizată în două fascicule, de referință și de măsură. Fasciculul de măsură se aplică la lamă  $L \lambda/4$  și la ieșirea acesteia se obține lumină circular polarizată. Lumină circular polarizată își schimbă sensul la reflexie pe R<sub>2</sub> și apoi trece din nou prin lamă  $\lambda/4$  transferându-se în lumină liniar polarizată cu planul de polarizare același cu cel al fasciculului de referință cu care interferează. De la FD<sub>1</sub> și FD<sub>2</sub> se obțin semnalele în vedratură necesare numărării frunzelor și detectării sensului deplasării.

Acest tip de sistem optic are avantajele unei construcții simple, cu alinierea ușoară a componentelor, rezultând o stabilitate bună la șocuri și vibrații precum și la variații temperaturii.

Un telemetru interferometric cu laser cu o frecvență funcționând pe principiul din fig.1.7. este realizat de SOBU Electro Optics (France), sub denumirea Metriles M 100 A. Stabilitatea frecvenței laserului de 632,8 nm pe termen lung este  $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ , la o putere de ieșire de 1 mW și diametrul fasciculului de 8 mm. Distanța maximă măsurată este de 40 m, cu rezoluția de 0,1  $\mu$ m și eroarea maximă de distanță

$$\Delta L = \pm (2 \cdot 10^{-8} L + 0,1 \mu\text{m}) \quad (1.15)$$

1.3.3. Telemetre interferometrice cu laser cu două frecvențe  
Telemetrele interferometrice cu laser cu două frecvențe se bazează pe efectul Doppler și heterodinarea optică a semnalelor.

Acestea au apărut ca urmare a cercetărilor efectuate în vederea reducerii erorilor de măsurare a distanței la telemetrele interferometrice cu laser cu o frecvență, unde variațiile atenuării atmosferei determină fluctuații de intensitate a franjelor de interferență. Ca urmare, apar erori la determinarea distanței măsurate, care pot fi reduse prin utilizarea unui laser cu două frecvențe [57]-[66], [125], [135], ca în schema din fig.1.6.

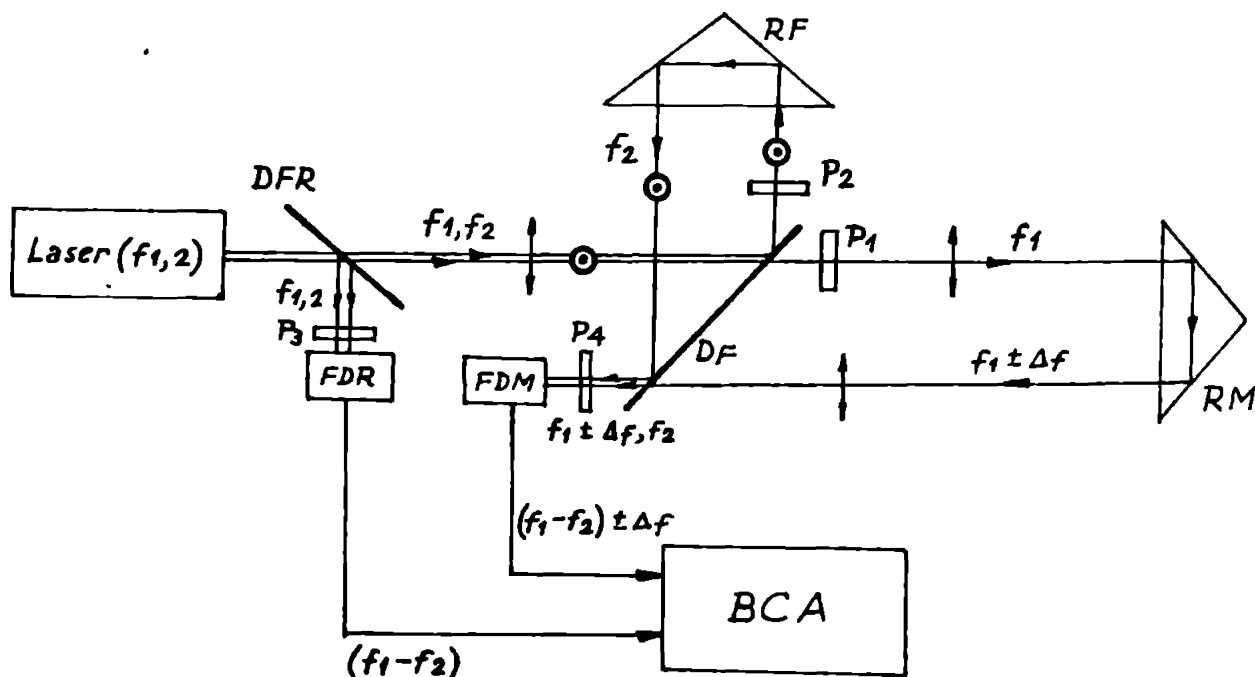


Fig.1.6. Schema de principiu a telemetrului interferometric cu laser cu două frecvențe. DFR - divisor de fascicul de referință; FDR - fotodetector de referință; DF - divisor de fascicul;  $P_{1,2,3,4}$  - polarizori; RF - reflector fix-referință; RM - reflector mobil-măsură; BCA - bloc de calcul și afișare.

Fasciculul laser conține cele două componente liniar polarizate ortogonale de frecvențe  $f_1$  și  $f_2$  apropiate se aplică la divisorul de fascicul de referință DFR. Semnalul reflectat care conține ambele componente  $f_1$  și  $f_2$  se aplică la fotodetectorul de referință FDR prin intermediul polarizorului  $P_3$  a cărui axă este la  $\frac{\pi}{4}$  față de planele de polarizare ale fasciculelor ortogonale de frecvențe  $f_1, f_2$  pentru a permite heterodinarea optică a celor două componente. La ieșirea fotodetectorului de referință se obține semnalul de frecvență  $(f_1 - f_2)$ . De la DFR semnalul  $f_1, f_2$  se aplică la divisorul de fascicul al interferometrului DF. Polarizorii  $P_1$  și  $P_2$  sînt astfel reglați încît spre reflectorul fix de referință - RF să treacă numai  $f_2$  iar spre reflectorul mobil -

de măsură - RM să treacă numai  $f_1$ . Aceste fascicule se reîntorc pe MF unde se recombina într-unul singur. Acest fascicul se aplică la fotodetectorul de măsură FIM prin intermediul polarizorului  $P_0$ , semnalul de la ieșirea FIM fiind proporțional cu diferența de frecvență măsurată. Dacă RM se deplasează,  $f_1$  se modifică conform efectului Doppler și fasciculul revine cu o frecvență diferită, ca de exemplu  $(f_1 - \Delta f)$ . Altfel spus, de câte ori RM se mișcă față de MF cu  $\lambda_D/2$ , drumul optic crește cu  $\lambda_D$  - o franjă în termeni optici - și o perioadă a lui  $f_1$  nu se mai reîntoarce la FIM. Aceasta determină scăderea temporară a frecvenței  $f_1$ . Blocul de calcul și afișare JCA primește semnalele de la FIM și FIM și le înregistrează în două numărătoare directe, integrând astfel frecvențele pe durata T cât se efectuează măsurarea. Căzând conținutul unui numărător din celălalt se efectuează operația :

$$\int_0^T (f_1 - f_2) dt - \int_0^T (f_1 - \Delta f - f_2) dt = \int_0^T \Delta f dt = N \quad (1.16)$$

Acest rezultat se arată de câte ori RM s-a deplasat cu  $\lambda_D/2$  din momentul în care numărătoarele au fost aduse la zero în punctul de referință, deci N este egal cu numărul de franje de interferență. Sistemul de măsură este de tip incremental și distanța D se calculează cu relația

$$D = N \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2} \int_0^T \Delta f dt \quad (1.17)$$

Semnalul care conține frecvențele  $f_1, f_2$  se obține ca rezultat al divizării prin efect Zeeman [9], [11] - [14], [45] a liniei spectrale principale de 632,8 nm a laserului cu He-Ne prin plasarea mediului activ gazos într-un câmp magnetic longitudinal [64], [65], [134], sau utilizând modulație de frecvență electrooptice cu cristale [125], [143].

Componentele de frecvențe  $f_1$  și  $f_2$  polarizate circular în opoziție se transformă în radiații polarizate liniar ortogonale prin trecere printr-o lamă  $\lambda/4$ .

Constat pe acest principiu de funcționare sînt realizate telemetrele interferometrice cu laser cu două frecvențe produse de Hewlett-Packard (H.P.A.) și denumite : Traductor cu laser 5501A și sisteme de măsurare cu laser 5526A și 5528A. În fig.1.9. se prezintă schema bloc a sistemului de măsurare cu laser tip 5526A.

Partea de stabilizare a frecvenței laserului cuprinde elementele L He-Ne, 2f,  $FD_3$ ,  $A_{00}$  și HAL din fig.1.9. Semnalul de

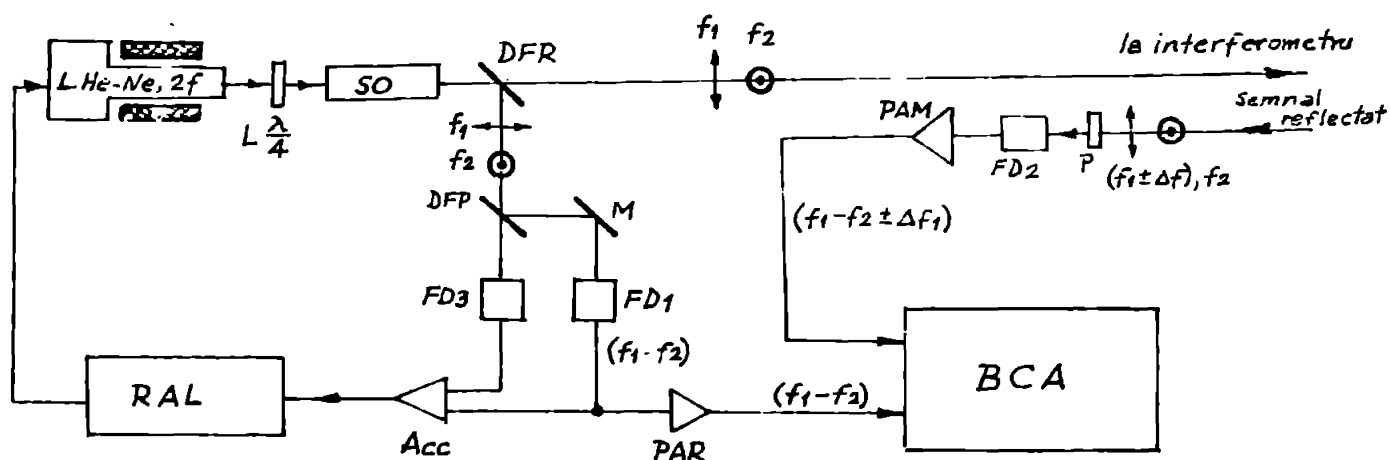


Fig.1.9. Schema bloc a telemetrului interferometric cu laser cu două frecvențe tip 5526A. L He-Ne, 2f - laser cu He-Ne cu 2 frecvențe,  $f_1$  și  $f_2$ ;  $L \frac{\lambda}{4}$  - lamă  $\lambda/4$ ; SO - sistem optic; DFR - divizor de fascicul de referință; DFP - divizor de fascicul polarizor; M - oglindă; FD<sub>1</sub> - fotodetector de referință; P - polarizor; FD<sub>3</sub> - fotodetector pentru stabilizare laser; RAL - regulator de acord laser; Acc - amplificator de curent continuu; PAR - preamplificator de referință; PAM - preamplificator de măsură; BCA - bloc de calcul și afișare.

Măsură demodulată prin heterodinașarea optică a frecvențelor ( $f_1 \pm \Delta f$ ) și  $f_2$  se aplică de la ieșirea FD<sub>2</sub> la preamplificatorul semnelului Doppler de măsură PAM și apoi la blocul de calcul și afișare, împreună cu semnalul de referință.

Pentru laserul realizat, diferența de frecvență ( $f_1 - f_2$ ) este de 1,8 MHz.

În fig.1.10. se prezintă două tipuri de interferometre utilizate: cu reflector prismatic colț-de-cuș (a) și cu reflector plan (b).

La interferometrul cu reflector prismatic din fig.1.10.a. divizorul de fascicul polarizor separă componentele  $f_1$  - de măsură, de  $f_2$  - de referință. După reflexie, semnalul de măsură ( $f_1 \pm \Delta f$ ) se combină cu semnalul de referință ( $f_2$ ) și se aplică la fotodetectorul de măsură.

La interferometrul cu reflector plan, divizorul de fascicul polarizor DFP divizează razele incidente în componentele liniar polarizate  $f_1$  și  $f_2$ . Trecând prin lamele albe de un  $\lambda/4$ , lumina liniar polarizată se transformă în lumină circular polarizată. Fasciculul de măsură având frecvența  $f_1$  se propagă către reflectorul de măsură RM și după reflexie își schimbă sensul po-

1969 1894



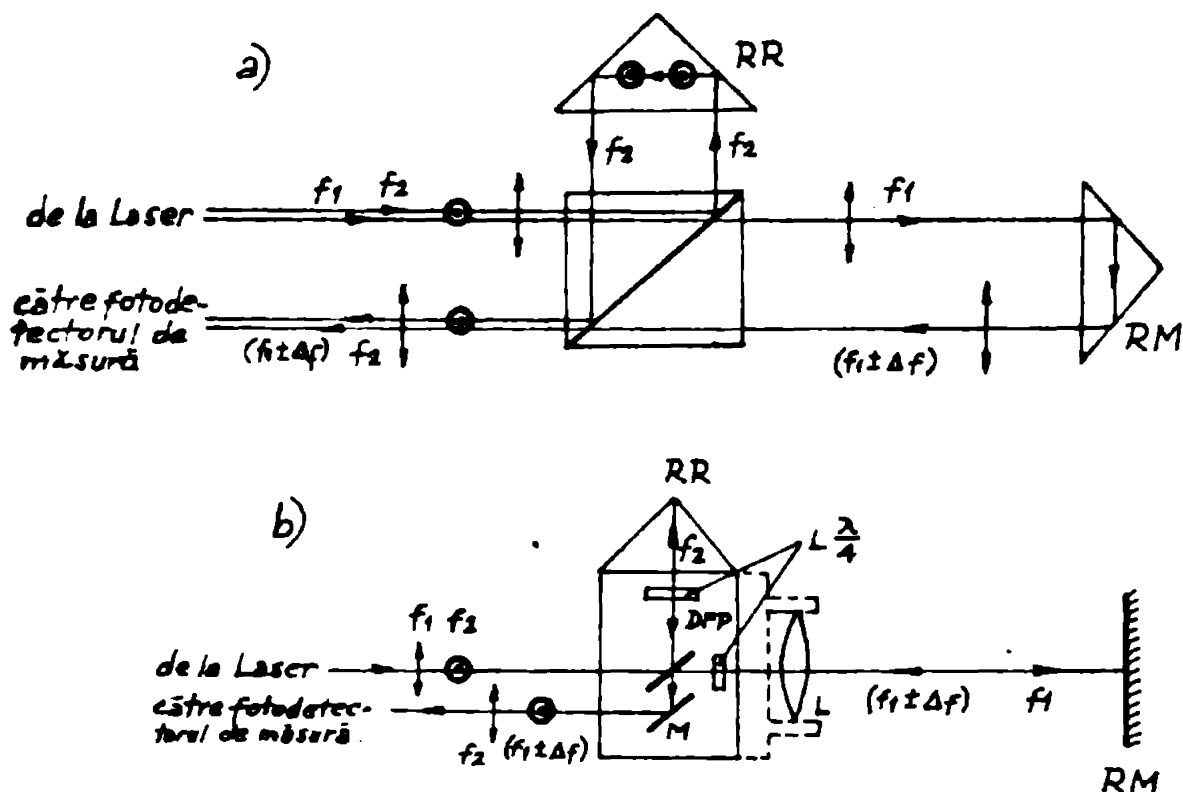


Fig.1.10. Interferometre tip Michelson : a) Interferometru cu reflector prismatic colț-de-cuș; b) Interferometru cu reflector plan. DPP - divizor de fascicul polarizor; RR - reflector de referință; RM - reflector de măsură;  $L \frac{\lambda}{4}$  - lamă sfert de undă; L - lentilă.

Larizării circulare, iar frecvența este afectată de deplasarea Doppler ( $f_1 \pm \Delta f$ ). Fasciculul de referință suferă o transformare din polarizarea liniară în polarizare circulară și în urma reflexiei pe RR polarizarea circulară își schimbă sensul. La revenire fasciculele reflectate trec din nou prin lamele sfert de undă și se transformă în radiații polarizate liniar, dar ortogonale față de cele incidente corespunzătoare. Rezultă că  $f_2$  trece acum prin DPP și  $f_1$  este reflectat de DPP. Fasciculele rezultate se combină și după reflexia pe oglinde M se aplică la intrarea fotodetectorului de măsură. Acest tip de interferometru are avantajul spațiului mic necesar pentru transmiterea unui singur fascicul la reflectorul de măsură precum și faptul că reflectorul de măsură este o oglindă plană în locul unei prize colț-de-cuș.

Rezoluția sistemelor de măsurare 5526A și 5528A este  $D_f = 0,1 \mu\text{m}$  respectiv  $0,01 \mu\text{m}$ , distanțe maxime măsurate este 60 m iar erorile maxime de distanță este dată de relație

$$\Delta d = \pm (0,5 \cdot 10^{-6} \cdot d + 2 \cdot d_f) \quad (1.18)$$

## 1.4. Telemetre cu laser cu fasciculul modulată

### 1.4.1. Principiul de măsurare

Telemetrele cu laser cu fasciculul modulată (TFLM) se mai numesc și telemetre de bază [130], [131], [132] și utilizează metode de măsurare a distanței cu fasciculul laser continuu modulată în amplitudine [42], [67], [68] și măsurarea defazajului între semnalul modulator recepționat și cel emis. În fig.1.11. se prezintă principiul de măsurare a distanței aplicat la telemetrele cu laser cu fasciculul modulată. Principiul este la bază metodele optico-mecanice de măsurare a vitezei luminii [7] ( $D = 100 \text{ m} - 10 \text{ km}$ ).

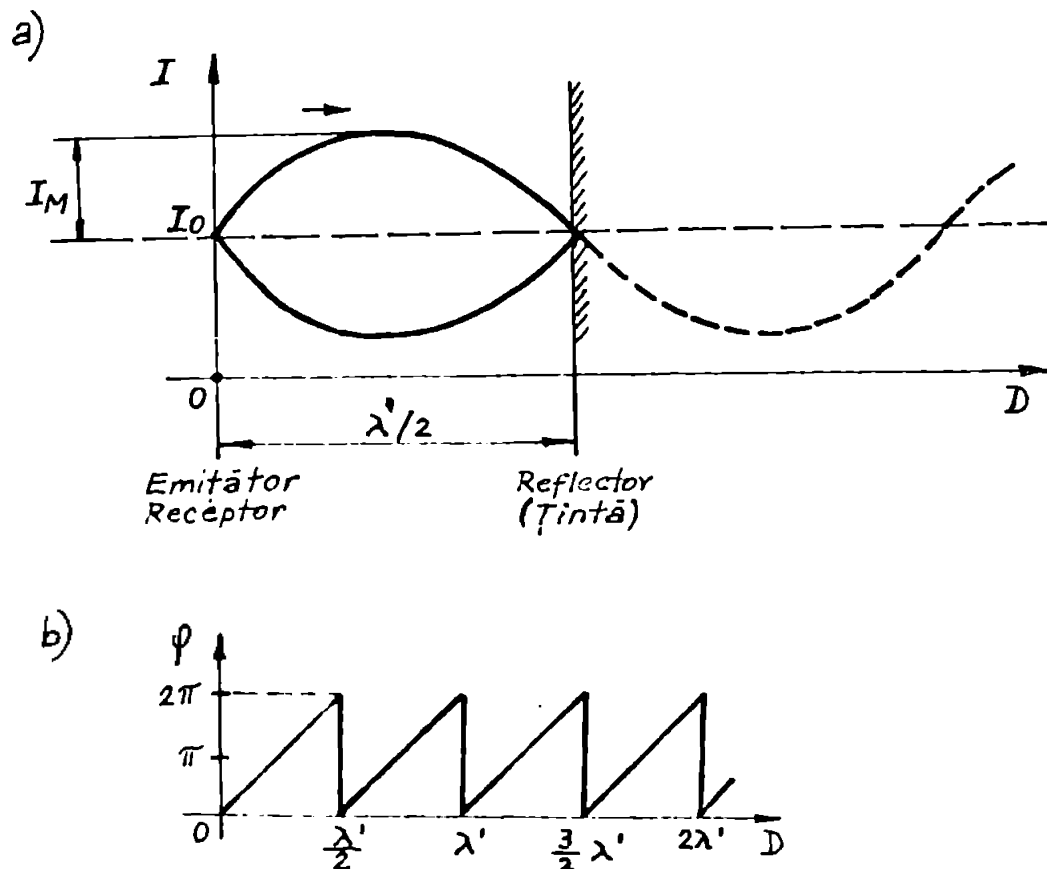


Fig.1.11. Principiul de măsurare a distanței aplicat la telemetrele cu laser cu fasciculul modulată. a) Forma semnalului transmis; b) Variația fazei recepționate, în funcție de distanță.

Fasciculul laser modulată în amplitudine este emis către obiectul până la care se măsoară distanța. timpul parcurs de lumină se determină din analiza intensității fasciculului reflectat. Rezultă că se utilizează o modulare sinusoidală de tipul

$$I_0(t) = I_M \sin \omega t \quad (1.19)$$

de unde intensitatea semnalului emis de formă

$$I_0(t) = I_0(1 + m \cdot \sin \omega t) \quad (1.20)$$

unde factorul de modulare ( $m$ ) este

$$a = \frac{I_1}{I_0} \quad (1.21)$$

semnalul recepționat este dat de relația

$$I_2(t) = \alpha \cdot I_1(t - \tau) \quad (1.22)$$

unde :

$\alpha$  - este atenuarea luminii după parcurgerea distanței  $2D$ , iar

$\tau$  - este timpul de propagare dus-întors, care corespunde distanței  $2L$  parcurse.

Din (1.20) se obține

$$I_2(t) = \alpha \cdot I_0(1 + \mu \cdot \sin(\omega(t - \tau))) \quad (1.23)$$

Prin compararea fazelor semnalului modulator pentru unda trecută și cea reflectată se obține diferența de fază ( $\varphi$ ) cu relația

$$\varphi = \phi_E - \phi_R = \omega \tau' \quad (1.24)$$

Valoarea întârzierii  $\tau'$  se notează cu  $\tau'$  în relația (1.24) deoarece este determinabilă numai în limitele  $(0 - 2\pi/\omega)$ .

Deoarece întârzierea

$$\tau' = \frac{2D'}{c} \quad (1.25)$$

și

$$\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{c \cdot n_g}{\lambda'} \quad (1.26)$$

rezultă

$$\varphi = \frac{4\pi \cdot n_g}{\lambda'} \cdot D' \quad (1.27)$$

$\lambda'$  - este lungimea de undă a semnalului modulator

$n_g$  - este indicele de refracție de grup al atmosferei.

Distanța până la țintă  $D'$  se determină cu relația

$$D' = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda'}{2n_g} = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot \frac{c}{2f \cdot n_g} \quad (1.28)$$

Acțiunea metodei este absolută, deoarece se determină valoarea exactă a distanței.

Valoarea obținută pentru distanța măsurată este valabilă cu condiția

$$\varphi = (0 - 2\pi) \quad (1.29)$$

care se corespunde la

$$\mu_{\max} = \frac{\lambda'}{2n_g} = \frac{c}{2 \cdot f \cdot n_g} \quad (1.30)$$

relație din care, fiind dată  $\mu_{\max}$ , poate fi determinată valoarea frecvenței  $f$ .

Pentru valori ale distanței percorse mai mari

$$v > \frac{\lambda'}{2n_g}$$

se obține relația generală valabilă în cazul metodei de măsurare a distanțelor cu fasciculul modulat în amplitudine :

$$D = N \cdot \frac{\lambda'}{2n_g} + D' \quad , \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (1.31)$$

Rezoluția de determinare a distanței rezultă din rezoluția de determinare a fazei cu relația

$$D_r = \frac{\varphi_r}{2\pi} \cdot \frac{\lambda'}{2n_g} = \epsilon_\varphi \cdot \frac{\lambda'}{2 \cdot n_g} = \epsilon_\varphi \frac{c}{2f \cdot n_g} \quad (1.32)$$

Rezultă că valoarea frecvenței  $f$  este impusă de rezoluția de determinare a fazei  $\varphi_r$  și de rezoluția de determinare a distanței conform relației

$$\begin{aligned} \epsilon_\varphi = \frac{\varphi_r}{2\pi} \leq \epsilon_D = \frac{D_r \cdot n_g}{(\lambda'/2)} &= \frac{2 \cdot D_r \cdot f \cdot n_g}{c} \\ r > \frac{c \cdot \epsilon_\varphi}{2D_r \cdot n_g} \\ \frac{\lambda'}{2} \leq \frac{v_r \cdot n_g}{\epsilon_\varphi} \end{aligned} \quad (1.33)$$

De exemplu, dacă rezoluția de determinare a distanței este  $D_r = 5 \text{ mm}$ ,  $n_g = 1$ , iar rezoluția de determinare a fazei este  $\varphi_r = 3,14 \text{ m rad.} = 10'48''$ , care corespunde la  $\epsilon_\varphi = 0,05$ ; se obține valoarea maximă a frecvenței  $f = 15 \text{ MHz}$ .

Valoarea distanței măsurate peste  $D'_{\text{max}} = \lambda' / (2 \cdot n_g)$  rezultată prin măsurarea fazei undei reflectate, este nedeterminabilă din cele prezentate pînă acum, deoarece numărul întreg  $N$  este necunoscut. În acest caz trebuie să se aplice una din metodele pentru înlăturarea incertitudinii măsurării prezentate în § 1.4.3.

#### 1.4.2. Scheme bloc și metode de îmbunătățire a performanțelor

Scheme bloc a unui telemetru cu laser cu fasciculul modulat se prezintă în fig.1.12.

Laserul  $L$  este cu undă continuă, de obicei cu He-Ne (5 m $\mu$ , 632,8 nm)[43], sau diodă laser (1,4 m $\mu$ , 835 nm)[76],[78].

Modulatorul  $M$  depinde de tipul de laser utilizat. În cazul laserului cu He-Ne se utilizează modulatori electro-optice cu cristal KDP [19],[43],[69],[70],[71]. Pentru diodele laser se folosesc metode modulare prin curentul injectat, cu stabilizare

în vederea reglării automate a intensității radiației emise [76].  
[78].

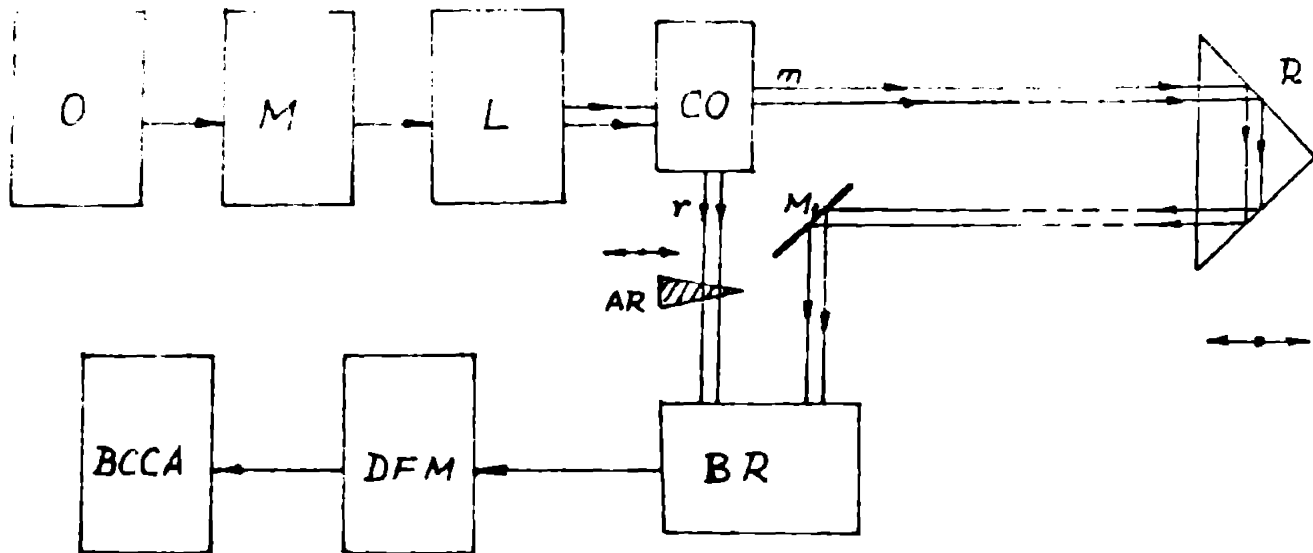


Fig.1.12. Schema bloc a unei telemetre cu laser cu fascicul modulat (TIFM). O - oscilator; M - modulator; L - laser; CO - comutator optic; R - reflector;  $M_1$  - oglindă; AR - atenuator reglabil; BR - bloc receptor; DFM - detector de fază cu memorie; BCCA - bloc de calcul, corecții și afișare; r - cale internă, de referință; m - cale externă, de măsură.

Oscilatorul O, realizat de obicei cu cristal de cuarț, furnizează semnalul modulator a cărui frecvență trebuie să fie foarte stabilă deoarece intervine în relația (1.28) de determinare a distanței. Comutatorul optic CO scutură succesiv fasciculul provenit de la laser, pe calea internă - de referință r și respectiv pe calea externă - de măsură m. Semnalele rezultate pe cele două căi se aplică succesiv la blocul receptor BR. Fazele semnalelor celor două căi coținute în detectorul de fază cu memorie DFM sînt memorate și din compararea lor se obține valoarea

$$\psi = \psi_m - \psi_r \quad (1.34)$$

Metoda permite reducerea erorii de determinare a distanței prin înlăturarea defecțiilor introduse pe lanțul de prelucrare a semnalului [72].

Deoarece faza se determină prin compararea valorilor momentane ale semnalelor de referință și de măsură, este foarte important ca valorile de vîrf ale acestora la intrarea receptorului să fie egale în condițiile unei atenșări variabile la trecerea prin atmosfera, condiție echivalentă cu egalitatea energiilor recepționate pe cele două căi optice - de referință și de măsură. Erorile de amplitudine, determinate de diferențele între valo-

rile de vîrf ale semnalelor de referință și de măsură se traduc în erori de fază, deci în erori de determinare a distanței. Pentru reducerea erorilor de amplitudine de obicei se utilizează un sistem regleabil AR care reglează atenuarea pe calea optică de referință. Poziția AR este controlată prin intermediul unui sistem de reglare automată a egalității valorilor de vîrf ale semnalelor recepționate de pe căile de referință și de măsură [78].

Detectorul de amplitudine utilizat poate fi un detector de vîrf sau un detector de valoare medie, în cazul semnalelor sinusoidale, valoarea medie detectată fiind proporțională cu valoarea de vîrf.

Pentru mărirea preciziei de măsurare a defazajului între semnalul de referință și cel de măsură, la recepție se folosesc metode conversiei frecvențelor ambelor semnale [42], [72], [73]. După mixarea semnalelor de frecvență înaltă  $f$ , între care trece măsurat defazajul, cu semnalul de frecvență  $f_0$  provenit de la un oscilator local de frecvență fixă, se extrag cele două componente de frecvență intermediară joasă

$$f_1 = f_0 - f \quad (1.35)$$

care păstrează informația de fază a semnalelor de frecvență înaltă. Cele două semnale de frecvență înaltă, de referință și măsură, sînt

$$\begin{aligned} u_m &= U \cos(2\pi f \cdot t + \varphi_m) \\ u_r &= U \cos(2\pi f \cdot t + \varphi_r) \end{aligned} \quad (1.36)$$

iar semnalul de la oscilatorul local este

$$u_0 = U_0 \cos 2\pi f_0 t \quad (1.37)$$

În urma mixării multiplicative se obțin componentele de frecvență joasă

$$\begin{aligned} u_{m_j} &= U_j \cos(2\pi f_1 t + \varphi_m) \\ u_{r_j} &= U_j \cos(2\pi f_1 t + \varphi_r) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Rezultă că și la frecvență joasă - după efectuarea conversiei de frecvență - există același defazaj  $\varphi$  (1.34) între semnalele de măsură și de referință ca și la frecvență înaltă. Măsurarea defazajului se face deci la frecvență joasă, putînd fi obținute erori mai mici decât 0,1% [42], [76], [78].

Semnalul proporțional cu defazajul  $\varphi$  rezultat la ieșirea SA se aplică la blocul de celule corecții și afișare SA. Aici se determină valoarea distanței măsurate, corectată în funcție de vo-

riații indicelui de refracție al aerului cu presiunea, temperatura și umiditatea. Valoarea determinată este apoi afișată.

### 1.4.3. Metode de înlăturare a incertitudinii măsurării distanțelor mari.

În 1.4.1. se arată că incertitudinea măsurării distanțelor mari este  $\lambda/2$  spre deosebire de imposibilității de determinare printr-o singură măsurare a numărului întreg  $N$  din relația (1.31) de calcul a distanței. În scopul eliminării incertitudinii măsurării au fost elaborate metode, [42], [74], care permit determinarea numărului întreg  $N$ .

clasificarea posibilă a acestor metode este următoarea :

- A. Metode voculării
- B. Metode secvenței de frecvențe apropiate
- C. Metode secvenței de frecvențe distanțate.

#### A. Metoda voculării

Metoda voculării, sau a belezajului de frecvență, se bazează pe observația că putea apropiat telemetrul aflat la distanța  $D$  de țintă cu o distanță  $D'$  mai mică decât  $\lambda/2$ , până când faza  $\varphi$  se revine și din relația (1.31) se obține

$$\Delta N = N - N' = N \cdot \frac{\lambda'}{2n_g} = \frac{c \cdot N}{2n_g \cdot f} \quad (1.39)$$

unde  $n_g$  este indicele de refracție al atmosferei.

Distanța  $D'$  poate fi măsurată direct anterior.

Dacă se vrea să se cunoască o anumită frecvență  $f$  sau o valoare cunoscută  $\Delta f$  și se înregistrează schimbările de fază  $\Delta N$  rezultate, distanța  $D_N$  se poate calcula, în limitele unei precizii raportate, cu relația

$$D_N = \frac{c}{2n_g} \cdot \frac{\Delta N}{\Delta f} \quad (1.40)$$

Se observă că dacă  $\Delta f = f$ , deci intervalul de voculare este de la  $f$  la  $2f$ , numărul înregistrat  $\Delta N = N$  și rezultă  $D_N = D$ . Dacă  $\Delta f = 0,1 f$ , atunci pot fi determinate numai primele cifre semnificative ale distanței  $D_N$  și distanța maximă măsurată corect este limitată.

Această metodă prezintă ca dezavantaje principale faptul că măsurarea se face în două etape ce necesită fiecare alinierea aparatului și pentru precizia de măsurare bună este necesar un interval de voculare  $\Delta f$  mare.

#### B. Metode secvenței de frecvențe apropiate

Întrucât modulul de alegere a frecvențelor, aceasta se mai

conuete metode frecțiilor excedentare [74] și are avantajul că determină valorile apropiate ale frecvențelor, pot fi realizate ușor amplificări mari la recepție folosind amplificatoare selective.

Presupunem cazul alegerii a patru frecvențe diferite, frecvențe de bază  $f_1 = 15$  kHz fiind determinată cu relația (1.30). Rezultă următoarea secvență de frecvențe

$$\begin{aligned} f_1 &= 15 \text{ kHz} \\ f_2 &= 1,001 f_1 \\ f_3 &= 1,01 f_1 \\ f_4 &= 1,1 f_1 \end{aligned} \quad (1.41)$$

la care corespunde secvența de semilungimi de undă

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) &= 10 \text{ m} \\ \left(\frac{\lambda'_2}{2}\right) &= 1,001 \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) \\ \left(\frac{\lambda'_3}{2}\right) &= 1,01 \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) \\ \left(\frac{\lambda'_4}{2}\right) &= 1,1 \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.42)$$

Se considerat  $n_0 = 1$ .

Dacă se măsoară distanțe  $D$  cu fiecare din frecvențele date, se obțin valorile măsurate  $D_1, D_2, D_3, D_4$  mai mici decât  $10 \text{ m}$  și pot fi scrise relațiile :

$$\begin{aligned} D &= n_1 \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) + d_1 \\ D &= n_2 \left(\frac{\lambda'_2}{2}\right) + d_2 \\ D &= n_3 \left(\frac{\lambda'_3}{2}\right) + d_3 \\ D &= n_4 \left(\frac{\lambda'_4}{2}\right) + d_4 \end{aligned} \quad (1.43)$$

Din (1.42) se poate scrie

$$1000 \left(\frac{\lambda'_1}{2}\right) = 1001 \left(\frac{\lambda'_2}{2}\right) = 10 \text{ km}$$

și conform (1.43) rezultă

$$n_2 = n_1 + n \quad (1.44)$$

unde :

$$n = \text{Int} \left[ \frac{D}{10 \text{ km}} \right]$$

reprezintă numărul întreg de zeci de km care se cuprind în distanța  $D$  și poate fi cunoscut de pe hartă.

Din (1.43) și (1.44) se poate scrie :



$$\frac{D - \mu_2}{\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)} = \frac{D - \mu_1}{\left(\frac{\lambda_1}{2}\right)} + n$$

$$\frac{\mu - \mu_2}{\frac{10}{1.001}} = \frac{\mu - \mu_1}{10} + n$$

$$1.001(\mu - \mu_2) = (\mu - \mu_1) + n \cdot 10$$

$$1.001(\mu - \mu_2) = 1000(\mu - \mu_1) + n \cdot 10^4$$

$$\mu = n \cdot 10^4 + (1001\mu_2 - 1000\mu_1)$$

Decorece

$$\mu' = 1001\mu_2 - 1000\mu_1$$

este mai mică decât 10 km, rezultă că în valoarea calculată pentru  $\mu'$  cifra  $p$  care reprezintă rangul  $10^3$  este corectă și putem scrie mai departe  $p = \text{Int}\left[\frac{\mu'}{1000}\right]$

$$\mu = n \cdot 10^4 + p \cdot 10^3 + (101\mu_2 - 100\mu_1)$$

Din valoarea

$$\mu'' = 101\mu_2 - 100\mu_1$$

mai mică decât 1 km poate fi determinat numărul sutelor de metri,  $q = \text{Int}\left[\frac{\mu''}{100}\right]$

$$\mu = n \cdot 10^4 + p \cdot 10^3 + q \cdot 10^2 + (11\mu_2 - 10\mu_1)$$

Din valoarea

$$\mu''' = 11\mu_2 - 10\mu_1$$

mai mică decât 100 m poate fi determinat numărul zecilor de metri,  $r = \text{Int}\left[\frac{\mu'''}{10}\right]$ .

$\mu_1$  fiind valoarea măsurată cu precizia  $\epsilon$  rescrisă la început, distanța  $D$  totală măsurată este

$$\mu = n \cdot 10^4 + p \cdot 10^3 + q \cdot 10^2 + r \cdot 10 + \mu_1 \quad (1.45)$$

Menționăm că această sistematizare nu a mai fost prezentată în literatură.

#### 6. Metode adecvate de frecvențe distanțate

Metoda constă în alegerea mai multor frecvențe pentru funcționarea telemetrului, astfel încât frecvența maximă să asigure rezoluția de măsurare dorită la rezoluția de măsurare a fazei date conform (1.35)

$$f_{\text{max}} \geq \frac{c \cdot \epsilon_{\varphi}}{2D \cdot \sigma_{\epsilon}} \quad (1.46)$$

căreia îi corespunde:

$$\frac{\lambda_1}{2} \leq \frac{D \cdot \sigma_{\epsilon}}{\epsilon_{\varphi}}$$

Frecvența minimă trebuie să asigure domeniul  $D_{max}$  de măsurat

$$f_{min} \leq \frac{c}{2D_{max} \cdot n_g} \quad (1.47)$$

căreia îi corespunde

$$\frac{\lambda'_{max}}{2} \geq D_{max} \cdot n_g$$

Valorile intermediare ale frecvențelor se aleg astfel încât măsurările efectuate să determine complet și corect distanțe în limitele rezoluțiilor de măsurare impuse.

Distanțe măsurată se determină luând în considerare cifrele cuprinse între limitele  $D_{max}$  și  $D_r$  pentru fiecare frecvență.

În caz particular poate fi același secvenței de frecvențe decadică, care este însă neeconomică pentru rezoluții de fază mai bune decît  $1^\circ$ .

Metoda este avantajoasă prin faptul că folosește puține frecvențe la un volum de calcul redus, dar are dezavantajul că nu poate utiliza amplificatoare de bandă îngustă pentru a realiza amplificări mari la receptor.

#### 1.4.4. Soluții constructive ale unor telemetre cu laser cu fascicul modulat

Telemetrele cu laser cu fascicul modulat au fost combinate cu teodolitele existente - instrumente optico-meșnice sau optico-mecano-electronice de măsurat unghiuri - pentru a se obține sisteme de măsurări tridimensionale.

În fig.1.13. se prezintă telemetrul produs de firma AGA (Suedia) sub denumirea Geodimeter Mă [43], [73]. Distanțe maximă este 60 km, rezoluția de 5 mm, iar eroarea absolută de măsurare este  $\pm(5 \text{ mm} + 1 \text{ mm/km})$ . Aparatul este echipat cu un laser He-Ne de 5mW și un expander de fascicul care reduce divergența de la 1,7 mrad la 0,1 mrad, mărirându-i diametrul de la 0,65 mm la 2 cm. Sistemul optic receptor este necoaxial cu apertură de 90 mm. Pentru repereștea țintei fasciculul recepționat se comută spre telescopul de vizare ; se introduce lentila L care mărește divergența pe verticală a fasciculului emis și se ajungează poziția pe orizontală pînă la recepționarea unui senzal ; apoi se scoate lentila L și se corectează alinierea pe verticală. Pentru filtrarea luminii parazite se folosește un filtru interferențial de 632,8 nm.

Senzalele de frecvență  $f_g$  emise și recepționate se heterodinescă cu senzalul  $f$  provenit de la oscilatorul local și cu ajutorul rezolverului se modifică defazașul dintre senzalele ce intră

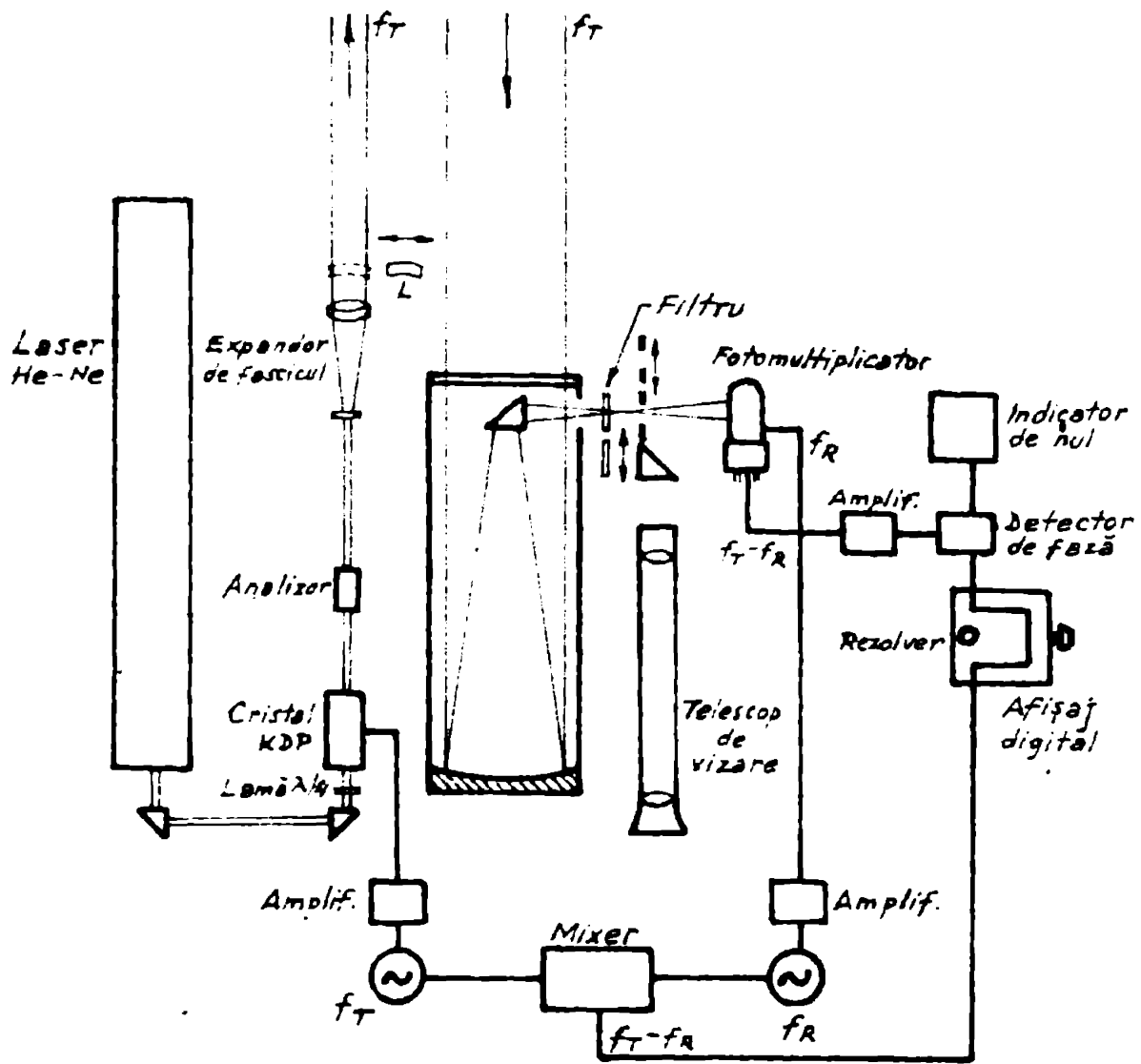


Fig.1.13. ILM tip Geodimeter M3-AGA.

În detectorul de fază prin se obține diferența de fază nulă. Distanța se citește din poziția rezolverului.

În fig.1.14. se prezintă teodolitul cu laser cu fascicul modulat tip Geodolite 3G realizat de firma Spectra-Physics (USA) [45], [73].

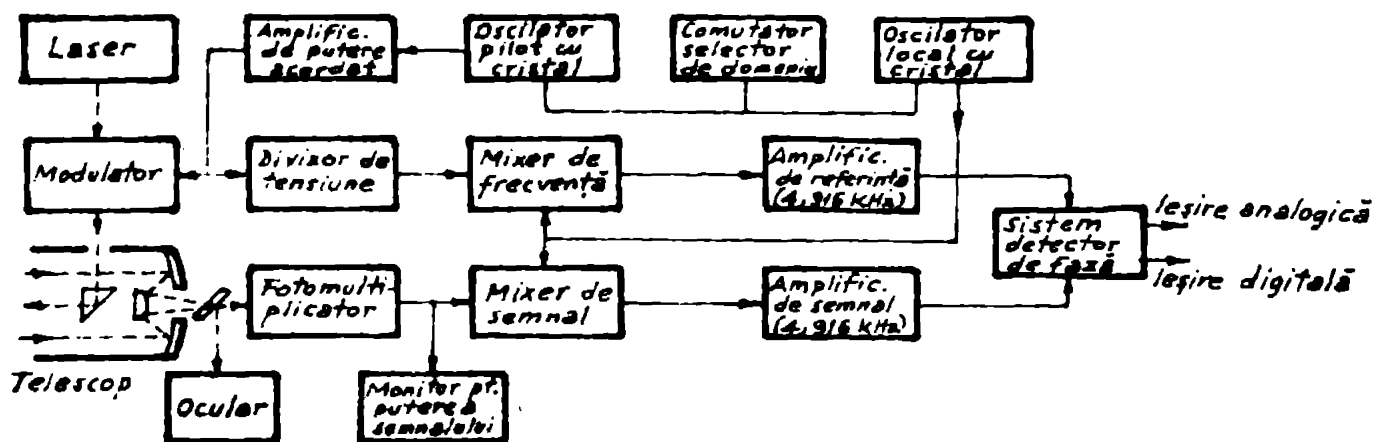


Fig.1.14. ILM tip Geodolite 3G-Spectra-Physics

Distanța maximă măsurată este 80 km, rezoluția este 1 mm, iar eroarea absolută de măsurare este  $\pm(5 \text{ cm} + 1 \text{ cm/km})$ . Laserul este cu He-Ne de 10 mW. Sistemul optic concentric de recepție este un telescop Cassegrain cu apertură de 200 mm. Se folosesc cinci frecvențe de modulație, cea mai mare fiind de 49,16471 MHz.

Telemetrul sovietic Kvert [68] măsoară distanțe maximă de 50 km, rezoluția de 10 mm și eroarea absolută de măsurare  $\pm(10 \text{ mm} + 2 \cdot 10^{-5} \cdot D)$ . Laserul este cu He-Ne, iar modulatorul electrooptic cu celulă Kerr. Fotoreceptorul este realizat cu fotomultiplicator. Frecvența maximă de modulare a fascicului este 30 MHz.

Telemetrul sovietic ADG-3 [68] măsoară distanțe maximă de 1,2 km și distanțe minimă de 20 m cu o eroare maximă de  $\pm(20 \text{ cm} + 3 \cdot 10^{-5} \cdot D)$ . Modulația laser folosită este cu Ga-As cu lungimea de undă de 0,9  $\mu\text{m}$ , modulată cu trei frecvențe apropiate de 30 MHz. Fotodetectorul este de tip fotomultiplicator.

Telemetrul cu laser cu fascicul modulat produs de IFAR București folosește un laser cu He-Ne de 1 mW, cu  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , modulat cu frecvențele  $f_1 = 15 \text{ MHz}$  și  $f_2 = 150 \text{ kHz}$  folosind un modulator electro-optic cu cristal KDP. Distanța maximă de măsurare este de 1000 m, distanța minimă este 20 m și rezoluția măsurării este de 20 mm, cu eroarea absolută de  $\pm(20 \text{ mm} + 2 \cdot 10^{-5} \cdot D)$ . Durata maximă a unei măsurări este de trei minute.

Alte două tipuri de telementre cu laser cu fascicul modulat, produse de Karl Zeiss Jena (R.D.G.) sînt Tehimetrele electro-optice ZOK 2000 și ZOT 2000 [82].

Tehimetrul electro-optic ZOK 2000 măsoară distanțe maximă de 2,5 km cu nouă reflectoare colț-de-cub. Distanța minimă măsurată este de 0,5 m, iar rezoluția de măsurare este de 10 mm. Eroarea medie de determinare a distanței este de  $\pm(10 \text{ mm} + 10^{-5} \cdot D)$ . Modulația laser cu Ga-As are  $\lambda = 860 \text{ nm}$ .

Metoda de măsurare utilizată înlătură incertitudinea măsurării folosind trei frecvențe apropiate :  $f_1 = 30 \text{ MHz}$ ,  $f_2 = 30,3 \text{ MHz}$  și  $f_3 = 33 \text{ MHz}$ . Metoda de calcul a distanței este însă dificilă, aparatul fiind greu de utilizat în practică.

Tehimetrul ZOT 2000 are domeniul maxim de 2 km cu reflectorul format din 21 de prize colț-de-cub iar  $\mu_{\text{min}} = 0,2 \text{ m}$ . Rezoluția este de 10 mm iar eroarea de determinare a distanței este de  $\pm(10 \text{ mm} + 10^{-5} \cdot D)$ . Modulația laser cu Ga-As are  $\lambda = 860 \text{ nm}$ . Telemetrul este completat cu partea de teodolit conținîndu-se o așa-numită stație electronică totală. Prelucrarea datelor se face cu microprocesor (tip 6800). Frecvențele utilizate sînt : 15 MHz, 1,5 MHz și

75 KHz. Durata maximă a unei măsurări este de 10 s. Firma Hewlett-Packard (H.P.A.) produce stațiile electronice totale tip 3810A și 3820A. Tot Hewlett-Packard mai produce teodolitul pentru distanțe medii tip 3808A și teodolitul industrial tip 3850A [75]-[81]. Modulele de măsurare distanță încadrate în aceste aparate sînt asemănătoare ca și construcție și performanțe, cel mai perfecționat fiind inclus în stația electronică totală tip 3820A. Domeniul maxim de măsurare pentru distanțe este de 5 km dacă se utilizează șase prize reflectoare, eroarea maximă fiind de  $\pm(5 \text{ mm} + 10^{-6} \cdot D)$ .

În fig.1.15 se prezintă sistemul optic al stației electronice totale tip 3820A. Se utilizează un telescop catadioptric

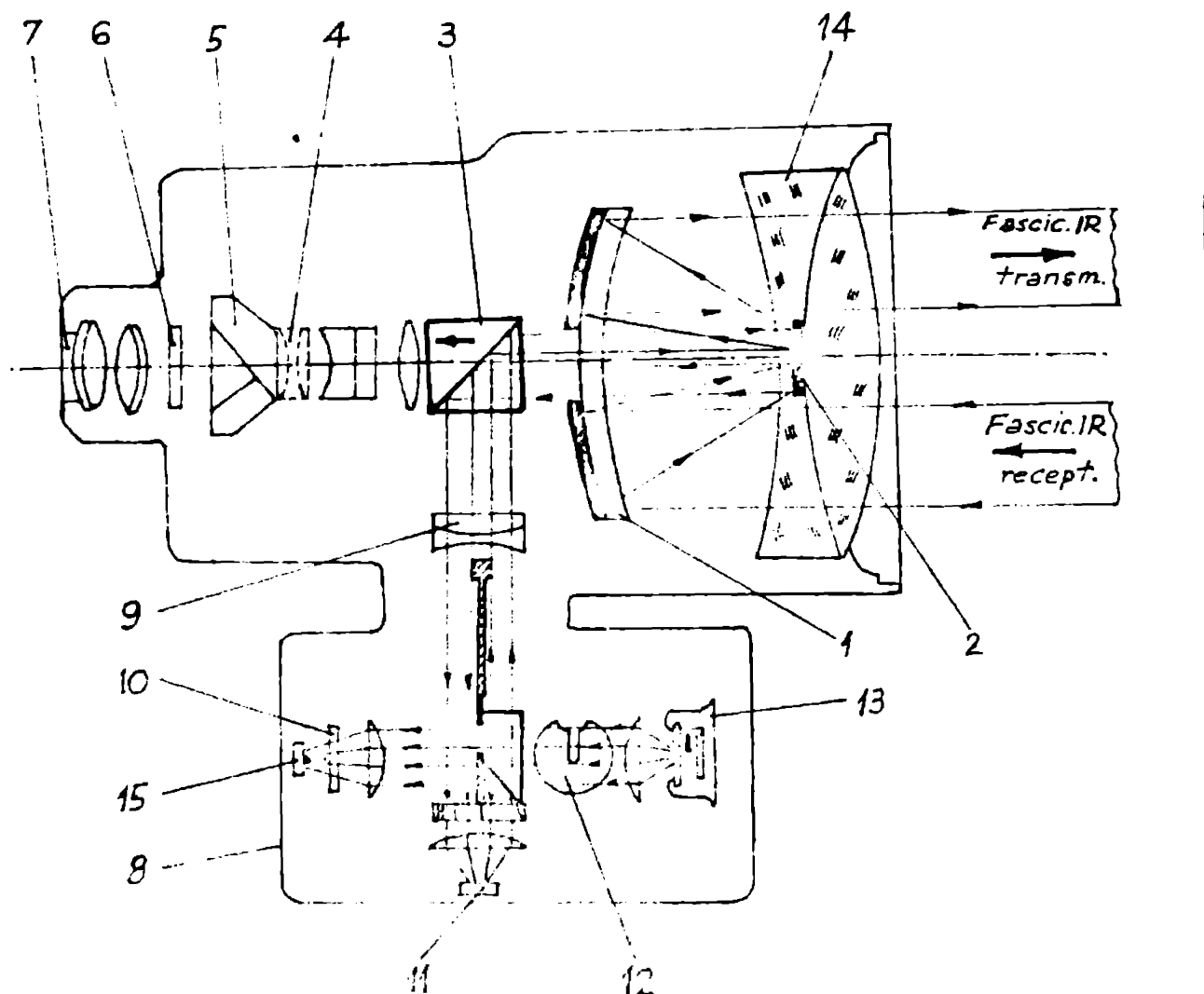


Fig.1.15. Sistemul optic al stației electronice totale tip 3820A. 1 - oglindă parabolică; 2 - oglindă sferică; 3 - divizor de fascicul vizibil IR; 4 - elemente de focalizare; 5 - priză de îndreptare imagine; 6 - reticul; 7 - ocular; 8 - modul de măsurare distanță; 9 - lentile colimatoare IR; 10 - atenuator de referință; 11 - diodă receptoare; 12 - comutator optic; 13 - diodă laser; 14 - lentile corectoare; 15 - fotodiodă de control

cu apertură de 66 cm. Acesta se compune dintr-un telescop Cassegrain, completat cu lentilele corectoare (14) care reduc aberațiile de sfericitate și coma într-un domeniu de  $1,5^\circ$ . Suprafețele reflectorizante sînt oglinzi de Ag. parabolice (1) și hiperbolice (2). Divizorul de fascicul V/IR (4) separă partea de măsurare distanță în IR de partea de aliniere în vizibil, nepermițîndu ca fasciculul de radiații IR să ajungă la ochiul observatorului.

Sistemul optic format din telescop, divizorul de fascicul și lentilele colimatoare IR (9) acționează ca un telescop galileean cu mărirea echivalentă de 8x pentru modulul de măsurare distanță (8). Diode laser cu două heterojuncțiuni din GaAs (13) emite o undă continuă, cu puterea de 1,4 mW și  $\lambda = 835 \text{ nm}$ . (10) este un atenuator de referință iar (15) este o fotodiodă de control pentru menținerea constantă a parametrilor diodei laser. Recepția se face pe fotodiode cu avalanșă (11) care funcționează și ca mixer și asigură o amplificare egală cu 75.

În fig.1.16 se prezintă scheme bloc a telemetrului cu laser cu fascicul modulat TFM din stația electronică totală tip 3820A.

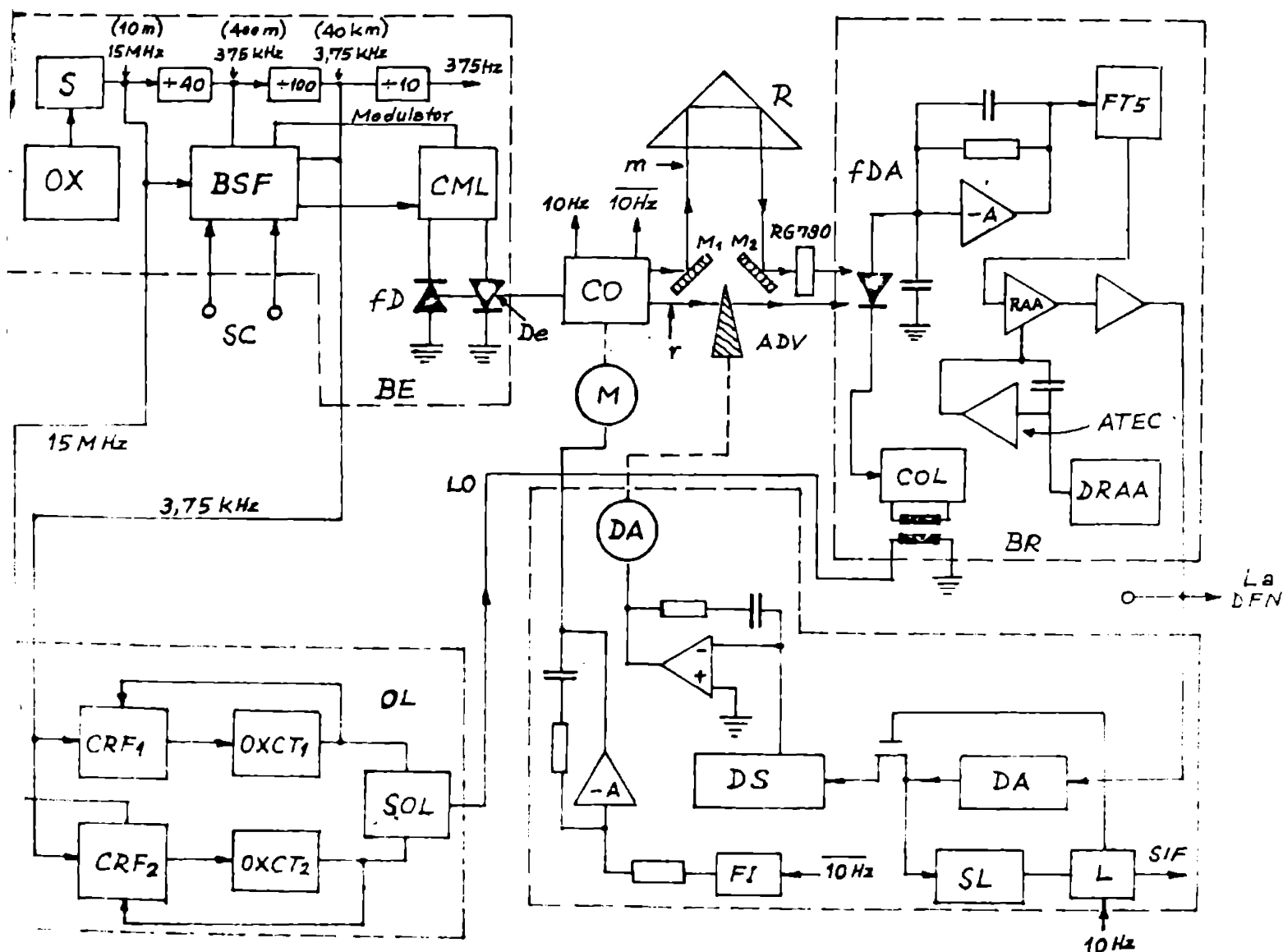


Fig.1.16. Scheme bloc a TFM din stația electronică totală tip 3820A.

Blocul emițător  $\Delta E$  conține diodă laser  $D_L$  la care se aplică semnalul de la circuitul de comandă și modulare laser  $CL$  prezentat în fig.1.17.

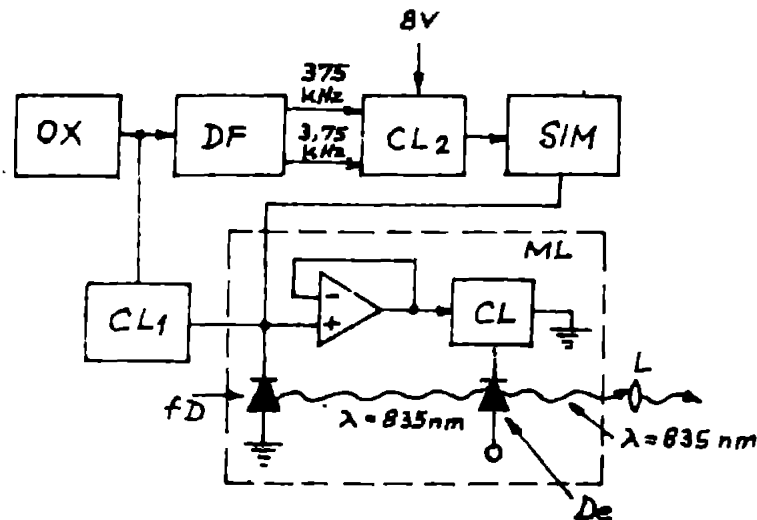


Fig.1.17. Schema circuitului de comandă și modulare laser.

OX - oscilator cu cristal; DF - divisor de frecvență;  $CL_{1,2}$  - comutatoare logice; SIM - sursă de curent modulată;  $D_L$  - diodă laser; ML - modul laser; CL - comandă laser; L - lentilă; fD - fotodiodă.

Semnalul de 15 MHz obținut de la oscilatorul cu cristal OX are stabilitatea de  $\pm 4$  ppm în gama de temperatură  $-10$  la  $+40^\circ\text{C}$ . Stabilitatea de frecvență a OX se impune să fie bună, deoarece aceasta intervine în eroarea de determinare a distanței. După divisorul de frecvență DF se obțin semnalele de 375 kHz și 3,75 kHz care împreună cu semnalul de 15 MHz, modulează în amplitudine diodă laser  $D_L$  prin intermediul circuitului de comandă laser CL din modulul laser ML, al sursei de curent modulate SIM și a comutatoarelor logice  $CL_{1,2}$ . Modulul laser asigură reglarea automată a intensității luminoase emise de  $D_L$  folosind fotodiode fD.

Revvenind la fig.1.16, circuitul de separare  $\Delta$  realizat în tehnologia CMOS reduce variația frecvenței OX la variația sarcinii oscilatorului. Blocul de selecție frecvență  $\Delta F$  selectează frecvențe modulatoare la aplicarea semnalelor de control  $\Delta C$ .

Fasciculul infraroșu IR modulat rezultat la ieșirea blocului emițător este aplicat prin comutatorul optic CO succesiv pe căile de referință și de măsură, comutarea făcându-se cu frecvențe de 10 Hz. Pe calea de referință - r - internă, fasciculul întâlnește atenșatorul de densitate variabilă  $\Delta DV$ . Pe calea de măsură - m - externă, fasciculul este reflectat de oglindă  $M_1$  către reflectorul prismatic colț-de-cub R. După reflexia pe R, fasciculul reflectat

de  $\lambda_2$  este trecut prin filtrul R6 780 care nu permite trecerea luminii vizibile, cu  $\lambda < 780$  nm, către receptor.

Alocul receptor BR conține fotodiode cu avalanșă dDA care funcționează și ca element de mixare și realizează o amplificare de 75 de ori a semnelului recepționat. Pentru mixare, la fDA se aplică FUL prin intermediul circuitului de comandă de la oscilatorul local UL. Construcția oscilatorului local UL permite ca semnalele de 15 MHz și 375 KHz recepționate de fDA să fie convertite în semnale de 3,75 KHz - frecvență intermediară.

Filtrul trece-jos FTJ elimină componentele cu frecvențe mai mare decât 3,75 KHz iar reglajul automat al amplificării AA menține constantă amplitudinea semnelului la intrarea detectorului de fază numeric MFN - reglaj fix.

Alocul de egalizare automată și comutare optică asigură reglajul optic al ADV pentru ca semnalele de referință și măsură să aibă amplitudinile egale - reglaj brut - precum și comanda comutatorului optic.

Detectorul de fază numeric MFN măsoară defazajul dintre semnalele de frecvență intermediară de pe cele două căi. Deoarece informația de fază se păstrează în procesul de mixare, MF poate funcționa la frecvență joasă obținându-se o rezoluție de determinare a fazei foarte bună.

În fig.1.18 se prezintă o schemă propusă de autor pentru detectorul de fază numeric.

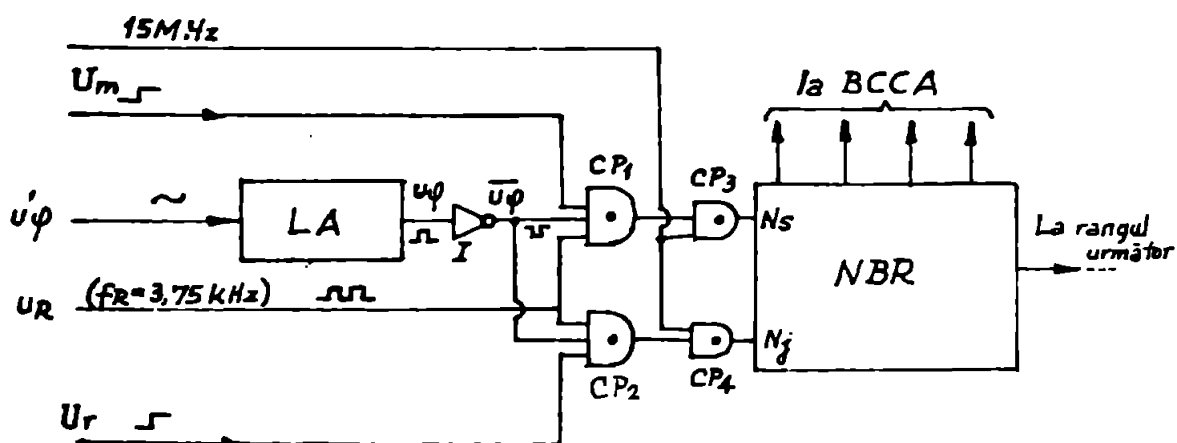


Fig.1.18. Schemă propusă de autor pentru detectorul de fază numeric. LA - limitator de amplitudine; CP<sub>1,2</sub> - circuite poartă; Ns, Nj - numărător cîmp-reversibil; u<sub>φ</sub> - referință electrică; BCCA - bloc de calcul, decodificări și arizare

Semnalele de pe cele două căi se aplică succesiv la intrarea circuitului limitator de amplitudine LA, care funcționează ca un



detector de trecere prin zero de precizie, semnelul de la ieșirea limitatorului fiind dreptunghiular.

În fig.1.19 se prezintă forma semnelor la DFT din fig. 1.18.

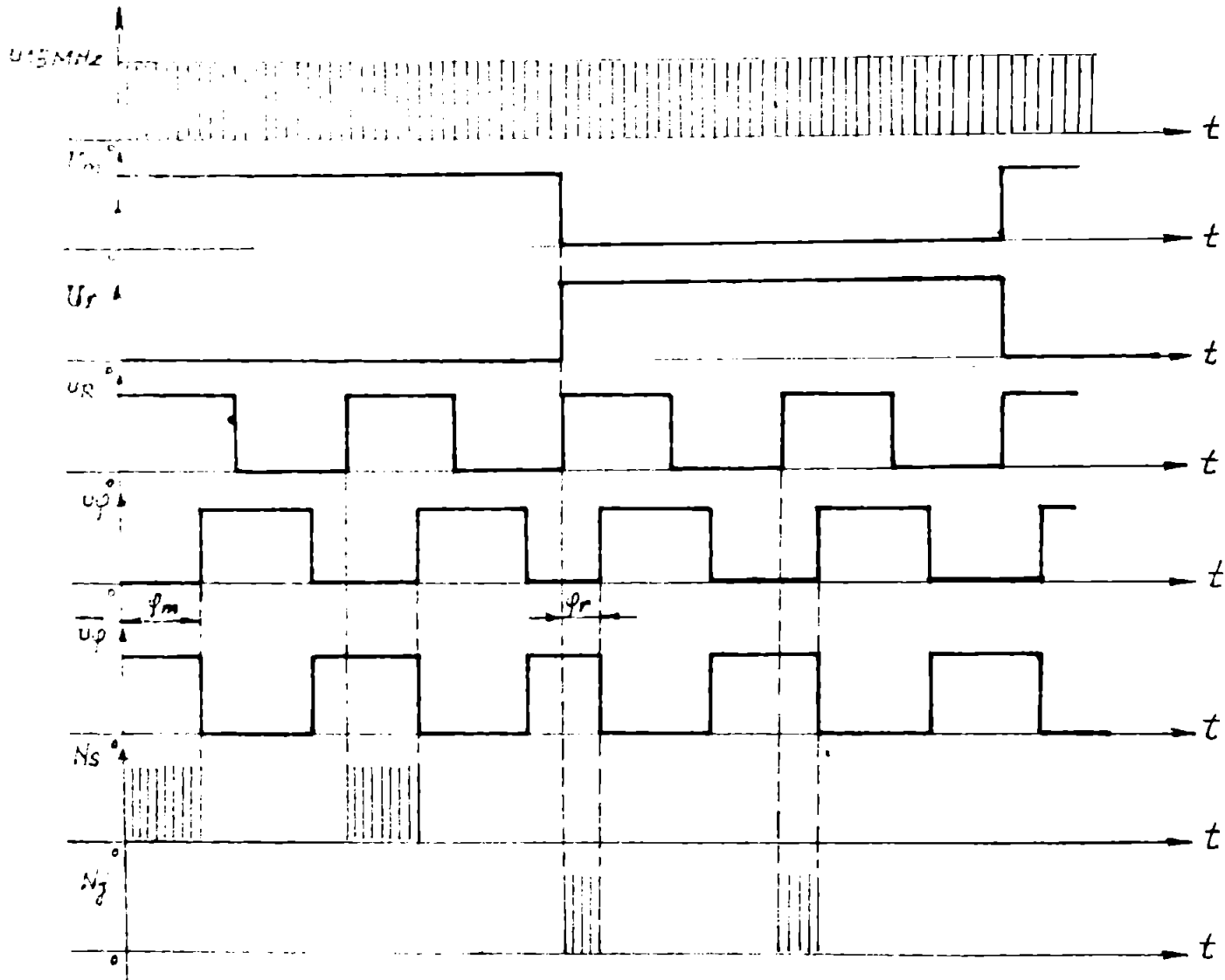


Fig.1.19. Forma semnelor la detectorul de fază numeric din fig.1.18.

semnelul  $U_r$  este unu-logic atunci când fasciculul E percurge calea de referință optică și este zero-logic în rest, iar semnelul  $U_\phi$  este unu când fasciculul E percurge calea de măsură optică și este zero în rest.

Numărătorul și inversorul  $N_{sR}$  primește impulsuri de numărare în sus  $N_s$  pe durata defazajului  $\phi_m$  măsurat pe calea de măsură optică și impulsuri de numărare în jos  $N_j$  pe durata defazajului  $\phi_r$  măsurat pe calea de referință optică. Rezultă că numărul  $N$  conținut în  $N_{sR}$  după o perioadă a comutatorului optic este proporțional cu  $\varphi = \phi_m - \phi_r$ . Alegând frecvențe de numărare mare și un număr mare de perioade ale comutatorului optic se

poate obține o rezoluție de determinare a fazei suficient de bună, imposibil de atins cu metode analogice.

Numarul cînar proporțional cu valoarea defazajului, rezultat la ieșirea DFN, se aplică la blocul de celoul corecții și afișare SOCA unde se introduc corecțiile indicelui de refracție de grup al atmosferei în funcție de presiune, temperatură și umiditate. Rezultă valoarea calculată și corectată a distanței care se aplică la afișajul digital. Durata maximă a unei măsurări este de 2,5 s.

### 1.5. Telemetrie cu laser în impuls

#### 1.5.1. Principiul de măsurare

Telemetrele cu laser în impuls TLI se mai numesc și localtoare optice, radare optice, sau LIDAR-e (Light Detection And Ranging) [18], [40], [42], [43] și folosesc principiul de măsurare a timpului în care un impuls luminos scurt emis parcurge distanța dus-întors până la țintă. Distanța  $D$  se determină cu relația

$$D = \frac{v}{2} \cdot \tau = \frac{c}{2n_g} \cdot \tau \quad (1.48)$$

unde  $n_g$  este indicele de refracție de grup media calculat al mediului prin care se propagă impulsul luminos.

Rezoluția TLI este limitată de durata impulsului  $\tau_1$  format la recepția frontului impulsului laser și este

$$D_r = \frac{c}{2n_g} \cdot \tau_1 \quad (1.49)$$

Dacă avem de exemplu  $\tau_1 = 10$  ns, iar  $n_g = 1$ , rezultă  $D_r = 1,5$  m.

Se vede astfel că TLI sînt avantajoase la măsurarea distanțelor mai mari decît 10 m, pentru care rezoluția mare în valoare absolută poate fi deja neglijată în raport cu valoarea distanței măsurate.

Se observă că la transmiterea unui impuls luminos prin atmosferă pe distanțe mari apare efectul de lățire a duratei impulsului datorită diferenței dintre viteza de fază și viteza de grup [8], [9], [45], [46] a luminii în medii dispersive.

Acest fenomen limitează rezoluția obținută la telemetrele cu laser în impuls în cazul măsurării distanțelor mari în atmosferă.

Factorul principal care limitează distanța maximă măsurabilă - raza de acțiune -  $\Delta L$ , este fluxul minim pe care îl poate înregistra detectorul  $\Phi_{\min}$  [42], [52], [53], [57].

Mărimea sensibilității recepției și raportul semnal/zgomot depind esențial de starea suprafeței țintei. Situațiile posibile se încadrează între două posibilități extreme: suprafață perfect difuzantă și suprafață acoperită cu elemente reflectoare.

Pentru o suprafață difuzantă a țintei, distanța maximă măsurabilă este

$$L_{M1} = \sqrt[4]{\frac{4P_0 G^2 T^2 \sum_{\Sigma} \delta^n \cdot T'}{\pi^2 \alpha^2 \Phi_{\theta}}} \quad (1.50)$$

unde

- $P_0$  - este puterea la ieșirea impulsului laser
- $G$  - este grosimea sistemului optic de reducere a divergenței la emisie
- $T$  - este factorul de transmisie al atmosferei pe distanța  $L$
- $\Sigma$  - este suprafața aparentă a țintei
- $\delta^n$  - este suprafața utilă a telescopului receptor
- $T'$  - este factorul de transmisie total al sistemului optic receptor
- $\alpha$  - este divergența fasciculului la ieșirea laserului
- $\Phi_{\theta}$  - este fluxul minim înregistrat de fotodetector.

În cazul unei ținte cu suprafață reflectantă, distanța maximă măsurabilă se calculează cu relația

$$L_{M2} = \sqrt[4]{\frac{P_0 G^2 T^2 R \sum_{\Sigma} d^2 \cdot \delta^n \cdot T'}{\alpha^2 \cdot \lambda^2 \Phi_{\theta}}} \quad (1.51)$$

unde

- $d$  - este diametrul reflectorului considerat de formă circulară
- $R$  - este coeficientul de reflexie al reflectorului
- $\sum_{\Sigma}$  - este suprafața reflectantă a țintei
- $\lambda$  - este lungimea de undă a radiației laserului

celelalte notații fiind aceleași ca în relația (1.50).

Din compararea celor două relații (1.50) și (1.51) se observă că în cazul țintei cu suprafață reflectantă raza de acțiune este mult mai mare.

De exemplu, în cazul laserului cu rubin cu  $\lambda = 694,3 \text{ nm}$ ,  $R = 0,5$ ,  $d = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  și  $\sum_{\Sigma} = 0,2$ .  $\Sigma$  se obține  $L_{M2}/L_{M1} = 146$  rezultă că raza de acțiune depinde în principal de parametrii instalației și variază lent cu puterea emișiei de laser. În rol important îi joacă transmisia atmosferică.

Pentru determinarea cu precizie a distanței cu ajutorul LIDAR-ului trebuie să cunoaștem cât mai exact indicele de re-

fracție medie de grup a al structurii prin care se propagă lumina.

### 1.5.2. Schema bloc și funcționarea T.L.I.

În fig.1.20 se prezintă schema bloc a unui telemetru cu laser în impuls în impuls.

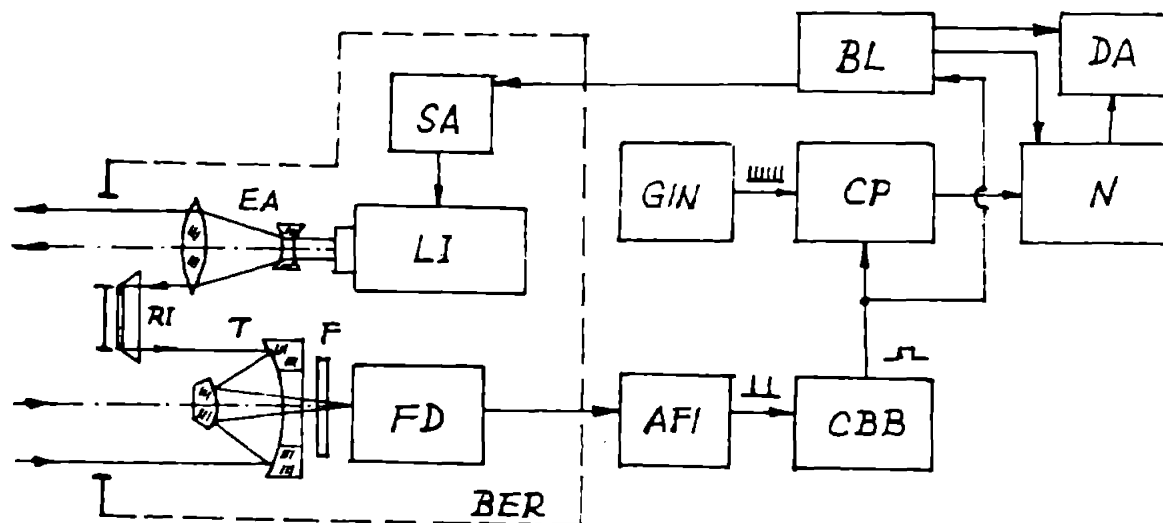


Fig.1.20. Schema bloc a unui telemetru cu laser în impuls. SA - bloc sursă-recepție; LI - laser în impuls; SA - sistem de alimentare; EA - expander afocal; RI - reflector intern; T - telescop; F - filtru; FD - foto-detector; AFI - amplificator și formator de impulsuri; CBB - circuit bistabil bistabil; CP - circuit poartă; GIN - generator impulsuri de numărare; N - numărător; BL - bloc logic; DA dispozitiv de afișare

Laserul funcționând în impuls LI este alimentat de la sursa SA și poate fi cu raze  $694,3$  nm sau cu sticlă dopată cu neodim -  $1,06 \mu\text{m}$  [42], [83] - [93]. Expanderul afocal EA realizează o divergență cât mai mică a fascicului laser, dar care are totuși o valoare suficientă pentru a tolera erorile inerente de vizare a țintei. Telescopul T de tip Cassegrain captează impulsurile laser de referință și reflectat și le focalizează succesiv pe suprafața fotodetectorului FD. Impulsul de referință se coține în momentul emișiei, prin intermediul reflectorului intern RI. Filtrul F selectează radiația cu lungimea de undă emisă, din fascicului recepționat și este de obicei de tip interferențial, pentru a avea o selectivitate cât mai bună. Suprafața utilă de intrare a telescopului trebuie să fie suficient de mare pentru a asigura o sensibilitate ridicată. Cele două impulsuri care se coțin de la fotodetector în momentele de timp  $t_{\text{emisie}}$  și  $t_{\text{g}} + (2d/v_g)$  se aplică la amplificator și formatorul de impulsuri AFI. Impulsurile de la ieșirea AFI, de durată  $\tau_1$ , determină de obicei rezoluția de măsurare a timpului și deci rezoluția de determinare a distanței conform re-

lației (L49). La ieșirea circuitului osculent circuitul CMI se conține un impuls cu durata egală cu  $2d/c$ , pe durata căruia circuitul poartă CP este autorizat și impulsurile de numărare de la generatorul GM, de frecvență mare, se aplică la numărătorul N. După recepționarea impulsului reflectat, conținutul N este proporțional cu timpul măsurat, deci cu distanța D și poate fi aplicat la dispozitivul de afișare M. Alcool logic are rolul de a asigura succesiunea dorită a semnelor, din momentul aducerii la zero a N, apoi declanșarea LI și afișarea conținutului N după recepția impulsului reflectat.

Procedeturii convenționale și sistemele de măsurare a timpului permit obținerea unei rezoluții globale de ordinul zecimilor de secundă, rezultând o rezoluție teoretică de 0,15 m și o eroare absolută totală de măsurare a distanței de aproximativ  $\pm 0,5$  m [57]. De aceea erorile relative sînt satisfăcătoare numai pentru distanțe mari.

Pentru îmbunătățirea semnalului reflectat, dacă este posibil, pe suprafața țintei se plasează elemente reflectoare [23].

### 1.5.3. Clasificare și tipuri existente

Clasificarea telemetrelor cu laser în impuls TLI poate fi făcută în funcție de domeniul de utilizare : meteorologic, de navigație, militare și astronomice.

A. TLI meteorologic ( $d < 2$  km), se mai numesc ceilometre [57] și se utilizează la măsurarea înălțimii plafonului de nori. Firma Plessey Radar (Anglia) produce un tip de ceilometru cu laser, care are trei domenii de distanță : (30-475)m, (30-975)m și (30-1455)m. Sonda laser cu Ga-As emite lungimea de undă de 900 nm. Puterea de vîrf în impuls este de 70 W, la o durată a impulsului laser de 130 ns și la frecvența de repetiție de 600 Hz. Sistemul optic este de tip telescop newtonian cu oglinde sferice de 216 mm diametru. Rezoluția de măsurare este de 15 m, cu eroarea de  $\pm 7,5$  m. Durata unei măsurări este de maxim 1 minut.

B. TLI de navigație ( $D = 100$  m la 2 km), sînt utilizate la bordul aeronavelor sau navelor maritime pentru completarea informațiilor de navigație. După destinația lor, TLI de navigație sînt denumite locotoare - cînd măsoară distanțe în plan orizontal - sau altimetre - cînd măsoară altitudinea. De obicei aceste telemetre folosesc diode laser, ceea ce permite reducerea dimensiunilor, masei și consumului, probleme foarte importante care se pun la aparatură de bord a aeronavelor [40]. Un exemplu este alti-

scutul firmei Elliott Space and Weapon (Anglia), la care echipajul posedă o diodă laser cu GaAs, răcită la 85 K și modulată în impulsuri cu durata de 25 ns. Sistemul optic de emisie constă dintr-o lentilă cu distanța focală de 20 cm și sportare de 11 cm, care produce un fascicul cu divergență de 6x2 mrad. Sistemul optic de recepție este un telescop de tip Cassegrain cu diametrul de 40 cm. Fotodioda cu siliciu receptoare are diametrul suprafeței active de 2,5 mm.

Alitudinea maximă măsurabilă a scutului altimetrice este 600 m, cu erorile de  $\pm 1,5$  m.

2. TLI militare ( $D = 0,5-30$  mm) [38], [85] se utilizează ca locatoare de artilerie și tabouri, indicatoare de ținte terestre unde înălțimea colectivelor este insuficientă pentru a permite utilizarea stațiilor de radiolocație și în sisteme de dirijare a rachetelor. Față de celelalte tipuri de telementre cu laser, acestea au avantajul că pot fi utilizate și atunci când ținta are un coeficient de reflexie mic. Se generează două tipuri de telementre cu laser în armata militară: XIRP-20 (S.U.A.) și JAL-10.102 (Suedia), având parametrii din tabelul 1.1.

Tabelul 1.1. Parametrii TLI militare

Parametri	Tip	XIRP-20 (S.U.A.)	JAL-10.102 (Suedia)
Tip laser/Fatere în injecție (mm)		rubin / 5	rubin / 5
$t_1$ (ns)		20	30
Divergență (mrad)		1	0,7
$d_{\text{max}}$ (m)		20.000 $\pm$ 2,5	30.000 $\pm$ 10
Frecvența măsurărilor (1/min)		4	15-30

Se generează TLI tip viduolu, model LI-81 produs de firma YASUKO Enterprises Inc. (Japonia) [94] în anul 1981, cu dimensiuni de măsurare 6 m  $\pm$  3 m și afișare digitală a distanței măsurate.

3. TLI astronomice ( $D \geq 30$  mm), se utilizează la determinarea distanțelor până la asteroizi sau planete și se bazează pe faptul că în spațiul interplanetar, dispersia luminii este aproape nulă. Se folosesc fascicule laser cu divergență cât mai redusă și cu energia impulsului mare [23], [38]. Acest rezultat este de intensitate scăzută deoarece cea mai mare parte a radiației este absorbită

ei disparență, iar datorită neregularităților suprafeței se obțin fluctuații mari în durata semnelor recepționate, fasciculul fiind de diametru mare. Pentru a crește raportul semnal/agonot la TI astronomice se utilizează perouri reflectante speciale plasate pe suprafața țintei.

Una din aplicațiile reprezentative ale telemetrelor cu laser în impala astronomice este determinarea distanței Pământ-Lună.

În tabelul 1.2 se dau parametrii principali ai TI cu care s-a măsurat distanța Pământ-Lună.

Tabelul 1.2. Parametrii TI pentru măsurarea distanței Pământ-Lună.

Tare producătoare	S.U.S.A.	S.U.R.S.S.
<b>Lasatorul</b>		
Diaxopul de emisie-recepție	diametru 2,7 m	diametru 2,6 m distanță foculă 42,5 m
Laserul	radio	radio
Energie impulsului (J)	1,2	4
Lățimea impulsului (ns)	3	20
Frecvență de repetiție	20/siout	4/siout
Diametrul inițial al fasciculului (mm)	20	15
Câmpul vizual	-	15'
Colimarea fasciculului	1,5"	5"
Filtrul spațial al receptorului	6"	-
Filtrul spectral al receptorului (nm)	0,07	1
Precizia de măsurare timp (ns)	± 2	± 10

## CAPITOLUL 2

### PRECIZIA LA MĂSURAREA DISTANȚEI CU LASER

În scopul creșterii preciziei de măsurare la teletrele cu laser [110], am analizat cauzele de apariție a erorilor de măsurare la fiecare din clasele de teletre prezentate în capitolul 1. Rezultă în fiecare caz metodele de creștere a preciziei de măsurare.

#### 2.1. Sursele de măsurare la teletrele interferometrice cu laser

La teletrele interferometrice cu laser eroarea absolută de măsurare a distanței  $\Delta D$  este dată de relația

$$\Delta D = \pm (\Delta D_L + D_A + D_F) \quad (2.1)$$

unde :

$D$  - este distanța măsurată

$\Delta D_L$  - este eroarea absolută de distanță datorită instabilității frecvenței laserului,

$$\Delta D_L = \varepsilon_f \cdot D \quad (2.2)$$

$\varepsilon_f$  - este eroarea relativă a frecvenței, respectiv lungimii de undă a laserului,

$$\varepsilon_f = \varepsilon_\lambda \quad (2.3)$$

$$\varepsilon = \frac{g}{\lambda} \quad (2.4)$$

$\Delta D_A$  - este eroarea absolută de distanță datorită variației indicelui de refracție al atmosferei,

$$\Delta D_A = \varepsilon_n \cdot D \quad (2.5)$$

$\varepsilon_n$  - este eroarea relativă a indicelui de refracție al atmosferei,

$D_F$  - este rezoluția teletreului interferometric cu laser,

$$D_F = \frac{1}{NK} \cdot \frac{\lambda_n}{2} \quad (2.6)$$

$K$  - este factorul de divizare la interpolarea frunzelor de interferență

$N$  - este coeficientul de multiplicare a drumului optic

$\lambda_n$  - este lungimea de undă a laserului în mediul cu indicele de refracție  $n$ ,



$$\lambda_D = \frac{\lambda}{n} \quad (2.7)$$

rezultă din (2.2)

$$\Delta D = \pm(D(\epsilon_r + \epsilon_n) + \frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{\lambda}{2n}) \quad (2.8)$$

În relația pentru  $\Delta D$  s-a considerat că distanța măsurată este mai mică decât lungimea de coerență a laserului și că pentru distanțe  $D$  măsurată pot fi neglijate erorile datorită aberrațiilor sferice și turbulenței aerului, care determină distorsionarea frontului de undă al fascicului emis. Pentru distanțe mici poate fi neglijată și eroarea datorită variației indicelui de refracție al atmosferei.

rezultă că metodele de creștere a preciziei de măsurare a distanței la telemetrele interferometrice cu laser se referă în primul rând la îmbunătățirea stabilității laserelor, precum și a rezoluției prin metode optice și de interpolare a franjelor, la compensarea variației indicelui de refracție al atmosferei cu presiunea, temperatura și umiditatea și la multiplicarea drumului optic.

## 2.2. erorile de măsurare la telemetrele cu laser cu fasciculul modulat

La telemetrele cu laser cu fasciculul modulat, care măsoară distanțe medii, eroarea absolută de măsurare a distanței este

$$\Delta D = \pm(\Delta D_0 + \Delta D_A + \mu_r) \quad (2.9)$$

$\Delta D_0$  - este eroarea absolută de distanță a instabilității frecvenței oscilatorului care modulează fasciculul laser

$$\Delta D_0 = \epsilon_r \cdot D \quad (2.10)$$

$\epsilon_r$  - este eroarea relativă a frecvenței oscilatorului

$D$  - este distanța măsurată

$\Delta D_A$  - este eroarea absolută de distanță datorită variației indicelui de refracție de grup al atmosferei

$$\Delta D_A = \epsilon_{ng} \cdot D \quad (2.11)$$

$\epsilon_{ng}$  - este eroarea relativă a indicelui de refracție de grup al atmosferei

$\mu_r$  - este rezoluția telemetrului cu laser cu fasciculul modulat

$$\mu_r = \frac{1}{N} \cdot \frac{\varphi_r}{2\pi} \cdot \frac{\lambda'_{ng}}{2} \quad (2.12)$$

$N$  - este coeficientul de multiplicare a drumului optic

$\varphi_F$  - este rezoluția de măsurare a defazajului  
 $\lambda'_{n_g}$  - este lungimea de undă în mediul cu indicele de refracție  $n_g$

$$\lambda'_{n_g} = \frac{\lambda'}{n_g} = \frac{c}{f \cdot n_g} \quad (2.13)$$

$\lambda'$  - este lungimea de undă modulatorie

$n_g$  - este indicele de refracție mediu de grup al atmosferei

Rezultă din (2.9)

$$\Delta D = \pm (\nu(\varepsilon_F + \varepsilon_{n_g}) + \frac{1}{N} \cdot \frac{\varphi_F}{2\pi} \cdot \frac{\lambda'}{2 \cdot n_g}) \quad (2.14)$$

Metodele de creștere a preciziei de măsurare a distanței la telemetrele cu laser cu fascicul modulat se referă în principiu la îmbunătățirea stabilității oscilatorului care modulează fasciculul laser și îmbunătățirea rezoluției de măsurare prin creșterea frecvenței de lucru a oscilatorului și modulatorului, îmbunătățirea rezoluției de măsurare a defazajului și multiplicarea drumului optic. Pentru distanțe mici și în medii fără curenți vari de aer poate fi neglijată eroarea relativă a indicelui de refracție de grup al atmosferei, dar trebuie asigurată corecția lungimii de undă  $\lambda'_{n_g}$  la variația lentă a indicelui de refracție cu presiunea, temperatura și umiditatea.

### 1.3. Erorile de măsurare la telemetrele cu laser în impuls

La telemetrele cu laser în impuls, care măsoară distanțe mari, eroarea absolută de măsurare a distanței este

$$\Delta D = \pm (\Delta D_t + \Delta D_A + \nu_F) \quad (2.15)$$

unde

$\Delta D_t$  - este eroarea absolută de distanță datorită variației duratei frontului impulsului emis de laser

$$\Delta D_t = \varepsilon_t \cdot D \quad (2.16)$$

$\varepsilon_t$  - este eroarea relativă a duratei frontului impulsului de la laser

$D$  - este distanța măsurată

$\Delta D_A$  - este eroarea absolută de distanță datorită variației indicelui de refracție de grup al atmosferei

$$\Delta D_A = \varepsilon_{n_g} \cdot D \quad (2.17)$$

$\varepsilon_{ng}$  - este eroarea relativă a indicelui de refracție de grup al atmosferei

$D_r$  - este rezoluția telemetrului cu laser în impuls

$$D_r = \frac{1}{N} \cdot \frac{c}{2n_g} \cdot \tau_1 \quad (2.18)$$

$N$  - este coeficientul de multiplicare a drumului optic

$n_g$  - este indicele de refracție de grup al atmosferei presupus constant

$\tau_1$  - este durata impulsului electric format la recepția frontului impulsului laser

Rezultă din (2.15)

$$\Delta v = \pm (\varepsilon_t + \varepsilon_{ng}) + \frac{1}{N} \cdot \frac{c}{2n_g} \cdot \tau_1 \quad (2.19)$$

Metodele de creștere a preciziei de măsurare a distanței la telemetrele cu laser în impuls constau în principel în scurțarea duratei impulsului emis de laser, scurțarea timpului de răspuns al fotodetectorului și îngușterea duratei impulsului electric format la recepția frontului impulsului laser. Chiar dacă se poate neglija variația indicelui de refracție de grup al atmosferei pe distanțe nu prea mari, totuși trebuie efectuată corecția vitezei de deplasare a impulsului la variația presiunii, temperaturii și umidității atmosferei. Eroarea relativă a duratei frontului impulsului laser este determinată de vitezele de fază diferite ale componentelor spectrale ale impulsului în medii dispersive și poate fi înlăturată numai prin utilizarea telemetrului cu laser în impuls la măsurări de distanțe în via (în spațiul cosmic).

Menționez că această analiză a erorilor de măsurare și metodelor de creștere a preciziei la telemetrele cu laser nu a mai fost tratată în literatură.

### CAPITOLUL 3

#### METODA REFLEXIILOR MULTIPLE APLICATĂ LA MĂSURAREA DISTANȚEI CU LASER

Metode reflexiilor multiple permite îmbunătățirea rezoluției la măsurarea distanței cu laser, de la valoarea  $D_F$  la valoarea

$$D_{FN} = \frac{1}{N} \cdot D_F \quad (3.1)$$

unde

$D_{FN}$  - este rezoluție de măsurare după aplicarea metodei reflexiilor multiple

$N$  - este factorul de divizare pentru cazul reflexiilor multiple

și rezultă o îmbunătățire a rezoluției de măsurare de  $N$  ori.

Metoda reflexiilor multiple se aplică la măsurările interferometrice [122], [123], [124]. Autorul a extins domeniul de aplicare a reflexiilor multiple la celelalte metode de măsurare a distanței cu laser.

#### 3.1. Metoda reflexiilor multiple cu oglinzi inclinate

##### 1. Dublarea traseului fasciculului

În fig.3.1 se prezintă metoda reflexiilor multiple cu oglinzi inclinate, cu dublarea traseului fasciculului, între oglinda fixă  $M_1$  și oglinda mobilă  $M_2$  care înlocuiesc reflectorul mobil în interferometrul Michelson din fig.1.1.

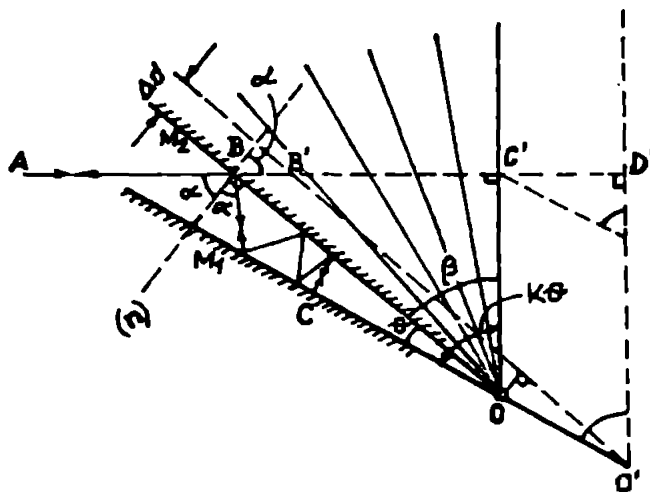


Fig.3.1. Metoda reflexiilor multiple cu oglinzi inclinate, cu dublarea traseului fasciculului între oglinda fixă  $M_1$  și oglinda mobilă  $M_2$ .

În fig.3.1 s-au folosit notațiile :

- $\Delta d$  - deplasarea oglinzii  $M_2$ , care se măsoară
- $AB$  - fasciculul laser incident
- $k$  - numărul de reflexii succesive
- $\alpha$  - unghiul de incidență inițial
- $\theta$  - unghiul dintre  $M_2$  și  $M_1$ .

Fasciculul incident este reflectat succesiv de cele două oglinzi pînă cînd devine normal la una din ele, de exemplu  $M_1$ , în punctul C și apoi revine pe aceeași cale, rezultînd dublarea cîmpului.

Pentru unghiul de incidență inițial este valabilă relația

$$\alpha = \beta = (k - 1)\theta \quad (3.2)$$

Planul  $OC'$ , care face unghiul  $\theta$  cu oglinda  $M_1$  și unghiul  $\beta$  cu  $M_2$ , este normal la fasciculul incident  $AB$ , iar punctul  $C'$  reprezintă imaginea virtuală a punctului C. Deci putem considera fasciculul reflectat în acest caz ca o reflexie normală simplă față de oglinda virtuală  $OC'$ .

Deplasarea normală  $\Delta d$  a oglinzii mobile  $M_2$  în poziția  $C'D'$  determină deplasarea oglinzii virtuale în poziția  $O'D'$ . Unghiul optic al fasciculului reflectat crește cu valoarea

$$\Delta D = n \cdot C'D' \quad (3.3)$$

unde  $n$  este indicele de refracție al atmosferei.

iar

$$\Delta D = \frac{\Delta d}{\sin \theta} = \frac{C'D'}{\sin \theta} \quad (3.4)$$

Pentru deplasarea  $\Delta d$  rezultă o deplasare egală cu

$$\Delta D = n \cdot \frac{\lambda}{2} = n \frac{\Delta d \cdot \sin k\theta}{\sin \theta} \quad (3.5)$$

Resoluția de deplasare (3.1) se definește ca fiind deplasarea oglinzii  $M_2$  pentru care rezultă o deplasare egală cu o franjă de interferență la fotodetector

$$\Delta_{rN} = \frac{\Delta d}{N} = \frac{1}{\left(\frac{\sin k\theta}{\sin \theta}\right)} \cdot \frac{\lambda}{2n} \quad (3.6)$$

și din relația (3.1) rezultă

$$N = \frac{\sin k\theta}{\sin \theta} \quad (3.7)$$

În fig. 3.2 se prezintă rezoluția interferometrului cu reflexii multiple în funcție de unghiul de incidență inițial  $\alpha$ .

Linia punctată reprezintă rezoluția interferometrului Michelson clasic, cu o singură reflexie.

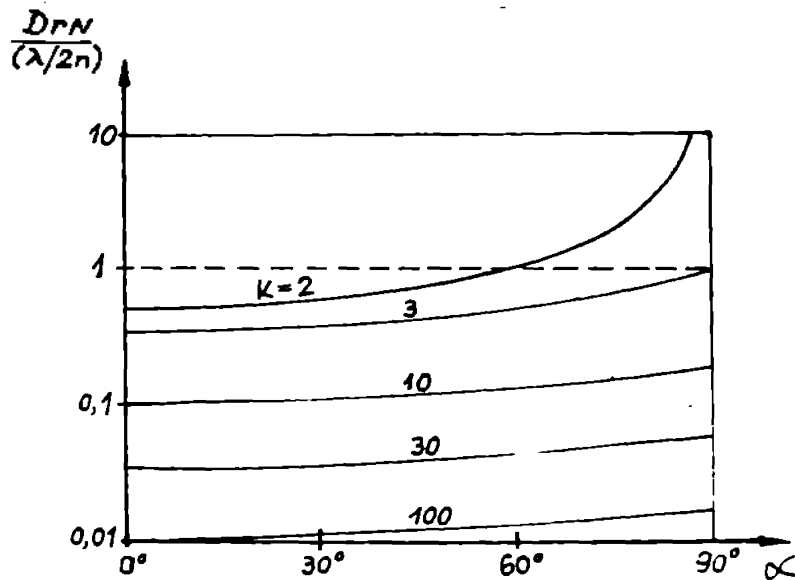


Fig.3.2. Rezoluția interferometrului cu reflexii multiple în funcție de unghiul de incidență inițial  $\alpha$ .

b. Traseu simplu al fascicului

Acă după  $N$  reflexii pe oglinda  $M_2$  fascicului se extrage din oglinde  $M_1$  și nu mai revine pe același traseu, se obțin reflexii multiple cu oglinzi înclinate, cu traseu simplu al fascicului, prezentate în fig.3.3.

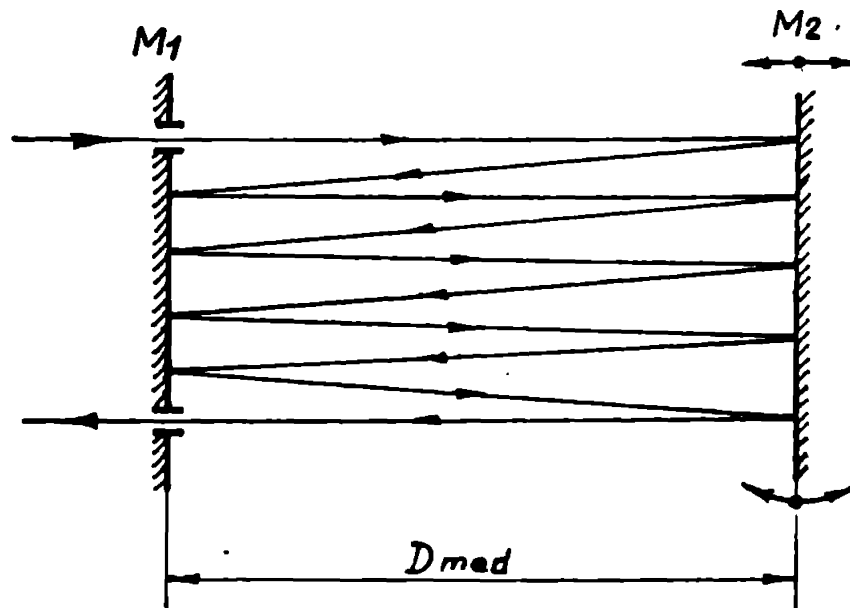


Fig.3.3. Reflexiile multiple cu oglinzi înclinate, cu traseu simplu al fascicului ( $N = 5$ )

și în acest caz este valabilă relația (3.1). Numărul de reflexii  $N$  pe oglinda mobilă  $M_2$  poate fi determinat experimental poziționând inițial suprafața  $M_2$  perpendiculară pe fascicului laserului și măsurând aproximativ  $D_1$ . Apoi se înclină  $M_2$  și se mă-

scară  $D_2$ . Numărul de reflexii este

$$N = \text{Int}(D_2/D_1) \quad (3.8)$$

Iar valoarea exactă a distanței măsurate este

$$D_{\text{med}} = \frac{D_2}{N} \quad (3.9)$$

Pentru un fascicul laser îngust pot fi realizate înclinări mici ale oglinzii  $K_2$  (oglinzi aproape paralele) și  $D_{\text{med}}$  reprezintă distanța măsurată cu o eroare neglijabilă.

### 3.2. Metoda reflexiilor multiple cu reflectoare colț-de-cuș

#### A. Traseu simplu al fasciculului

a) În fig. 3.4 se prezintă metoda reflexiilor multiple cu reflectoare colț-de-cuș cu traseu simplu al fasciculului, pentru  $N = 4$ .

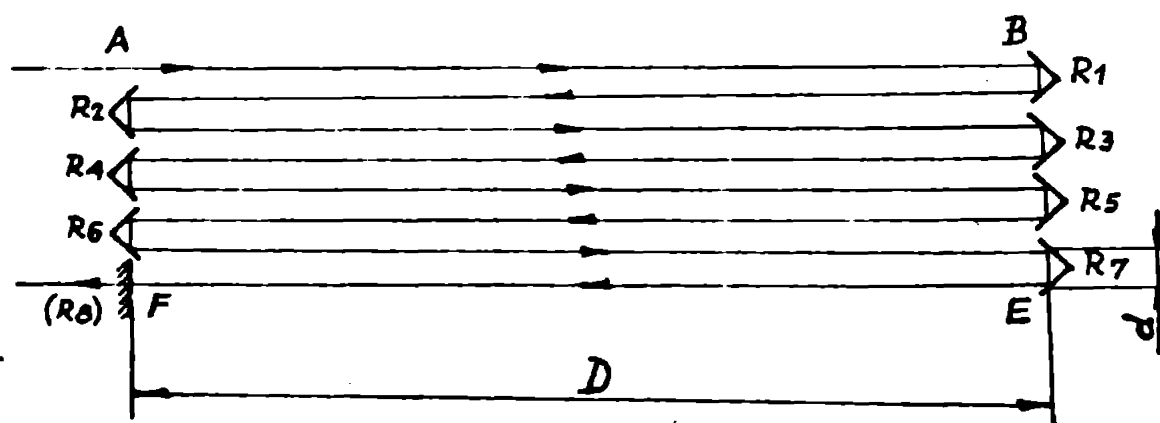


Fig. 3.4. Metoda reflexiilor multiple cu reflectoare colț-de-cuș cu traseul simplu al fasciculului, pentru  $N = 4$ .

Rezoluția de măsurare este dată de relația (3.1), unde  $N$  este coeficientul de multiplicare a drumului optic.

Notăm reflectoarele cu

$$R_k, \quad k = 1, 2, \dots, \Delta \quad (3.10)$$

atunci pentru configurația prezentată în fig. 3.4 avem  $\Delta = 7$  și rezultă

$$N = \frac{\Delta + 1}{2} = 4 \quad (3.11)$$

deoarece traseul este parcurs o singură dată.

Înch erorile determinate de dimensiunile reflectoarelor nu pot fi neglijate, distanța măsurată se determină cu relația

$$D_{\text{med}} = \frac{D - K_{\text{ed}} \cdot n'}{N} \quad (3.12)$$

unde  $D$  este distanța indicată de telemetru, iar  $n'$  este indicele de refracție al sticlei reflectorului.

### 3. Dublarea traseului fasciculului

Acă în fig.3.4 în celes fasciculului reflectat SP se introduce oglinda plană  $R_g$ , rezultă metoda reflexiilor multiple cu reflectoare colț-de-cuș, cu dublarea traseului fasciculului, pentru care

$$N' = N'' = 8 \quad (3.13)$$

În acest caz relația (3.12) devine

$$D'_{med} = \frac{D' - 2 \cdot (N' - 1) \cdot d \cdot n'}{N'} \quad (3.14)$$

Dezavantajele principale ale metodei sînt : necesitatea unor reflectoare suplimentare, apariția de erori datorită introducerii reflectoarelor suplimentare pe drumul optic și stenuarea fasciculului emis de laser după multe reflexii.

Avantajul constă în creșterea preciziei de măsurare datorită micșorării rezoluției telemetrului cu laser.



## CAPITOLUL 4

### REDUCEREA INFLUENȚEI MEDIULUI ATMOSFERIC ASUPRA DISTANȚEI MĂSURATE

La propagarea prin mediul atmosferic, radiația electromagnetică este influențată de variația indicelui de refracție în funcție de presiune, temperatură și umiditate, de neomogenitatea indicelui de refracție și de atenuarea radiației transmise. Pentru a micșora erorile de măsurare a distanței la teste tipurile de teodolite cu laser, se impune aplicarea metodelor de reducere a influenței acestor fenomene.

#### 4.1. Reducerea influenței atenuării atmosferice

Atenuarea atmosferică determină reducerea intensității radiației electromagnetice în timpul propagării [45], [102], conform relației

$$I = I_0 \cdot T = I_0 \cdot T_a \cdot T_d = I_0 \cdot e^{-(k_a + k_d)D} \quad (4.1)$$

unde

- $k_a$  - este constanta de absorbție
- $k_d$  - este constanta de difuzie (împrăștiere)
- $T = e^{-(k_a + k_d)D}$  - este transmitanța totală
- $T_a = e^{-k_a \cdot D}$  - este transmitanța de absorbție
- $T_d = e^{-k_d \cdot D}$  - este transmitanța de difuzie.

Absorbția atmosferică este caracterizată de coeficientul  $k_a$  a cărui valoare depinde de compoziția atmosferei ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ , vapori de apă). Spectrul de absorbție constă din liniile de absorbție ale elementelor componente. Atmosfera standard este considerată ca avînd următoarea compoziție :

$$78,09\% N_2 ; 20,95\% O_2 ; 0,93\% Ar ; 0,03\% CO_2.$$

Transmitanța de absorbție a atmosferei depinde de presiune, temperatură și altitudine.

Difuzia sau împrăștierea atmosferică este determinată de particulele fine existente în atmosferă. Coeficientul de difuzie este format din doi termeni :

$$k_d = k_{dR} + k_{dM} \quad (4.2)$$

unde

- $k_{dR}$  - este coeficientul de difuzie Rayleigh

$k_{dM}$  - este coeficientul de difuzie Mie.

Difuzia Rayleigh se datorează particulelor de dimensiuni moleculare și predomină la lungimi de undă mici (albastru). Coeficientul de difuzie Rayleigh este dat de relație

$$k_{dR} = 0,827 N \cdot A_p^3 \cdot \lambda^{-4} \quad (4.3)$$

unde

$N$  - este numărul de particule în unitatea de volum

$A_p$  - este aria secțiunii particulei

$\lambda$  - este lungimea de undă.

Difuzia Mie se datorează particulelor cu dimensiunile comparabile cu lungimea de undă a radiației care se propagă prin atmosferă (ceață, fum etc.). Coeficientul  $k_{dM}$  este dat de relație

$$k_{dM} = \frac{1,91}{\lambda^2} \cdot \left(\frac{\lambda}{0,55}\right)^{0,535} \cdot \mu_v^{1/2} \quad (4.4)$$

unde  $\mu_v$  este limita de vizibilitate.

În fig.4.1 se prezintă transmitanța spectrală a atmosferei subînțului [95], [96].

În scopul reducerii atenuării fasciculului transmis, lungimea de undă a sursei laser care intră în componența telemetrelor se alege astfel încât să fie situată într-o așa-zisă fereastră atmosferică, în care transmitanța este maximă (atenuarea este minimă)

#### 4.2. Reducerea influenței turbulenței atmosferice

Turbulența atmosferică determină neomogenități ale indicelui de refracție. datorită acestora, la propagarea fasciculului electromagnetic prin atmosferă apar fenomene nedorite ca: schimbarea direcției fasciculului afectând alinierea sistemului optic, degradarea coerenței spațiale și temporale a frontului de undă și fluctuații ale polarizării [136]. Turbulența atmosferei depinde de altitudine, starea meteorologică, ora din zi etc.

Metodele de reducere a erorilor de măsurare a distanței datorate turbulenței atmosferice constau în primul rând în alegerea traseului de măsurare astfel încât să ocolească pe cât posibil terenurile cu denivelări și zonele verzi. Tot în acest scop se poate crește unghiul de divergență a fasciculului emis și se mărește suprafața utilă a emițătorului, reflectorului și receptorului, ceea ce determină însă o scădere a puterii recepționate și a raportului semnal/zgomot.

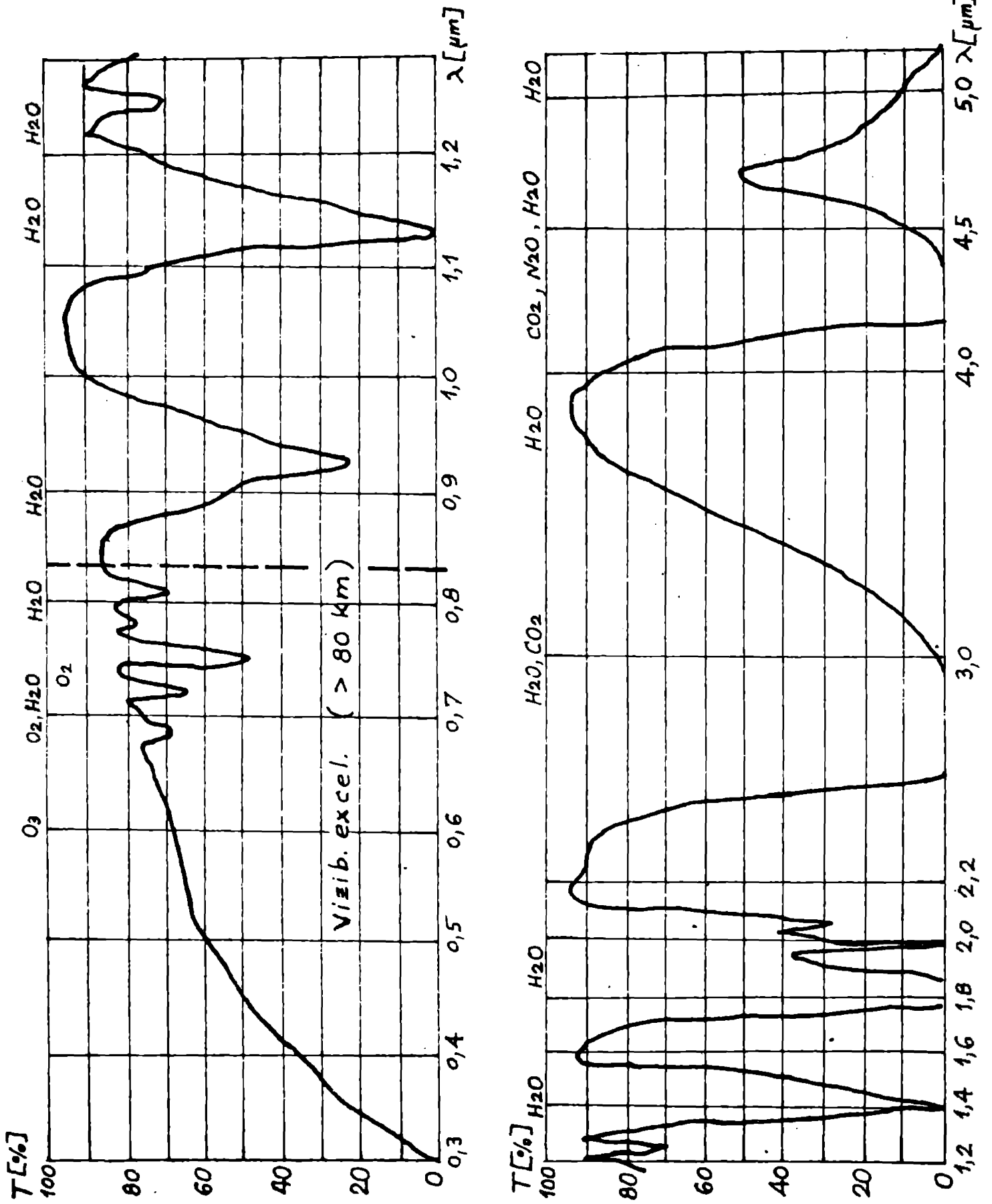


Fig. 4.1. Transmittance spectrum of the atmosphere - Antarctica.

#### 4.3. Corectarea distanței măsurate în funcție de temperatură, presiune și umiditate a atmosferei

Una din principalele erori sistematice de determinare a distanței măsurate la toate telemetrele cu laser este dată de variația indicelui de refracție al atmosferei cu presiunea, temperatura și umiditatea [62], [73], [75], [96], [99]. Se calculează indicele de refracție  $n$  (respectiv  $n_g$ ) al atmosferei în funcție de presiunea, temperatura și umiditatea măsurate, iar distanța corectată  $D_c$  se calculează din distanța măsurată  $D$  cu relație

$$D_c = D/n \quad (4.5)$$

Deoarece atmosfera are proprietăți dispersive, indicele de refracție standard  $n_g$  depinde de lungimea de undă (frecvența) radiației transmise și de parametrii atmosferei.

Atmosfera standard curată (fără vapori de apă) are parametri  $T = 15^\circ\text{C}$ ;  $p = 101325 \text{ Pa}$  (760 mm Hg); compoziția molară: 78,09%  $\text{N}_2$ ; 20,95%  $\text{O}_2$ ; 0,93% Ar; 0,03%  $\text{CO}_2$ .

Relația de calcul a indicelui de refracție pentru atmosfera standard curată [45], [99] este:

$$(n_g - 1) \times 10^6 = 8542,13 + \frac{2 \cdot 406 \cdot 0,30}{130 - \sigma^2} + \frac{15097}{38,9 - \sigma^2} \quad (4.6)$$

unde  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$  este numărul de undă în vid [ $\mu\text{m}^{-1}$ ].

Deoarece practic radiațiile transmise de la telemetrele cu laser nu sînt perfect monocromatice, propagarea acestora în atmosferă se face cu viteza de grup

$$u = c_n - \lambda \frac{d c_n}{d \lambda} = c_n - \sigma \frac{d c_n}{d \sigma} \quad (4.7)$$

Pentru simplificarea calculului ulterioare se definește indicele de refracție de grup cu relația

$$n_g = \frac{u}{c} \quad (4.8)$$

Deoarece aerul are proprietăți slab dispersive, se obține relația pentru indicele de refracție de grup pentru atmosfera standard curată:

$$(n_{g2} - 1) \times 10^6 = 8542,13 + \frac{2 \cdot 406 \cdot 0,30}{(130 - \sigma^2)^2} (130 + \sigma^2) + \frac{15097}{(38,9 - \sigma^2)^2} (38,9 + \sigma^2) \quad (4.9)$$

Deși se măsoară parametrii atmosferei reale : presiunea  $P(\text{torr})$ , temperatura  $T(^{\circ}\text{K})$  și umiditatea relativă  $J(\%)$ , presiunea  $p(\text{torr})$  se calculează cu relația

$$p = \frac{P}{133,3223684} \quad (4.10)$$

Presiunea vaporilor de apă [135],  $p(\text{torr})$  se calculează cu relația

$$p = J \cdot 10^{24,13-0,0455-3051,67703/T-5,0671014 \cdot \lg T} \quad (4.11)$$

iar temperatura  $t(^{\circ}\text{C})$  se calculează cu relația

$$t = T - 273,2 \quad (4.12)$$

Indicele de refracție  $n$  al atmosferei se poate calcula cu relația

$$\begin{aligned} (n - 1) \times 10^8 &= (n_g - 1) \times 10^8 \times \\ &\times \left( \frac{P}{720,775} \cdot \frac{1 + p(0,617 - 0,0133t) \times 10^{-6}}{1 + 0,003661 \cdot t} \right) - (4.13) \\ &= f(5,722 - 0,0457 \cdot t^2) \end{aligned}$$

unde numărul de undă  $\sigma$  este dat în  $\mu\text{m}^{-1}$ , relația fiind adevărată și pentru  $n_g$  și  $n_{gs}$ .

Pentru laserul cu He-Ne, lungimea de undă în vid este

$\lambda = 632,9914 \text{ nm}$  pentru care se obține

$$\begin{aligned} (n_g - 1) \times 10^8 &= 27\,651,75425 \\ (n_{gs} - 1) \times 10^8 &= 28\,450,73674 \end{aligned}$$

și

$$\begin{aligned} (n - 1) \times 10^8 &= (n_g - 1) \times 10^8 \times \\ &\times \left( \frac{P}{720,775} \cdot \frac{1 + p(0,617 - 0,0133t) \times 10^{-6}}{1 + 0,003661 \cdot t} \right) - (4.14) \\ &= 5,607\,4336 \cdot P \end{aligned}$$

adevărată și pentru  $n_g$  și  $n_{gs}$ .

Pentru  $P = 101\,325 \text{ Pa}$ ,  $T = 293,2^{\circ}\text{K}$  și  $J = 60\%$  se obține

$$n = 1,00027\,119\,041\,81$$

și

$$n_g = 1,000\,27\,904\,526\,98$$

Pe telemetrele interferometrice cu laser, corecțiile se introduc calculând cu relația (4.14) indicele de refracție și apoi lungimea de undă  $\lambda_n$  în condițiile P, T, J date.

Pe telemetrele cu laser cu fascicul modulat, după ce se

calculând  $n_g$  se poate determina valoarea corectată a frecvenței modulatorii în așa fel încît lungimea de undă a semnalului să rămînă constantă

$$f = \frac{c}{n_g \cdot \lambda'} \quad (4.15)$$

unde  $c = 2,99792458 \cdot 10^8$  m/s este viteza luminii în vid.

În telemetrele cu laser în impuls, în funcție de indicele de refracție de grup  $n_g$  calculat pentru condițiile reale, se poate determina viteza reală a luminii, care intervine în calculul distanței :

$$c_n = \frac{c}{n_g} \quad (4.16)$$

La toate tipurile de telemetre cu laser, corecțiile se pot aplica după efectuarea măsurării, conform relației (4.5).

În anexa I se prezintă un program pentru calculator numeric, de calcul a distanței corectate în funcție de parametrii atmosferei și se reținează indicii de refracție de fază și de grup ai atmosferei standard curate în funcție de lungimea de undă în vid a radiației laserului utilizat.

## CAPITOLUL 5

### INFLUENȚA PARAMETRILOR LASERULUI ASUPRA ERORILOR DE MĂSURARE A DISTANȚEI LA TELEMETRIA INTERFEROMETRICĂ

#### 5.1. Sistem de măsurare a spectrului optic al radiației laserului cu Heliu-Neon

Cunoașterea caracteristicii spectrale a laserului prezintă un interes deosebit pentru utilizarea acestuia în interferometrie și constituie o etapă importantă în cadrul măsurării parametrilor radiației emise de un laser. Numai în acest mod poate fi măsurată lățimea caracteristicii de amplificare a mediului activ și pot fi determinate numărul și amplitudinea componentelor spectrale de la ieșirea laserului.

Sistemul proiectat și realizat de autor pentru măsurarea spectrului optic al radiației laserului cu Heliu-Neon utilizează un interferometru Fabry-Pérot acordabil [19], [111], [112], [113]. Proiectarea interferometrului (etalonului) Fabry-Pérot trebuie să fie făcută astfel încât să permită explorarea caracteristicii spectrale a laserului cu He-Ne de studiat.

În continuare se prezintă metoda de proiectare a interferometrului Fabry-Pérot analizor, propusă de autor.

Spectrul radiației laserului cu He-Ne depinde de caracteristicile de amplificare a mediului activ He-Ne și de parametrii cavității rezonante optice în care este plasat tuoul laser. În fig. 5.1 se prezintă spectrul radiației electromagnetice emise de un laser cu He-Ne multifrecvență, modul  $2m\lambda_{00}$ .

Caracteristicile de amplificare a mediului activ He-Ne are lățimea  $\Delta f_0 \cong 1,5 \cdot 10^9$  Hz [19], iar frecvența centrală  $f_0$  corespunde la lungimea de undă  $\lambda_0 \cong 632,8$  nm. Distanța între nodurile de oscilație ale laserului  $\Delta f_L$  este determinată de lungimea cavității rezonante cu relația

$$\Delta f_L = \frac{c}{2n_L \cdot d_L} \quad (5.1)$$

unde

$n_L$  - este indicele de refracție mediu al amestecului He-Ne

$d_L$  - este lungimea cavității rezonante a laserului.

Pentru laserul care se studiază avem lungimea cavității rezonante  $d_L \cong 0,35$  m și  $n_L \cong 1$  deoarece amestecul gazos He+Ne se

scădere la presiune scăzută. Rezultă că  $\Delta f_T \approx 428 \text{ MHz}$ .

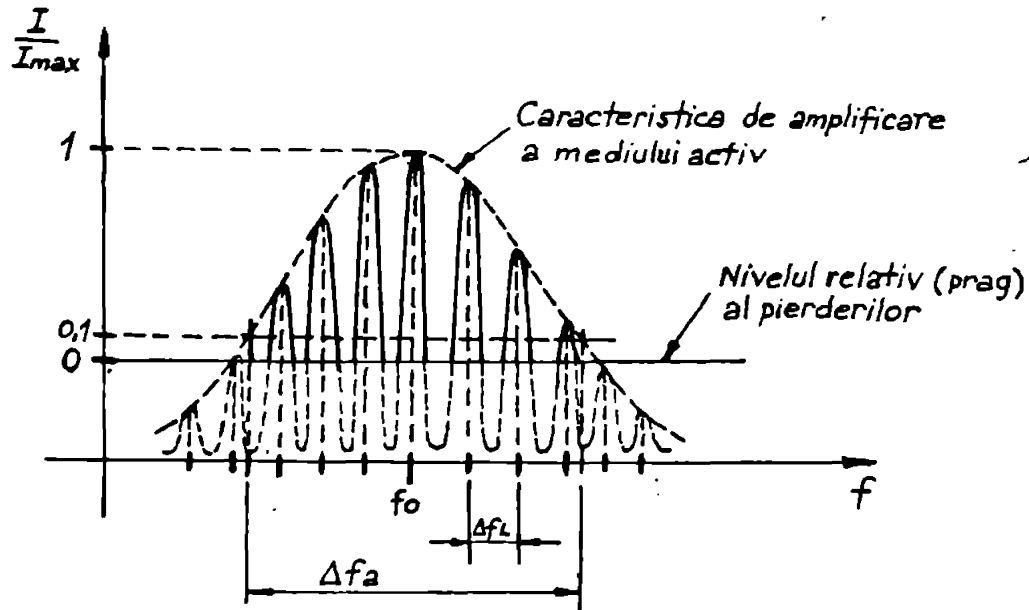


Fig.5.1. spectrul radiației electromagnetice emise de un laser cu He-Ne multifrecvență, modul TEM<sub>00</sub>.

spectrul frecvențelor de rezonanță ale unui interferometru Feory-Şrot [19],[107] se prezintă în fig.5.2, pentru reflectanțe ale oglinzilor plan-paralele.

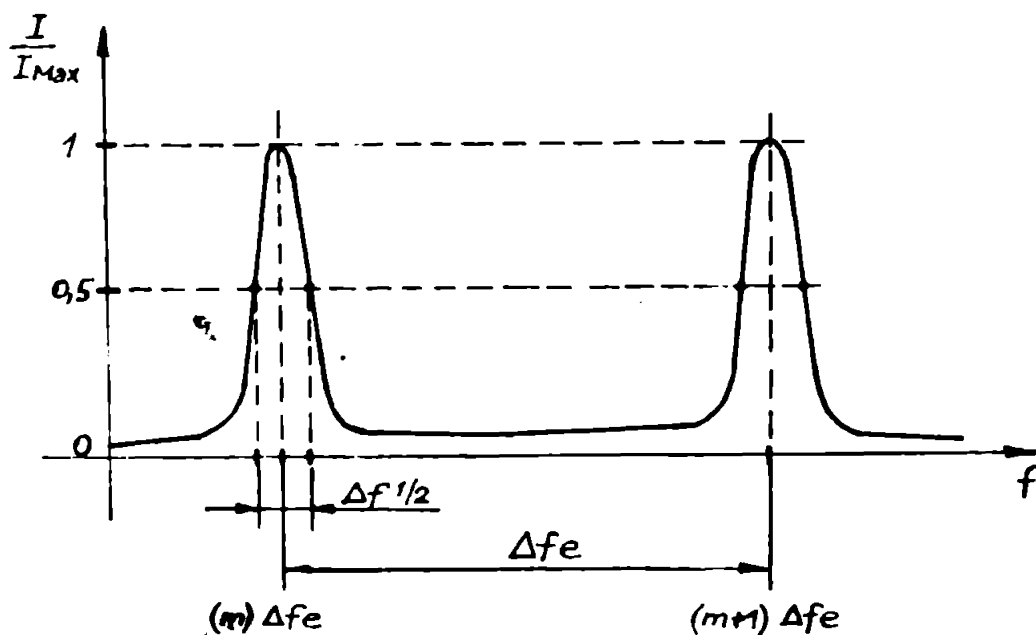


Fig.5.2. spectrul frecvențelor de rezonanță ale unui interferometru Feory-Şrot.

Interferometrul analizor de spectru trebuie dimensionat ast-



fel încât distanța între frecvențele de rezonanță  $\Delta f_0$  să depășească lățimea caracteristică de amplificare a mediului activ  $\Delta f_0$

$$\Delta f_0 \geq \Delta f_0 \quad (5.2)$$

și lățimea benzii de trecere  $\Delta f_{1/2}$  să fie mult mai îngustă decât distanța dintre modurile de oscilație ale laserului  $\Delta f_L$

$$\Delta f_{1/2} \leq 0,1 \cdot \Delta f_L \quad (5.3)$$

Din condiția ca domeniul spectral liber al interferometrului să depășească regiunea spectrală de studiat (5.2) se obține

$$\Delta f_0 = \frac{c}{2n \cdot d \cos \theta} \geq \Delta f_0 \quad (5.4)$$

unde :

$c = 2,99792458 \cdot 10^8$  m/s - viteza luminii în vid

$n = 1$  - indicele de refracție al aerului dintre oglinzile interferometrului

$\theta = 0^\circ$  - unghiul dintre fasciculul incident și normala la suprafața reflectantă a oglinzilor interferometrului

$d$  - distanța dintre oglinzile plane ale interferometrului.  
In aceste condiții se obține

$$d \leq \frac{c}{2 \cdot \Delta f_0} \quad (5.5)$$

și pentru  $\Delta f_0 = 1,5 \cdot 10^9$  Hz rezultă  $d \leq 0,1$  m. Se alege lungimea medie a interferometrului  $d = 0,1$  m.

Din condiția ca rezoluția interferometrului să fie mult mai mică decât  $\Delta f_L$  (5.3) se obține

$$\Delta f_{1/2} = \frac{c}{2n \cdot d \cos \theta \cdot F} \leq 0,1 \cdot \Delta f_L \quad (5.6)$$

unde

$$F = (\Delta f_0 / \Delta f_{1/2}) = \pi \sqrt{R} / (1-R) \quad (5.7)$$

este finetea interferometrului Fabry-Pérot [19].

Pentru a vizualiza independent modurile longitudinale din spectrul radiației emise de laser rezultă  $F \geq 100$  și se obține  $n \geq 0,969$ . Pentru reflectanțe oglinzilor utilizate experimental  $R \approx 0,7$  se obține  $F \approx 8,8$  și la această rezoluție a interferometrului nu pot fi vizualizate independent modurile longitudinale ale laserului. Se obține astfel caracteristica de amplificare a mediului activ având maxime în dreptul modurilor longitudinale de oscilație ale laserului.

Mai trebuie obținută variația de frecvență necesară pentru interferometrul Fabry-Pérot și care să îndeplinească condiția

$$\Delta f_{\min} = \Delta f_0 \quad (5.8)$$

Valoarea  $\Delta f$  poate fi obținută prin variația distanței dintre oglinzile interferometrului

$$\delta d_{\min} = - \frac{\Delta f_0}{\Delta f_e} \cdot \frac{\lambda}{2n} \quad (5.9)$$

sau prin variația presiunii aerului din interiorul interferometrului, care determină variația indicelui de refracție

$$\delta n_{\min} = - \frac{\Delta f_0}{\Delta f_e} \cdot \frac{\lambda}{2d} \quad (5.10)$$

Pentru laserul cu He-Ne la care  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  se obțin  $\delta d_{\min} = 0,3164 \text{ }\mu\text{m}$  și  $\delta n_{\min} = 3,164 \cdot 10^{-6}$ . Interferometrul Feory-Pérot realizat experimental are una din oglinzi montată pe un traductor piezoceramic astfel încât să se obțină variația  $\delta d_{\min}$  necesară pentru  $\Delta f_{\min}$ . Deplasarea oglinzii a fost verificată prin măsurare într-un interferometru Michelson. Deplasarea de  $0,3164 \text{ }\mu\text{m}$  la traductorul piezoceramic utilizat se obține pentru o tensiune sinusoidală cu valoarea vîrf-le-vîrf de  $152 \text{ V}$  aplicată traductorului piezoceramic la frecvența de  $500 \text{ Hz}$ .

Montajul realizat experimental pentru măsurarea spectrului optic al radiației laserului cu He-Ne se prezintă în fig.5.3.

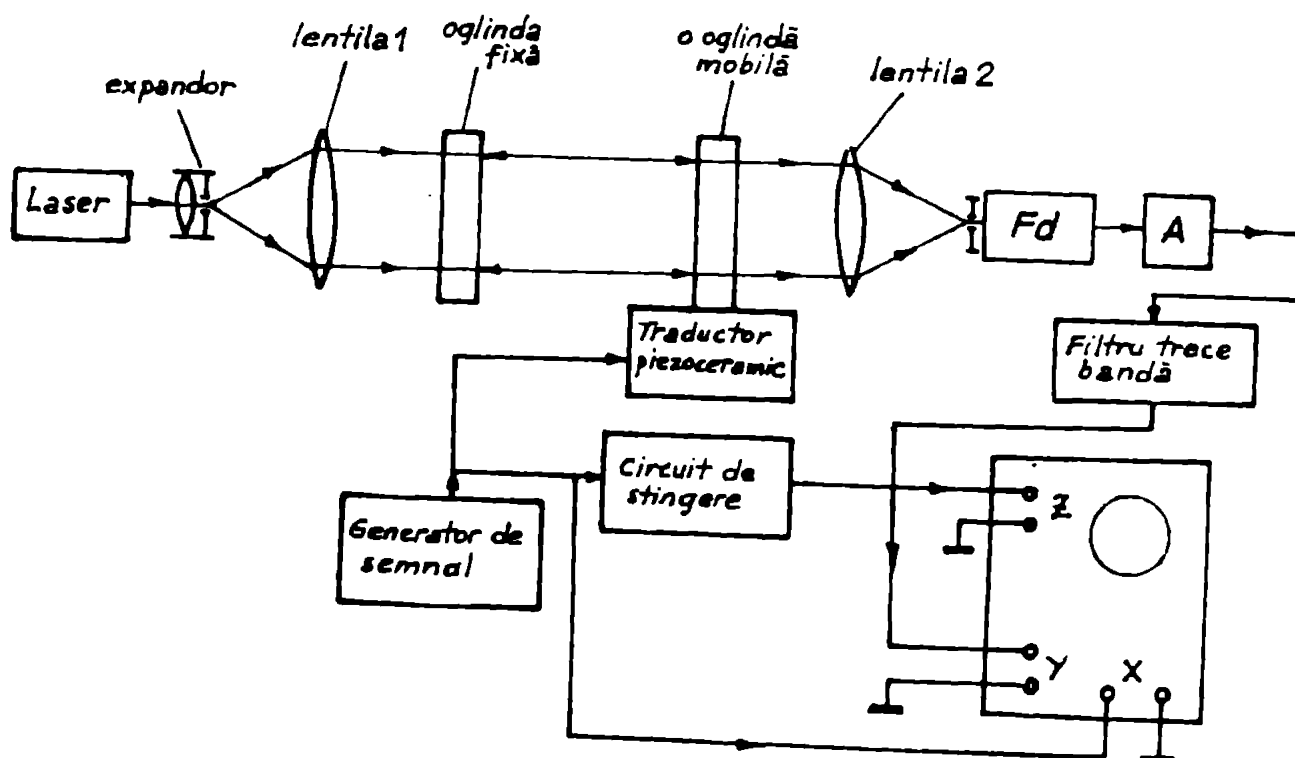


Fig.5.3. Montajul realizat experimental pentru măsurarea spectrului optic al radiației laserului cu He-Ne

Photodetectorul realizat cu fotomultiplicatorul de tip F&J-38

(U.R.E.S.) permite măsurarea amplitudinii optice de intensitate mică rezultat la ieșirea interferometrului Fabry-Pérot acordabil. Circuitul de stingere blochează spotul osciloscopului pe durata cursei inverse a oscilațiilor. Filtrul are banda frecvențelor de trecere de la 500 Hz la 5 KHz.

Experimentul a fost sărită distanța dintre oglinzile interferometrului Fabry-Pérot calculată inițial, de la 0,1 m la 0,152 m, astfel încât spectrul radiației laserului să ocupe întreg spațiul cursei oscilațiilor.

Oscilograma spectrului radiației emise de laserul cu He-Ne se prezintă în fig.5.4.

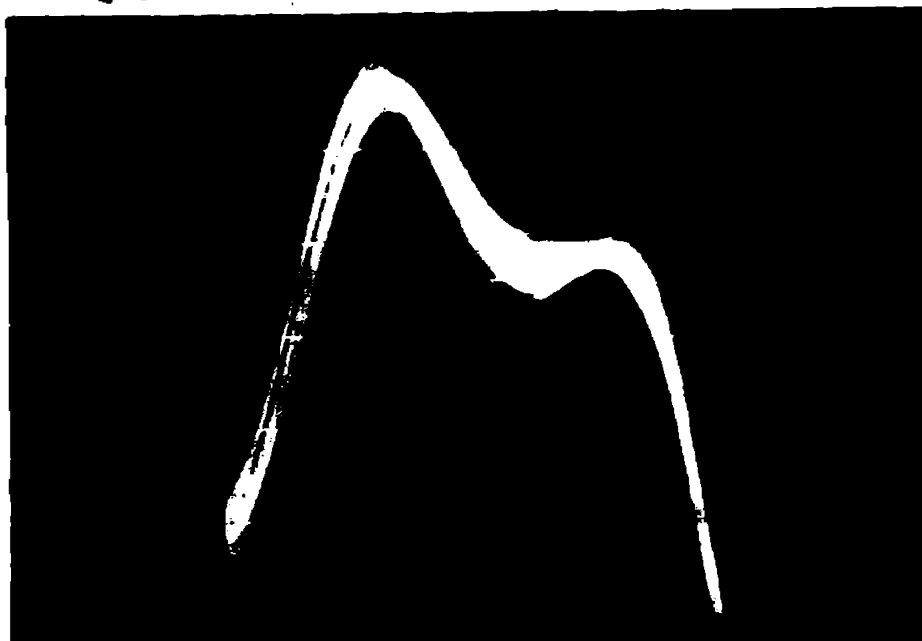


Fig.5.4. Oscilograma spectrului radiației emise de laserul cu He-Ne ( $K_y = 1V/div$ ;  $K_x \approx 206 MHz/div$ ).

Din relația (5.5) rezultă deviația de frecvență de vobulare egală cu lățimea spectrului radiației laserului

$$\Delta f = \Delta f_g = 1,156 \cdot 10^9 \text{ Hz} \quad (5.11)$$

Și deoarece deviația de pe ecran este de 5,5 diviziuni se obține  $K_x = 206 \text{ MHz/div}$ .

Erorile relative de determinare a lățimii caracteristicii de amplificare a mediului activ se poate determina cu relația

$$\epsilon_f = \epsilon_d + \epsilon_o \quad (5.12)$$

unde

$\epsilon_d$  - este eroarea relativă procentuală de determinare a lungimii  $d$

$\epsilon_o$  - este eroarea relativă procentuală determinată de citirea pe ecranul osciloscopului.

Pentru eroarea absolută a micrometrului  $\Delta d = 10 \mu\text{m}$  și eroarea absolută de determinare a distanței pe ecranul osciloscopului  $\Delta X = 0,1$  diviziuni, se obține eroarea relativă de determinare a lățimii spectrale a radiației emise de laserul măsurat  $\xi_f \approx 1,8\%$ .

Din fig.5.4 rezultă că distanța între cele două moduri longitudinale (frecvențe) de la ieșirea laserului este  $\Delta f \approx 447 \text{ MHz}$ .

## 5.2. Instabilitatea frecvenței radiației laserelor cu gaz

Este foarte important să avem o stabilitate cât mai bună a frecvenței radiației laserelor cu gaz utilizate la măsurări interferometrice. La laserele monofrecvență fără stabilizare activă obținute prin scurtarea lungimii  $d$  a rezonatorului, la fluctuația frecvenței de ieșire a laserului pot apărea două frecvențe în loc de una singură, ceea ce determină o schimbare importantă în vizibilitatea franjelor  $V(D)$ . La laserele multifrecvență, variația frecvenței determină schimbarea raportului amplitudinilor  $F_k$  ale componentelor spectrale și a numărului acestor componente, ceea ce determină modificarea substanțială a vizibilității franjelor  $V(D)$  și duce la erori mari privind numărarea și interpolarea franjelor de interferență.

Autorul a efectuat o analiză a factorilor care determină variația frecvenței laserelor cu gaz, în scopul determinării condițiilor optime de funcționare pentru care eroarea relativă a frecvenței laserului are valori minime, rezultând erori minime la măsurarea interferometrică a distanței.

Instabilitatea frecvenței radiației laserelor cu gaz se datorează în principal instabilității lungimii efective a rezonatorului și instabilității parametrilor mediului amplificator [21], [105], [106]. Pentru laserele monofrecvență rezultă relația

$$\frac{\Delta f}{f} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2} \quad (5.13)$$

unde

- $f$  - este frecvența radiației emise de laser
- $L$  - este lungimea rezonatorului laserului
- $n$  - este indicele de refracție al mediului amplificator.

Modificarea lungimii rezonatorului este determinată de modificarea temperaturii aerei la capetele cărora sînt montate oglinzile rezonatorului cu relația

$$\frac{\Delta f}{f} = \alpha \cdot \Delta T \quad (5.14)$$

unde

$\alpha$  - este coeficientul de dilatație liniară a materialului barei

$\Delta T$  - variația temperaturii.

Orier decât se utilizează materiale cu coeficient de dilatație liniară scăzut, de exemplu invar cu  $\alpha \approx 10^{-6}/^{\circ}\text{K}$ , variația cu temperatură a frecvenței radiației emise de laser nu poate fi nicșorată sub valoarea

$$\frac{\Delta f}{\Delta T} = f \cdot \alpha \approx 500 \text{ THz} \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{K} = 500 \text{ MHz}/^{\circ}\text{K} \quad (5.15)$$

Atunci, pentru a conține o instabilitate absolută a frecvenței  $\Delta f = 5 \text{ MHz}$ , care se corespunde unei instabilități relative a frecvenței  $\Delta f/f = 10^{-8}$ , este necesar să se asigure stabilizarea temperaturii barei rezonatorului cu precizia de  $\pm 0,01^{\circ}\text{K}$ .

Pentru laserele cu oglinzi exterioare, un factor important îl constituie stabilitatea parametrilor stației, ca de exemplu stabilitatea temperaturii, presiunii și umidității aerului din rezonatorul laserului. Se poate arăta că variația frecvenței radiației generate de laserele cu gaz datorită variației indicelui de refracție al aerului în funcție de parametrii enumerați are valorile

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta f}{f}\right)_T &= \frac{d}{d} \cdot \Delta_T \cdot \Delta T \\ \left(\frac{\Delta f}{f}\right)_P &= \frac{d}{d} \cdot \Delta_P \cdot \Delta P \\ \left(\frac{\Delta f}{f}\right)_U &= \frac{d}{d} \cdot \Delta_U \cdot \Delta U \end{aligned} \quad (5.16)$$

unde :

$d$  - este lungimea medie a rezonatorului laserului

$d_g$  - este lungimea medie a drumului geometric în aer pentru fasciculul din rezonatorul laserului

$\Delta_T$  - este coeficientul de variație cu temperatură a indicelui de refracție al aerului

$\Delta_P$  - este coeficientul de variație cu presiunea a indicelui de refracție al aerului

$\Delta_U$  - este coeficientul de variație cu umiditatea a indicelui de refracție al aerului.

Coeficienții  $\Delta_P$ ,  $\Delta_P$  și  $\Delta_U$  au fost determinați în condiții normale : temperatura aerului  $T = 293,2^{\circ}\text{K}$ , presiunea  $p = 101,325$

$\lambda_0$  (760 nm) și umiditatea  $J = 60\%$ .

Din relația (4.14) rezultă valoarea indicelui de refracție al atmosferei

$$(n-1) \times 10^8 = 27122,63038$$

$$\left. \begin{aligned} P &= 101325 \text{ Pa} \\ T &= 293,2^\circ \text{K} \\ J &= 60\% \end{aligned} \right\}$$

se calculează

$$(n_p-1) \times 10^8 = 27159,45689$$

$$\left. \begin{aligned} P' &= 101458,3224 \text{ Pa} \\ T &= 293,2^\circ \text{K} \\ J &= 60\% \end{aligned} \right\}$$

$$(n_T-1) \times 10^8 = 27030,0089$$

$$\left. \begin{aligned} P &= 101325 \text{ Pa} \\ T' &= 294,2^\circ \text{K} \\ J &= 60\% \end{aligned} \right\}$$

$$(n_J-1) \times 10^8 = 27117,07243$$

$$\left. \begin{aligned} P &= 101325 \text{ Pa} \\ T &= 293,2^\circ \text{K} \\ J' &= 05,65\% \end{aligned} \right\}$$

și rezultă

$$\Delta_T = -9,267 \ 1478 \cdot 10^{-7} / ^\circ \text{K}$$

$$\Delta_P = 2,683459379 \cdot 10^{-9} / \text{Pa} \quad (5.17)$$

$$\Delta_J = -9,96824 \cdot 10^{-9} / \%$$

Pentru lungimea medie a drumului geometric în aer al fasciculului din rezonatorul laserului

$$d_0 = 0,1 \text{ m} \quad (5.18)$$

se obțin valorile

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_T = (-9,27 \cdot 10^{-8} / ^\circ \text{K}) \cdot \Delta T (^{\circ} \text{K})$$

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_P = (2,68 \cdot 10^{-10} / \text{Pa}) \cdot \Delta P (\text{Pa}) \quad (5.19)$$

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_J = (-9,96 \cdot 10^{-10} / \%) \cdot \Delta J (\%)$$

Rezultă că pentru reducerea variației frecvenței radiației cu variația parametrilor atmosferei din rezonatorul laserului trebuie redus drumul geometric în aer  $d_0$  al fasciculului laser.

Procesele enumerate cu o desfășurare lentă.

Curenții de aer pot conduce la schimbări rapide ale frecvenței laserului cu oțiva mm în fracțiuni de secundă. Din acest

motiv treceri prin ser al fascicului la laserule cu oglinzi exterioare se inchide ermetic.

Vibrațiile mecanice influențează puternic stabilitatea frecvenței laserelor. La construcția laserului este necesar a se ști că sistemul rezonant (cavitatea Fabry-Pérot) este foarte sensibil. Pentru a asigura o stabilitate de  $(\Delta f/f) \approx 10^{-8}$  fără sisteme active de acord al frecvenței, este necesar ca lungimea rezonatorului  $d = 1$  m să fie menținută în domeniul  $\Delta d = \pm 10$  nm. În aceste condiții rezonanta a laserului trebuie izolată de vibrațiile exterioare. Luând toate aceste măsuri se poate obține o stabilitate a frecvenței de  $10^{-13}$ . Limita superioară a stabilizării pasive a rezonatorului, datorită mișcării browniene în pereții rezonatorului [21] poate fi calculată cu relație

$$-\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta d}{d} = \sqrt{\frac{2kT}{\lambda \cdot V}} \quad (5.20)$$

unde :

$k$  - este constanta lui Boltzman

$T$  - este temperatura ( $^{\circ}K$ )

$\lambda$  - modulul lui Young

$V$  - este volumul aerei.

Pentru rezonatoare mai bune trebuie utilizate materiale cu modulul lui Young mare și densitate mică, la care poate fi obținută  $\Delta f/f \approx 10^{-14}$ .

Modificarea poziției elementelor optice în rezonator influențează de asemenea stabilitatea frecvenței laserelor nestabilizate. În primul rând poziția spe-cunitelor ferestre dremate trebuie să fie cât mai rigidă. De exemplu, la un rezonator cu lungimea de 1 m, pentru grosimea ferestrei de 2 mm, înclinată la un unghi  $\alpha = 57^{\circ}$  față de axul optic, la o modificare a unghiului de înclinare  $\Delta \alpha = 10^{-3}$  rad ( $= 3'26''$ ), frecvența laserului se modifică cu  $\Delta f/f = 3 \cdot 10^{-8}$ .

Câmpurile magnetice perturbatoare pot interacționa cu rezonatorul și cu tubul de descărcare al laserului. Efectele magnetostriuctive în inver, din care se execută de obicei pereții rezonatorului, determină modificarea lungimii acestora sub acțiunea câmpului magnetic. De asemenea câmpul magnetic aplicat mediului laser determină desplicarea liniilor spectrale prin efect Zeeman. De exemplu, câmpul magnetic terestru determină variația frecvenței laserului având lungimea de undă  $\lambda = 632,8$  nm cu  $\Delta f \approx 250$  kHz.

Pentru a se obține lasere monocromatice cu stabilitate cât

nei cază a frecvenței, se folosesc atât metode de atenuare pasive : scutirea și termostatarea cavității rezonante, izolarea de vibrații, ecranarea împotriva câmpurilor magnetice perturbatoare [21],[105],[106],[107],[108],[109], cât și active : reglarea lungimii cavității rezonante pentru menținerea intensității de ieșire pe edincitare Lemo și menținerea intensității de ieșire pe un maxim al unei linii de absorție saturată folosind o celulă exterioară sau interioară rezonatorului.

### 5.3. Domeniul de măsurare a distanței în interferometrul Michelson realizat cu laserul măsurat

Analiza clasică a interferometrului cu două fascicule de tip Michelson nu permite decât o apreciere aproximativă a influenței spectrului radiației laserului utilizat asupra semnalului de la ieșirea interferometrului. Pentru determinarea expresiei semnalului de ieșire în funcție de spectrul radiației laserului de la intrarea interferometrului Michelson se utilizează metode statistice [8],[10]. Faptul că în analiza statică intensitatea luminii observate se radiază pe un interval de timp tinzând către infinit conduce la funcție de autocorelație din teoria statistică.

Intrucât viteza de deplasare a oglinzii mobile a interferometrului Michelson este mult mai mică decât viteza luminii, analiza dinamică a interferometrului conduce la același rezultat ca și cea statică. Rezultă că analiza statică este valabilă pentru toate vitezele practice atinse în timpul măsurării distanței cu interferometrul Michelson.

În fig.5.5 se prezintă schema optică a interferometrului Michelson.

Dificultatea de aplicare a metodelor interferometrice chiar la distanțe mici constă în menținerea alinierii interferometrului. În scopul reducerii influenței rotației reflectorului de măsură în timpul deplasării se utilizează reflectoare catadioptrice sau prisme colț-de-cub [137] pentru care alinierea se păstrează la variații poziției unghiulare a reflectorului cu maxim  $\pm 4^\circ$ .

Caracteristica spectrală a laserului utilizat experimental a fost măsurată de autor cu sistemul prezentat în 5.1 și este de formă

$$I_1(f) = I \cdot \sum_{k=1}^{\infty} P_k \cdot \delta\left(f - \frac{q_k}{2d}\right), q_k = q_1 + k - 1, k = 1, 2, \dots \quad (5.21)$$

unde :

I - este intensitatea totală la ieșirea laserului



$F_k$  - reprezintă fracțiunile din  $I$  cuprinse în cele  $k$  moduri longitudinale de oscilație pentru care este depășit pragul pierderilor;  $k = 2$ ;  $F_1 = 0,62$  și  $F_2 = 0,38$

$q_1$  - corespunde celui mai mic dintre frecvențele de la ieșirea laserului

$$\sum_{k=1}^k F_k = 1, \quad k = 1, 2, \dots, \Delta$$

și

$$\Delta r_L = \frac{\lambda}{2d} \approx 440 \text{ \AA}$$

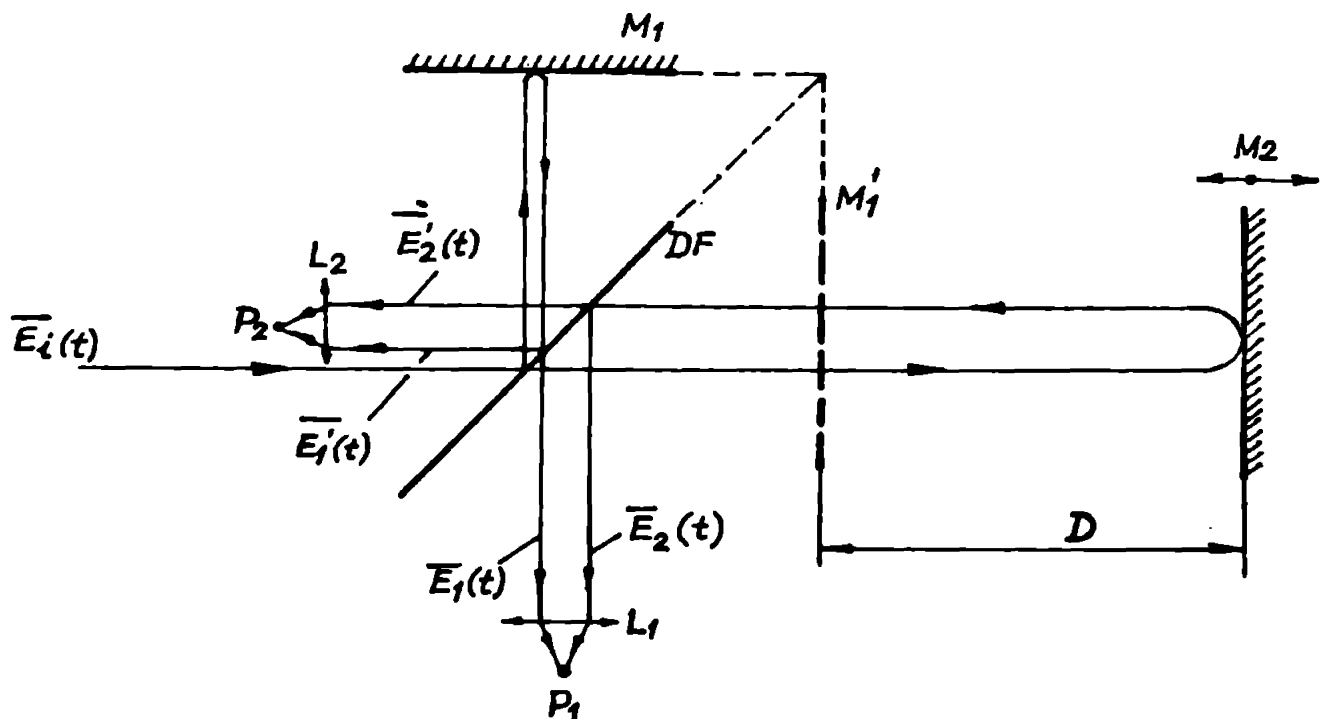


Fig.5.5. Schema optică a interferometrului Michelson. DF - divisor de fascicul;  $M_1$  - oglindă de referință fixă;  $M_2$  - oglindă mobilă;  $M_1'$  - imaginea oglinzii  $M_1$  în orașul de măsură al interferometrului;  $L_{1,2}$  - lentile convergente;  $P_{1,2}$  - puncte de vizualizare a franjelor de interferență;  $\vec{E}_1(t)$  - vectorul câmp electric al luminii liniar polarizate incidente;  $\vec{E}_1(t), \vec{E}_1'(t), \vec{E}_2(t), \vec{E}_2'(t)$  - vectorii câmp electric în interferometru;  $D$  - distanța măsurată

Pentru interferometrul Michelson din fig.5.5, vizibilitatea franjelor de interferență se calculează cu relația

$$V(\nu) = \left( \sum_{k=1}^{\Delta} V_{k,0} \cos \frac{2\pi(k-1)\nu D}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.22)$$

unde

$$V_1 = \sum_{k=1}^{\Delta} V_k^2$$

$$a_k = 2 \sum_{j=1}^{k-1} F_j \cdot F_{j+k-1} \quad , \quad k \neq 1$$

Rezultă vizibilitatea franjelor de interferență pentru laserul măsurat

$$V(D) = \sqrt{(0,5288 + 0,4712 \cos 2\pi \frac{D}{d})} \quad (5.25)$$

Pentru  $D = d/4$  se obține  $V(d/4) \approx 0,73$ , iar pentru  $D = d/2$  se obține valoarea minimă

$$V(d/2) = 0,24$$

În fig.5.6 se prezintă vizibilitatea franjelor de interferență pentru interferometrul Michelson realizat cu laserul măsurat.

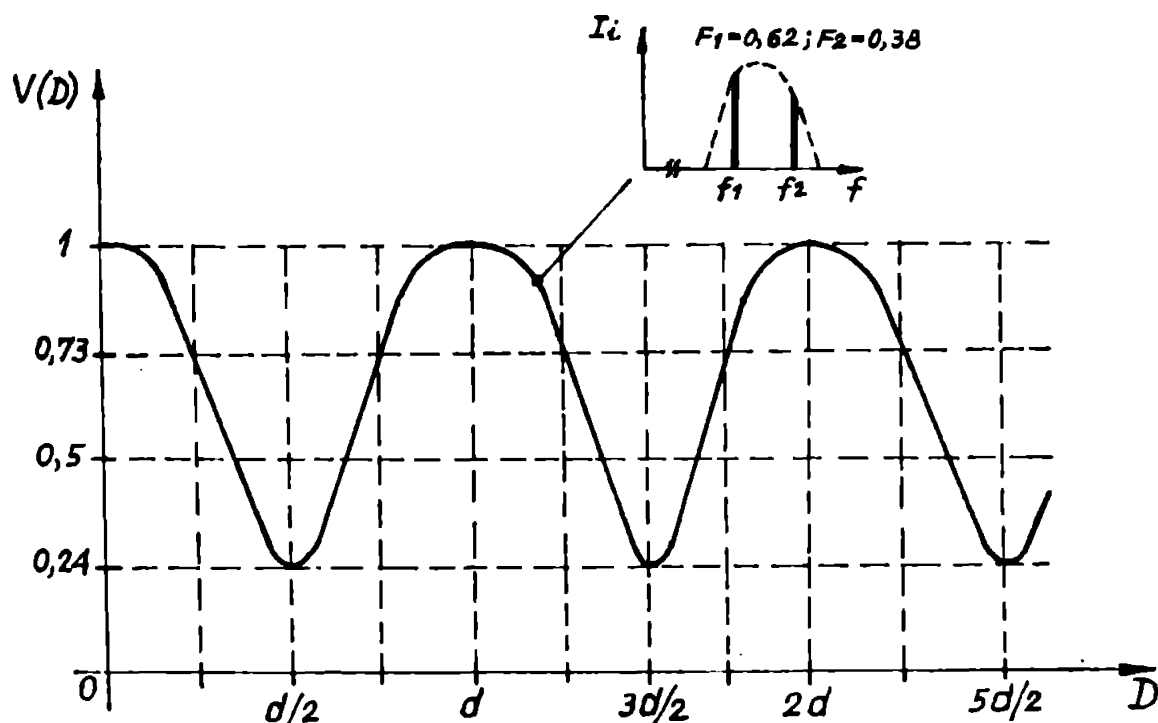


Fig.5.6. Vizibilitatea franjelor de interferență pentru interferometrul Michelson realizat cu laserul măsurat.

Rezultă că admitând  $V(D) = 0,2$  ca valoare minimă a vizibilității franjelor de interferență, laserul măsurat poate fi utilizat la măsurări de distanțe dezeci de metri. Se mai impune însă condiția de a realiza stabilizarea pasivă a parametrilor laserului (termoastatarea cavității rezonante, izolarea de vibrații) pentru a se asigura stabilitatea caracteristicilor spectrale de la ieșirea laserului.

## CAPITOLUL 6

### METODA DE VERNIER OPTICO-ELECTRONIC PENTRU REDUCEREA ERORII DE MĂSURARE LA TEHLARINA INTERFEROMETRICE

Intensitatea luminii observată la ieșirea interferometrului  
Michelson este dată de relația

$$I_{\lambda} = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\pi \frac{\nu}{\lambda/2})] = I_0 \cdot \cos^2(\pi \frac{\nu}{\lambda/2})$$

Prin numărarea (maximelor) franjelor de interferență, distanța  
măsurată se determină cu relația

$$\nu = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.1)$$

unde:

$n$  - este numărul franjelor de interferență

$\lambda$  - este lungimea de undă a laserului

Iar rezoluția de măsurare este în acest caz

$$\Delta \nu = \frac{\lambda}{2} \quad (6.2)$$

Pentru reducerea erorii de măsurare prin înăunțărirea reso-  
luției pot fi aplicate metode de vernier optico-electronic, pen-  
tru care rezoluția de măsurare devine

$$\Delta \nu_{\text{rel}} = \frac{1}{k} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.3)$$

unde  $k$  este factorul de divizare a franjelor de interferență.

Metodele de vernier prezentate pot fi aplicate și la alte  
tipuri de trecoatoare incrementale de deplasare, ceea ce le con-  
feră un grad sporit de generalitate.

#### 6.1. Metodă de vernier optico-electronic cu rețea de foto- detectoare

Metoda de vernier optico-electronic cu rețea de fotodete-  
ctoare [121] mai este denumită metodă de vernier fotoelectric.

Achiziția de principiu a vernierului [114]-[119] se prezintă  
în fig.6.1, unde :

$a$  - este intervalul diviziunilor scării

$b$  - este intervalul diviziunilor vernierului

$c$  - este mărimea de divizare a vernierului

$d$  - este lățimea scării vernierului

$g$  - este scara (numar intreg)  
 $k$  - este numarul diviziunilor vernierului.

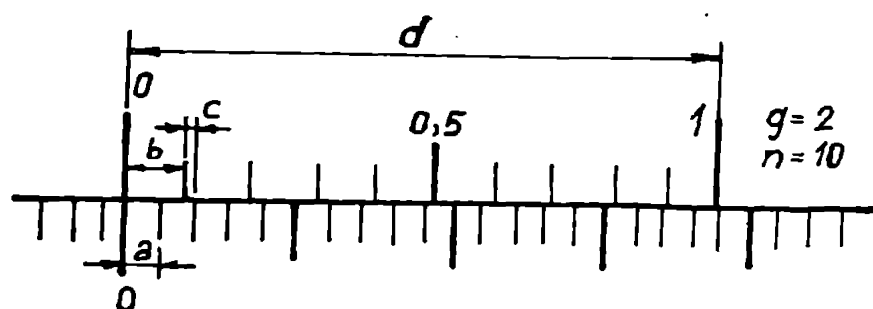


Fig.6.1. Schema de principiu a vernierului.

Pentru vârfurile prezentate se pot scrie relațiile :

$$d = g \cdot b \quad (5.4)$$

$$c = g \cdot a - b \quad (5.5)$$

$$c = \frac{a}{k} \quad (5.6)$$

$$a = \frac{k \cdot b - 1}{k} \cdot d \quad (5.7)$$

$$d = (g \cdot k - 1) \cdot a \quad (5.8)$$

Rezultatul măsurării este dat de relația :

$$L = N_1 \cdot a + N_2 \cdot c \quad (5.9)$$

Numărul  $N_2$  ia valori între 0 și  $(k-1)$  și este egal cu ordinal diviziunii vernierului care coincide cu una din diviziunile riglei.

Pentru măsurarea tranșelor de interferență se realizează un vernier optico-electronic, prezentat în fig.6.2. Lanțele din dreptul fotodetectorilor au dimensiunea egală cu cea a unei din

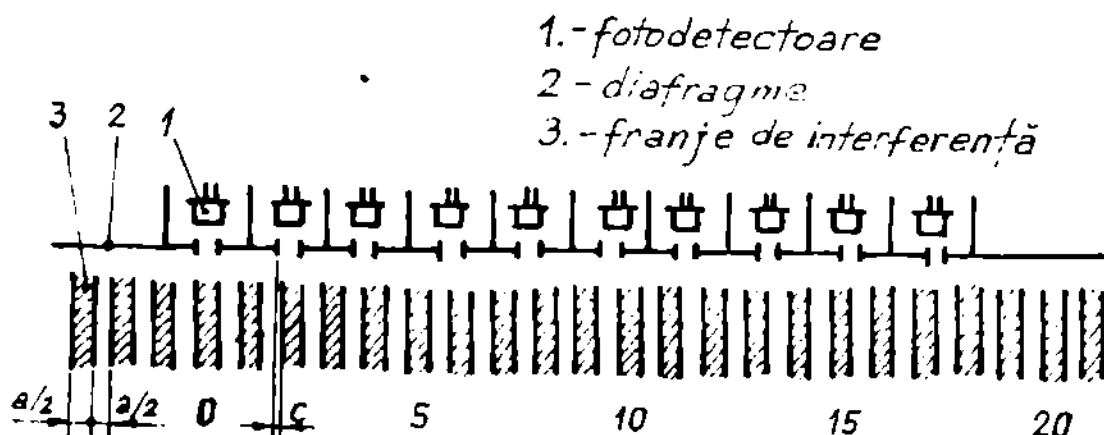


Fig.6.2. Vernierul optico-electronic cu  $g = 2$  și  $k = 10$ .

franșele de interferență.

Vernierul optico-electronic este superior celui mecanic prin precizia efectuării citirii în regim dinamic.

În ceea ce privește măsurările interferometrice distanțe a corespunde unei deplasări

$$d_1 = e_1 = \lambda / 2$$

din ecuația (6.5) rezultă că prin utilizarea metodei vernierului rezoluția de măsurare scade la

$$d_{1n} = e_1 = \frac{1}{k} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.10)$$

și pot fi scrise relațiile

$$d_1 = k \cdot e_1 \quad (6.11)$$

$$b_1 = \frac{k\lambda}{2} - e_1 \quad (6.12)$$

$$b_1 = \frac{(k\lambda - 1)\lambda}{2\lambda} \quad (6.13)$$

$$d_1 = \frac{(k\lambda - 1)\lambda}{2} \quad (6.14)$$

Prin utilizarea a cîte două fotodetectoare conectate anti-parelele a fost posibilă înjumătățirea numărului de canale de citire necesare sesizării coincidenței între diviziunile riglei și ale vernierului, precum și a zero a semnalului de la ieșirea amplificatorului, cînd intensitatea luminii este  $I_{\text{max}}/2$ .

Din considerente constructive, distanța între două fotodetectoare ale aceluiași canal H este dată de relație

$$H = e \cdot e + \frac{e}{2} \quad (6.15)$$

În alegerea lui  $e$  se alege astfel încît fotodetectoarele să poată fi montate, ținînd cont de dimensiunile acestora.

În scopul verificării experimentale a metodei prezentate a fost realizat montajul interferometric Michelson în variantă Snyders-Green [30] a cărui vedere se prezintă în fig.6.3.

Unghiul cu deschidere de 3 mrad a fost măsurat și discutat în capitoul 5. Oglinzile utilizate la realizarea interferometrului sînt de tipul celor folosite la construcția laserelor, produse la I.I.T.A.R. București prin depuneri succesive de straturi dielectrice.

Oglinzile mobile este deplasată pe distanțe mici cu ajutorul unui element de acționare electro-mecanic a cărui sensibilitate poate fi determinată în urma măsurării interferometrice.

Franșele de interferență au dimensiunea  $a = 16 \text{ mm}$ , conform fig.6.4.

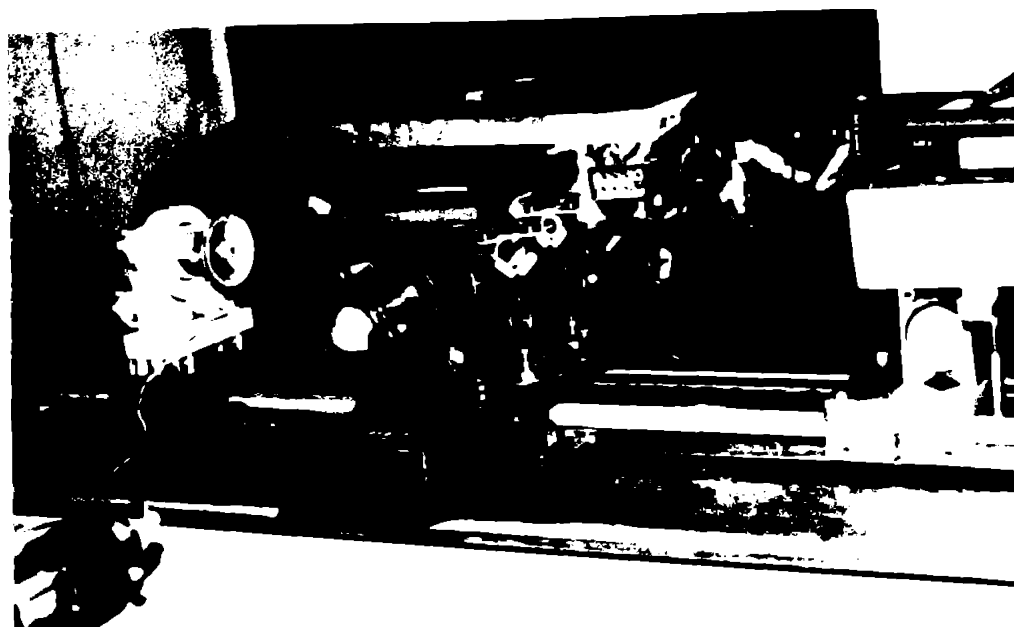


Fig. 3.3. Montaj interferometric Michelson, varianta  
"wybran-urzen", cu laser He-Ne

În fig. 3.4 se prezintă schema vernierului optico-electronic  
cu rețea de fotodectoare realizat experimental, cu factorul de  
divizare a frunzelor  $\mu = 0,1$  și  $\sigma = 2 \mu\text{m}$ .

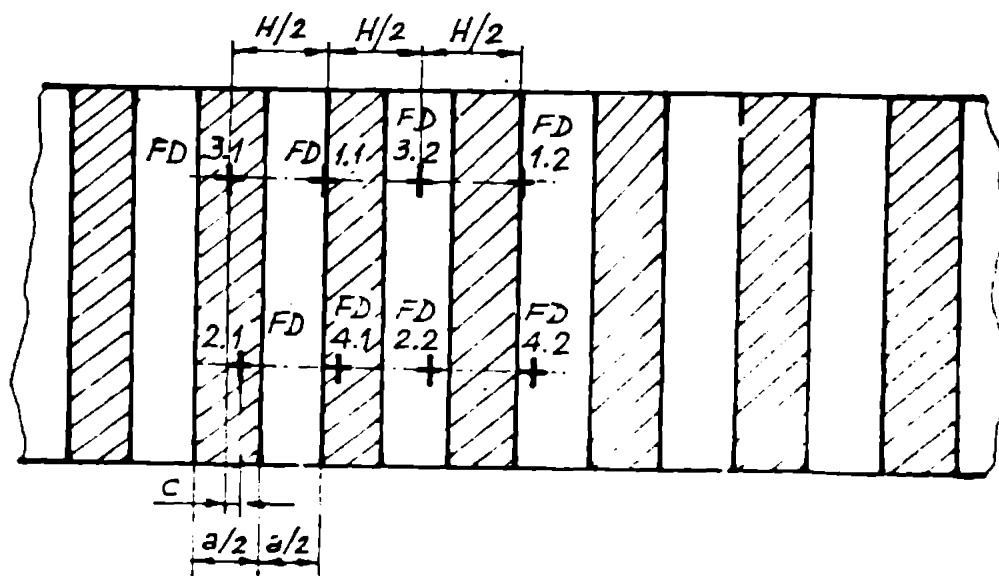


Fig. 3.4. Schema vernierului optico-electronic cu rețea de foto-  
detectoare realizat experimental ( $\mu = 0,1$ ).

Am utilizat fotodectoare planare cu siliciu tip  $\text{Si-PMOS}$   
produse la I.E.C.I., I.C.E. București, selectate cu caracteristici  
apropiate pentru fiecare canal.

Fotodectoarele au fost montate pe două rânduri pentru a  
măsoara lungimea vernierului.

In fig.6.5 se prezintă o vedere a vernierului optico-electronic realizat experimental.



Fig.6.5. Vernierul optico-electronic realizat experimental

Schema sistemului electronic de prelucrare a semnalelor în cazul vernierului realizat se prezintă în fig.6.6

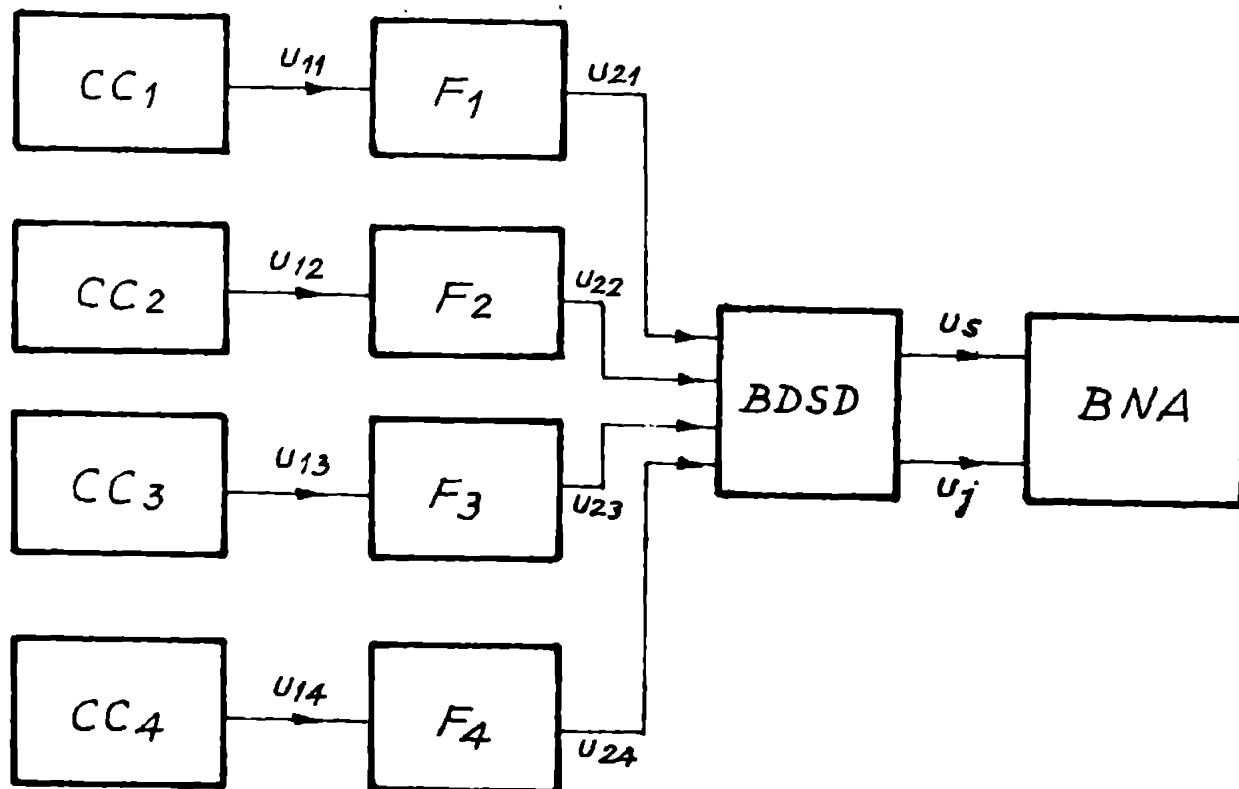


Fig.6.6. Schema sistemului electronic de prelucrare a semnalelor în cazul vernierului realizat.  $CC_{1,2,3,4}$  - canale de citire ;  $F_{1,2,3,4}$  - formatoare de semnal dreptunghiular ;  $BDSD$  - bloc de decizie a semnalului de deplasare ;  $BNA$  - bloc de numărare și afișare

In fig.6.7 se prezintă formulele de undă ale semnalelor pentru vernierul optico-electronic realizat.

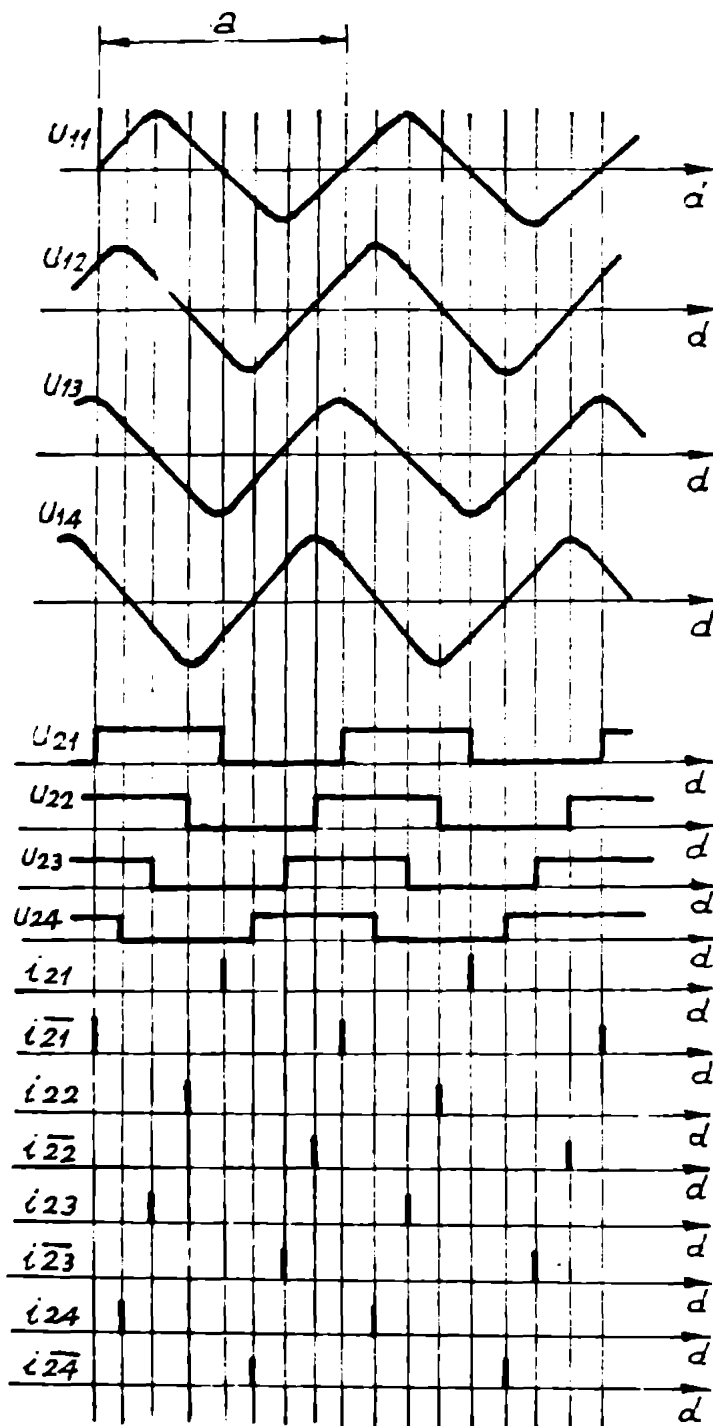


Fig.6.7. Formele de undă ale semnalelor pentru vernierul optic-electronic realizat.

Schema electrică a unui canal de citire, corespunzător unei perechi de fotodioduri, este dată în Fig.6.8.

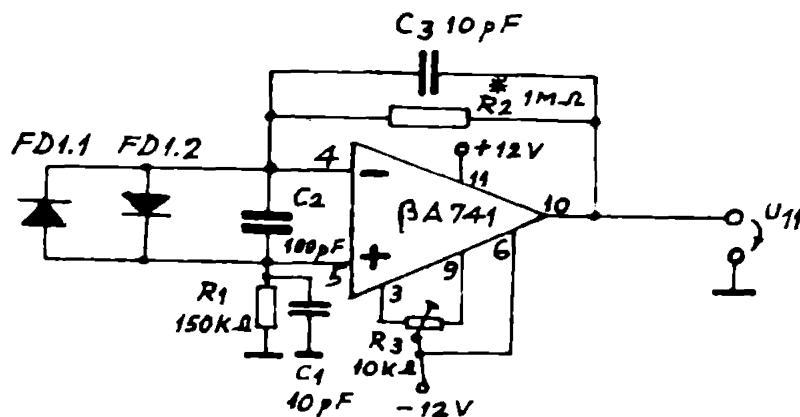


Fig.6.8. Schema electrică a unui canal de citire

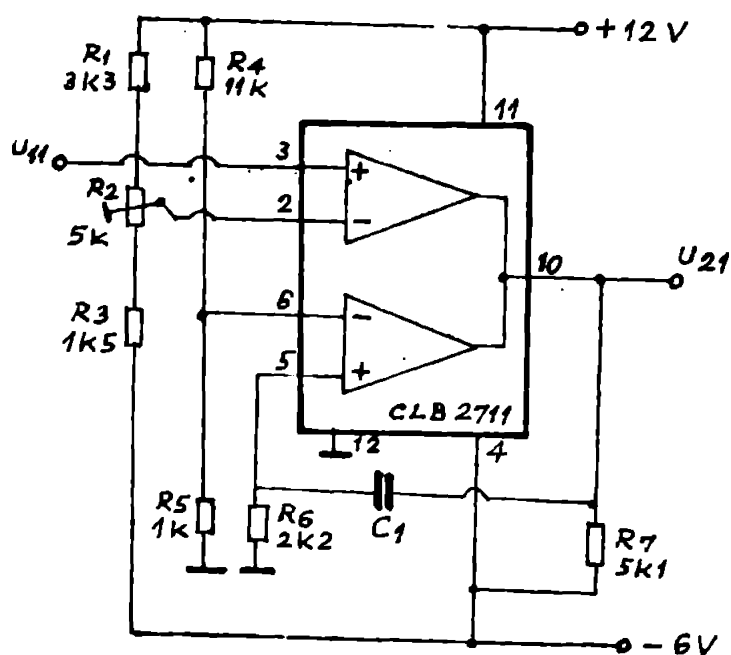


Fotodetectorii funcționează în regim fotocapric, cu polarizare aproape nulă, semnalul rezultat la ieșire fiind o funcție liniară cu iluminarea. Cele patru canale de citire au scheme identice, amplificatoarele operaționale folosite fiind de tip 741. Ajustând valoarea rezistenței  $R_2$  poate fi corectată amplificarea semnalului.

Canalele de la ieșirea fiecărui canal sînt defazate față de canalul precedent cu

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{4} = \frac{\pi}{4} \quad (6.16)$$

Formatoarele de semnal dreptunghiular sînt realizate după



scheme prezentată în Fig.6.9, cu circuitul comparator integrat CLB 2711. Scheme cu reacție pozitivă folosite permit obținerea unei rezoluții de aproximativ 0,12V la un timp de comutare mai mic decît 10 ns.

Cele patru formatoare au scheme identice.

Fig.6.9. Scheme electrică a unui formator de semnal dreptunghiular.

Blocul de decizie a sensului de deplasare a fost proiectat pe baza unei seturi propuse de autor. În primul rînd, cu ajutorul formatoarelor de impulsuri scurte se obțin semnalele  $i_{21}$ ,  $i_{22}$ ,  $i_{23}$ ,  $i_{24}$  și  $i_{25}$  conform figurii 6.7. Apoi se deduc ecuațiile pe baza cărora se sintetizează schemele logice a blocului de decizie a sensului de deplasare :

$$u_0 = (i_{24} \cdot u_{23}) + (i_{23} \cdot u_{22}) + (i_{22} \cdot u_{21}) + (i_{21} \cdot \bar{u}_{24}) + (i_{24} \cdot \bar{u}_{23}) + (i_{23} \cdot \bar{u}_{22}) + (i_{22} \cdot \bar{u}_{21}) + (i_{21} \cdot u_{24}) \quad (6.17)$$

$$u_1 = (i_{21} \cdot u_{22}) + (i_{22} \cdot u_{23}) + (i_{23} \cdot u_{24}) + (i_{24} \cdot u_{21}) + (i_{21} \cdot \bar{u}_{22}) + (i_{22} \cdot \bar{u}_{23}) + (i_{23} \cdot \bar{u}_{24}) + (i_{24} \cdot \bar{u}_{21}) \quad (6.18)$$

Schemele blocului de decizie a sensului de deplasare reali-

scemă cu circuite integrate TTL, se prezintă în fig.6.10.

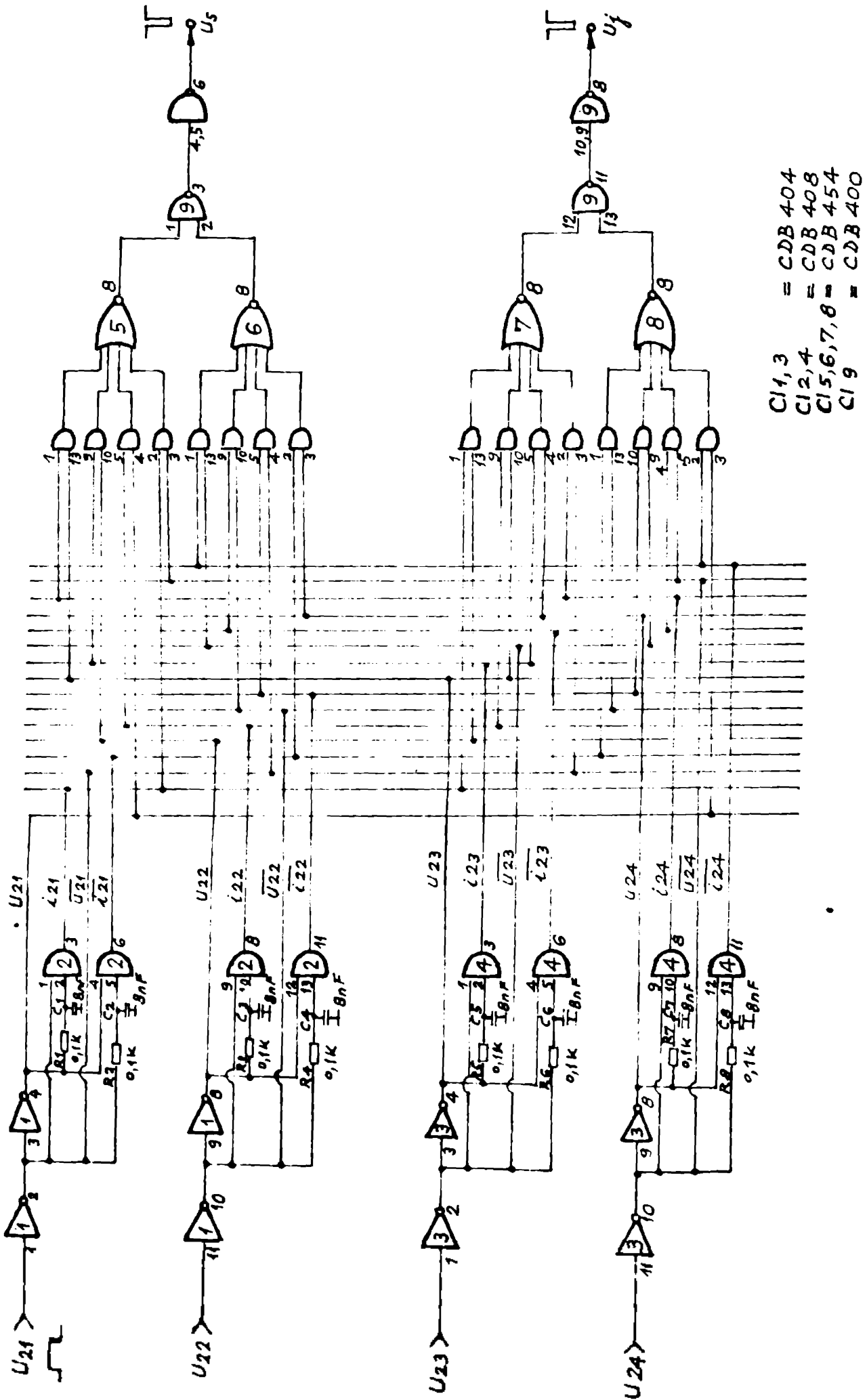


Fig.6.10 Schema blocului de decizie a sensului de deplasare.

Obiectul de numărare și afișare este realizat cu trei numărătoare de 16 biți reverabile tip C34193 după o schemă clasică.

Rezultă cîte opt impulsuri numărate pentru fiecare interferență. Pentru lungimea de undă a laserului cu He-Ne de 632,8nm, din relația (6.18) rezultă rezoluția de distanță a vernierului realizat, corespunzătoare deplasării reflectorului mobil,  $D_{\text{rel}} = 39,55 \text{ nm}$ , ce opt ori mai mică decît decît cu s-ar fi utilizat metoda de vernier optico-electronic propusă. Toate componentele utilizate sînt produse în țară.

Distanța maximă de măsurare, limitată de capacitatea obiectului de numărare și afișare din sistemul electronic experimentat, este  $D_{\text{max}} = 161,95725 \text{ nm}$ .

Viteza maximă de deplasare a franjelor de interferență depinde de caracteristicile celulelor fotovoltaice. Pentru KCE Ali, avem timpul maxim de ridicare  $t_r = 10 \text{ ps}$  egal cu timpul maxim de cădere  $t_f$  al canalului detectat. Practic rezultă că frecvența de repetiție maximă admisibilă a impulsurilor este  $f_{\text{max}} = 20 \text{ MHz}$ . Viteza maximă de deplasare a franjelor de interferență este

$$v_{\text{max}} = f_{\text{max}} \cdot e \quad (6.19)$$

care corespunde unei deplasări a reflectorului mobil din interferometru cu viteza

$$v_1 \text{ max} = f_{\text{max}} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.20)$$

rezultă  $v_{\text{max}} = 320 \text{ m/s}$  și  $v_1 \text{ max} = 6,528 \text{ nm/s}$ .

Vernierul poate fi realizat și pentru rezoluții mai bune, deci pentru  $\lambda$  mai mare, limitele fiind determinate de precizia de realizare a elementelor pentru poziționarea celulelor fotovoltaice.

Se observă că metode utilizării a 2 semnale de la ieșirea interferometrului [30], [120] defasate cu  $\pi/2$ , este de fapt un caz particular al metodei vernierului optico-electronic prezentate pentru  $n = 4$ .

Menționez că teoria vernierului optico-electronic prezentată și vernierul realizat experimental au su mai fost înfățișate în literatura de specialitate.

### 6.2. Metodă de vernier optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului

Metoda de vernier optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului realizează îmbunătățirea rezoluției la măsurările interferometrice prin combinarea semnalelor defazate, rezultate la ieșirea canalelor de citire ale schemei din fig.6.6, divizate cu rapoarte diferite. La intrările circuitelor comparatoare de amplitudine. O metodă asemănătoare se aplică la tractoarele fotoelectronice incrementale și este cunoscută sub denumirea de multiplicator vectorial [139]. Pornind de la acest principiu, autorul a elaborat un sistem de vernier optico-electronic original, a cărui schemă bloc se prezintă în fig.6.11.

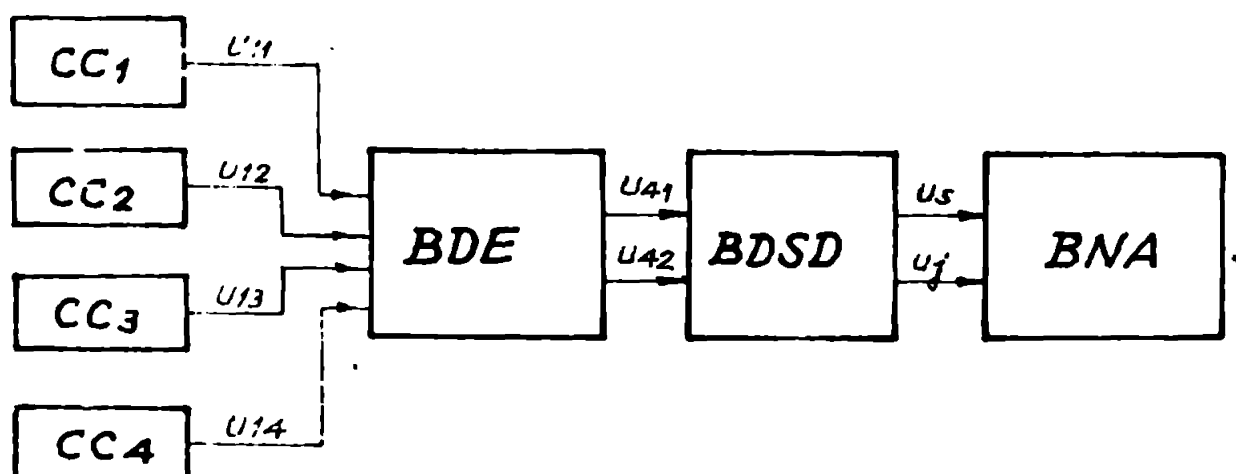


Fig.6.11. Scheme blocului electronic de prelucrare pentru vernierul optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului. CC1,2,3,4 - canale de citire; BDE - bloc de divizare electronică; BDSD - bloc de decizie a semnalului de deplasare; BNA - bloc de numărare și afișare.

Interferențial cu laser, rețea de fotodetectoare, blocul de numărare - afișare și canalele de citire sînt identice cu cele prezentate în 6.1.

În fig.6.12 se prezintă formele de undă ale semnalelor din blocul de divizare electronică.

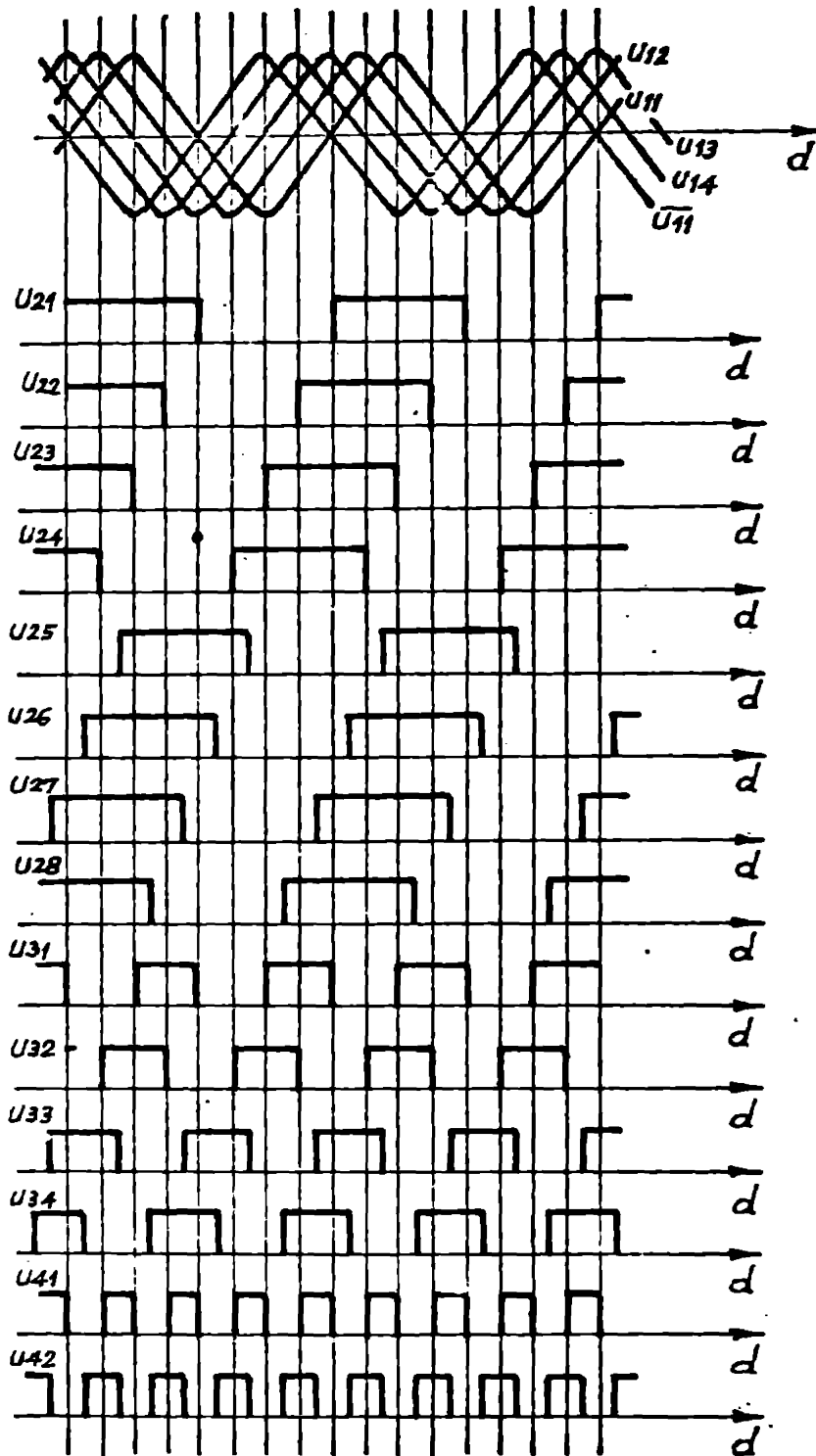


Fig. 6.12. Formele de undă ale semnalelor din blocul de divizare electronică.

Schemă blocului de divizare electronică se prezintă în fig. 6.13.

Coefficientul de divizare a amplitudinii semnalului este egal cu una la intrările inversoare și zero (semnal nul) la intrările neinversoare ale circuitelor comparatoare 1.

Circuitele comparatoare 1 și 5 utilizate sînt de tip 5433.2. Semnalele de la ieșirile comparatoarelor, uerzeste între ele cu  $\pi/2$ , se combină la intrările circuitelor logice sau - exclusiv și rezultă semnalele  $u_{41}$  și  $u_{42}$ , deîzeste între ele cu  $\pi/2$ .

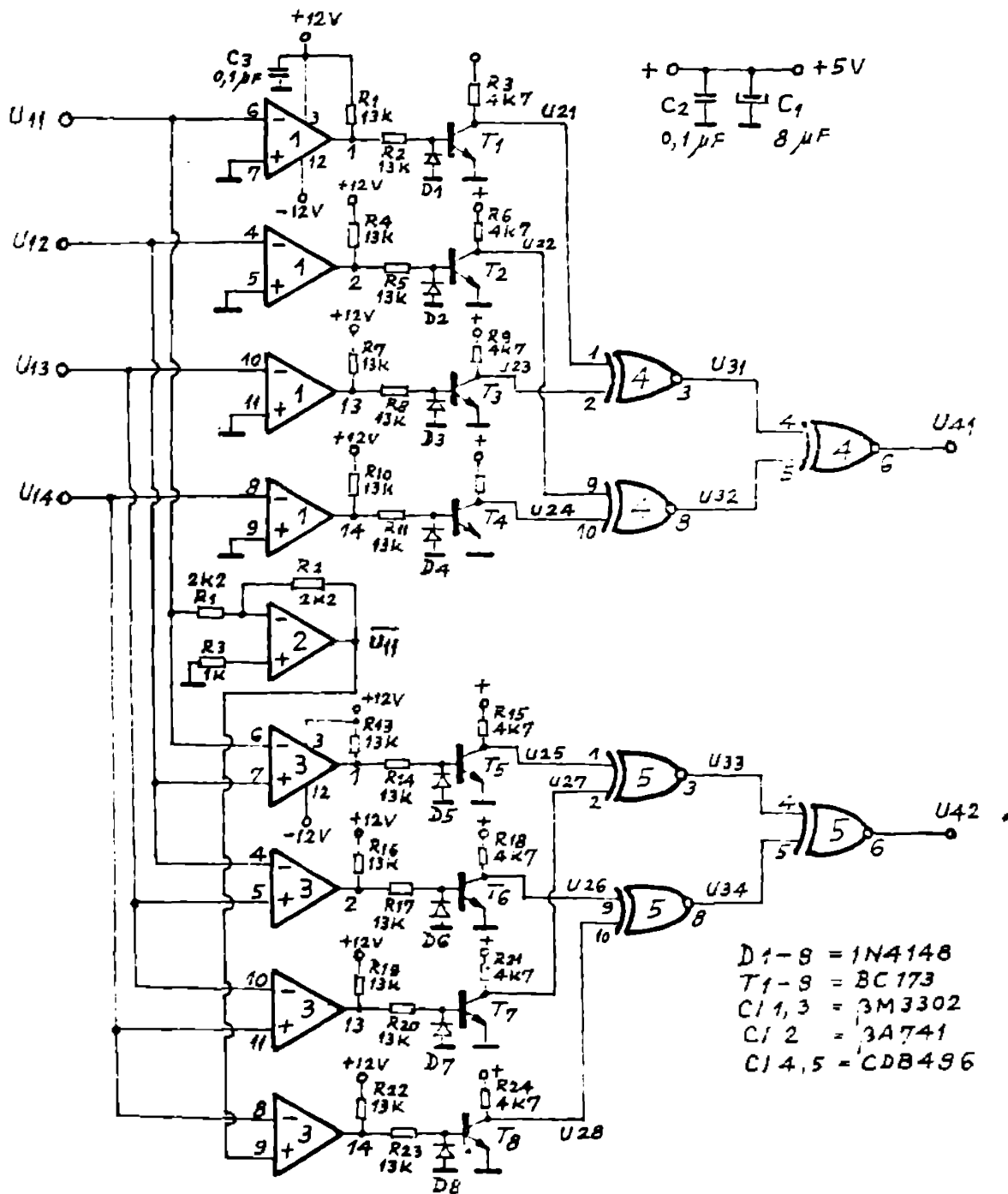


Fig.6.13. Schema blocului de divizare electronică.

În fig.6.14 se prezintă schema blocului de decizie a sensului și de deplasare.

Pentru realizarea blocului de decizie a sensului și de deplasare a fost aplicată metoda de proiectare propusă în 6.1.

Verifierul optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului (prezentat) realizează un factor de divizare a franjelor de interferență  $n = 10$ . Factorul de divizare  $n$  poate fi mărit prin completarea schemei blocului de divizare electronică cu circuite comparatoare la intrările cărora avem divizoare rezistive. Semnalele rezultate se combină în mod corespunzător în circuite sau - exclusiv după noua arătat.

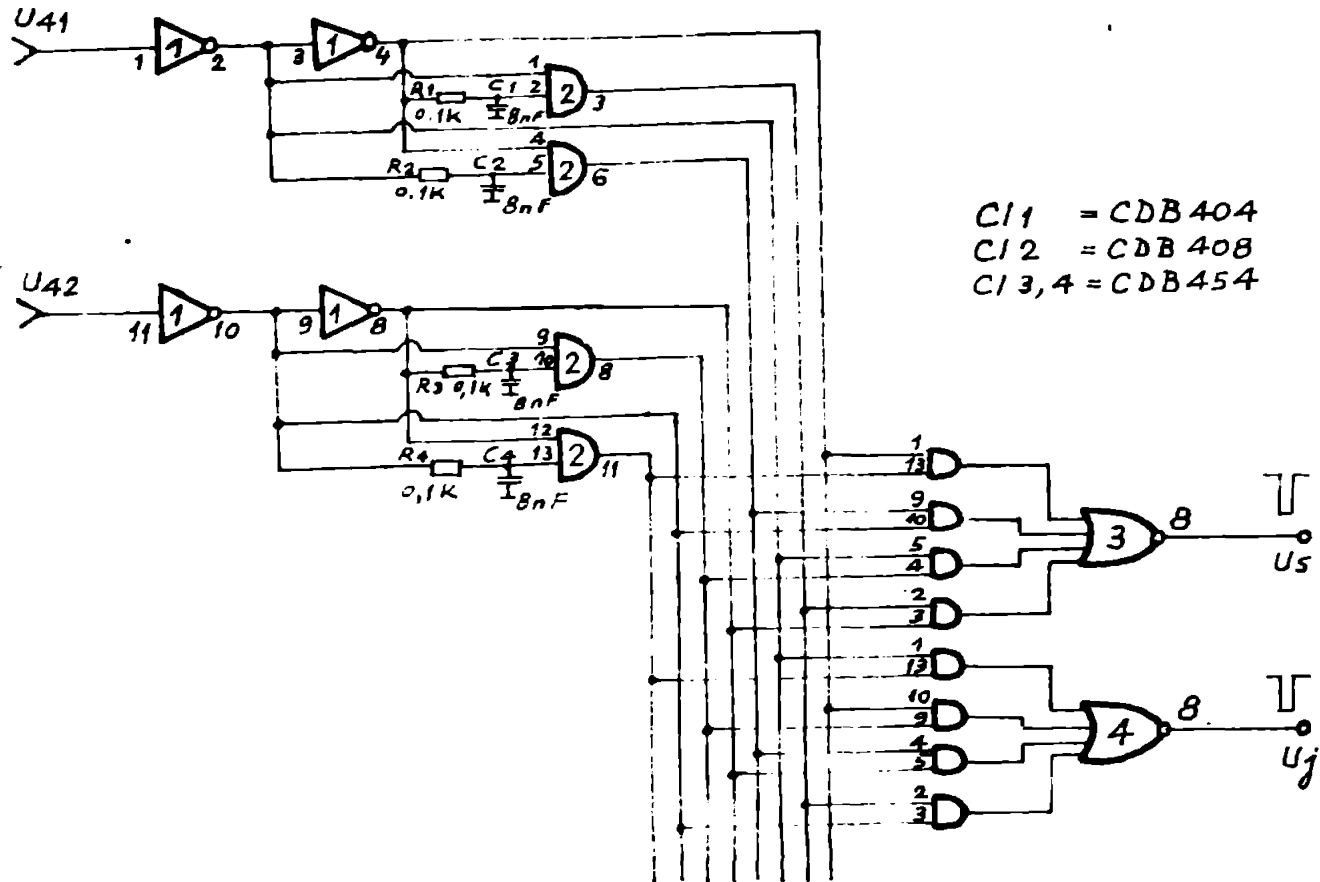


Fig.6.14. Blocul de decizie a sensului de deplasare.

Un avantaj important al acestei metode de vernier optico-electronic este acela că la variația iluminării la intrarea interferometrului, amplitudinile semnalelor de la intrarea blocului de divizare electronică scad în aceeași proporție și forma semnalelor de ieșire rămâne neschimbată. Iluminarea minimă permisă este limitată de pragul circuitelor cooperatoare.

Rezultă că rezoluția vernierului optico-electronic cu divizarea perioadei semnalului proiectat este egală cu 19,775 nm, de două ori mai mică decât la vernierul din § 6.1.

### 6.3. Metodă de vernier optico-electronic cu modularea fascicului de lumină incident

Metode de vernier optico-electronic cu modularea fascicului de lumină incident realizează îmbunătățirea rezoluției la măsurările interferometrice prin conversia deplasării mici a imaginii de interferență în limitele unei franje, într-o variație

de fază cuprinsă între  $0$  și  $2\pi$ . O metodă asemănătoare, aplicată la traductoarele fotoelectrice incrementale, este interpolarea cu lumină modulată [76] și interferometrul cu două frecvențe [143].

Sistemele interferometrice propuse de autor se prezintă în fig. 6.15.

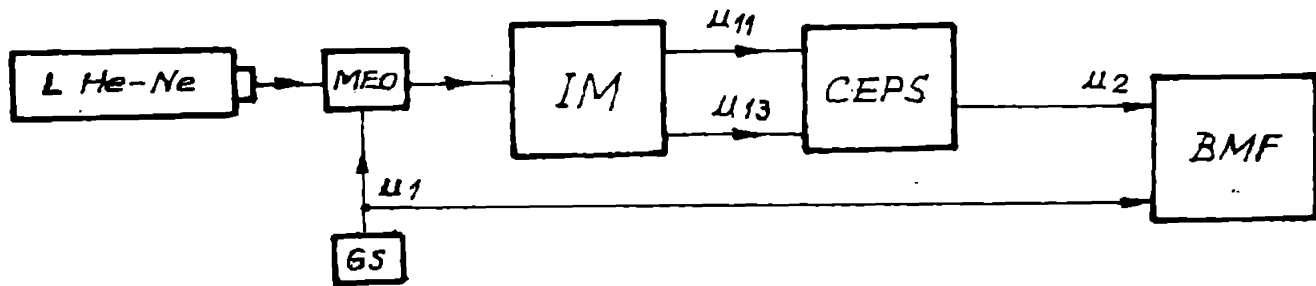


Fig.6.15. Sistem de măsurare interferometrică cu vernier optico-electronic cu modularea fascicului de lumină incident. L He-Ne - laser cu He-Ne ; MEO - modulator electro-optic ; GS - generator de semnal ; IM - interferometrul Michelson ; CEPS - circuit electronic de prelucrare a semnalelor ; BMF - bloc de măsurare a fazei

Montajul interferometric este cel din fig.6.6 la care se introduce modulatorul electro-optic longitudinal comandat la rezonanță piezoelectrică [76]. Utilizând un cristal KDP cu dimensiunile  $11,8 \times 11,4 \times 11,8$  mm, frecvența de rezonanță sinusală măsurată de autor este de  $21,1$  kHz.

În fig.6.16 se prezintă o vedere a modulatorului electro-optic longitudinal, cu cristal KDP funcționând la rezonanță piezoelectrică, experimentat.

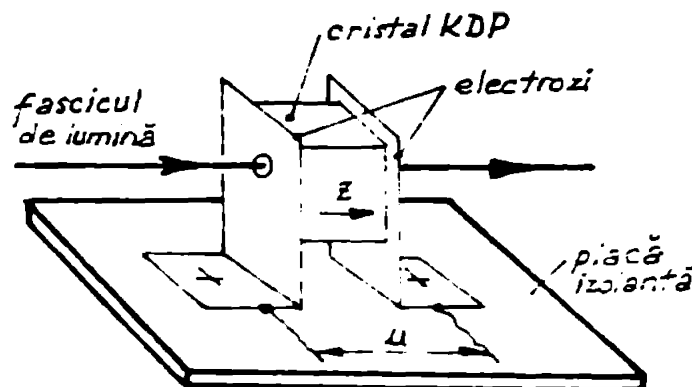


Fig.6.16. Modulator electro-optic longitudinal, cu cristal KDP funcționând la rezonanță piezoelectrică, experimentat.



Avantajul principal al funcționării la rezonanță a cristalei-lui constă în tensiunea de comandă de până la 500 de ori mai mică decât în afara rezonanței. Dacă se cristalului măsurat se determină tensiunea de rezonanță  $U_{\lambda/2} = 28 \text{ V}_{\text{V}}$ , rezultă că generatorul de semnal 60 poate fi un generator de radiofrecvență cuibuit. Fotodetectoarele utilizate trebuie să fie rapide, de tip PIN, de exemplu 25. Amplificatoarele operaționale DA 741 se înlocuiesc cu DA 709, compensate pentru frecvență mare.

Pentru funcționarea la frecvență joasă, când nu sînt necesare fotodetectoare și amplificatoare operaționale rapide, modulul electro-optic poate fi comandat prin intermediul unui transformator ridicător de tensiune.

Schema circuitului electronic de prelucrare a semnalelor se prezintă în fig.6.17.

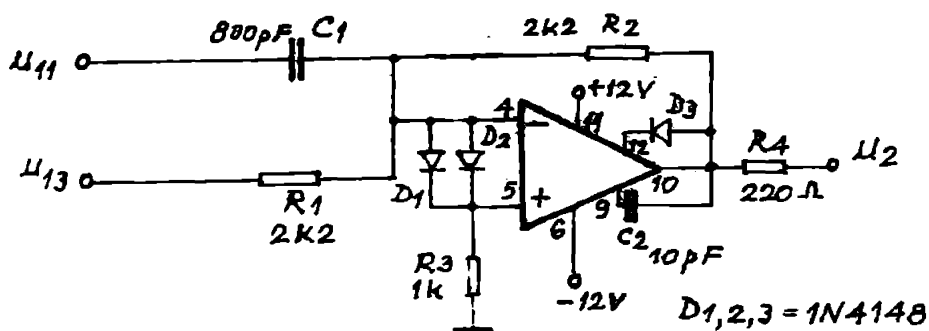


Fig.6.17. Schema circuitului electronic de prelucrare a semnalelor.

Tensiunile  $u_{11}$  și  $u_{13}$  din fig.6.7 sînt de forma

$$u_{11} = u \cdot \sin \varphi \quad (6.21)$$

$$u_{13} = u \cdot \cos \varphi \quad (6.22)$$

unde  $\varphi$  este defazajul determinat de poziția fotodetectoarelor în limitele unei perioade a franjelor de interferență. Rezultă

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{d}{\lambda/2} \quad (6.23)$$

unde  $d$  este deplasarea oglinzii scelle a interferometrului cuprinsă între 0 și  $\lambda/2$ . deoarece lumina laserului este modulată, avem

$$u = U \sin \omega t \quad (6.24)$$

unde  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  fiind frecvența semnalului modulator.

rezultă

$$u_{11} = U \cdot \sin \omega t \cdot \sin \varphi \quad (6.25)$$

$$u_{13} = U \sin \omega t \cos \varphi \quad (6.26)$$

semnalul  $u_{11}$  defazat cu  $\pi/2$  este

$$u_{11}^i = J \cos \omega t \sin \varphi \quad (6.27)$$

semnalele  $u_{11}^i$  și  $u_{13}$  se învecinează într-un amplificator operațional și se obține

$$u_2 = u_{11}^i + u_{13} = U \sin(\omega t + \varphi) \quad (6.28)$$

În circuit de măsurare a fazei se determină valoarea defazajului  $\varphi$  care conform relației (6.23) este proporțional cu deplasarea  $d$ . Poate fi utilizat în acest scop un fazmetru numeric.

Pentru vernierul prezentat avem

$$k = \frac{2\pi}{\varphi_r(\text{rad})} \quad (6.29)$$

unde  $\varphi_r$  este rezoluția de măsurare a defazajului. Rezultă că la  $\varphi_r = 1^\circ$  se obține  $k = 360$  și rezoluția de măsurare a interferometrului cu vernier optico-electronic cu modularea fascicului incident este de 0,879 nm, valoare mai bună decât rezoluția obținută cu alte metode.

## CAPITOLUL 7

METODA DE CANTITARE A FASCICULUI DE RĂZMĂRI,  
APLICAREA SA TELEMETRIE CU LASER CU FASCICULI MODULATI

### 7.1. Analiza matricială a sistemului optic al telemetrii cu laser cu fascicul modulat

Sistemul optic al telemetrii cu laser cu fascicul modulat propus de autor, utilizează un laser cu He-Ne, care permite existența către țintă a unui fascicul de lumină îngust, astfel încât să poată fi aplicată metoda reflexiilor multiple cu reflectoare de dimensiuni nu prea mari.

Schemă sistemului optic se prezintă în fig.7.1.

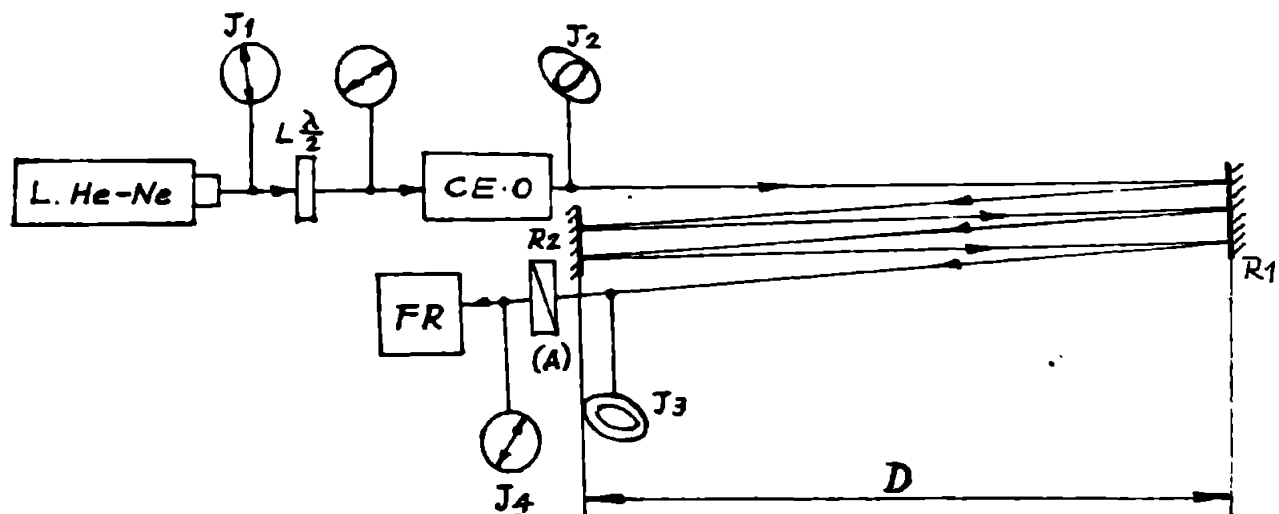


Fig.7.1. Schemă sistemului optic al telemetrii cu laser cu fascicul modulat propus de autor. L. He-Ne - laser cu He-Ne;  $L \lambda/2$  - lamă de fază  $\lambda/2$ ; CE-O - cristal electro-optic;  $R_1$  - reflector mobil;  $R_2$  - reflector fix; A - analizor; FR - fotoreceptor

În scopul existenței unui fascicul cu intensitatea cât mai mare, care să permită alinierea simplă, analizorul este plasat în fața fotoreceptorului și deci fasciculul care este modulat în polarizare.

Menționez că sistemul optic propus nu a mai fost folosit în literatură.

Fie aplicarea metodelor matriciale [69], [70], [137] se poate determina relativ simplu starea luminii la ieșirea unui sistem optic. Lumină polarizată care intră în sistemul optic este rețen-

tate prin vectorul Jones. Elementelor optice care intră în compo-  
nente sistemului le corespund matricile caracteristice.

Vectorul Jones al luminii liniar polarizate de la ieșirea le-  
sorului cu  $H_0-H_90$  este matricea coloană

$$J_1 = \begin{bmatrix} \cos L \\ \sin L \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

unde  $L$  este unghiul pe care-l face planul de polarizare a luminii  
față de axa orizontală.

Lame  $\lambda/2$  este o plăcuță defazoare cu unghiul  $\pi$  și are ro-  
lul de a permite rotirea planului de polarizare a luminii incidente  
în cristallul electrooptic în scopul funcționării optime a modulatoru-  
rului. Matricea corespunzătoare lamei defazoare  $\lambda/2$  este

$$\begin{bmatrix} \cos 2d & \sin 2d \\ \sin 2d & -\cos 2d \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

unde  $d$  este unghiul arătat față de axa optică a lamei și ori-  
zontală.

Cristallul electro-optic poate fi considerat ca o plăcuță de-  
fazoare rotundă și este reprezentat prin matricea

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{12} & c_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 C \cdot \exp(jG/2) + \sin^2 C \cdot \exp(-jG/2) & \cos C \cdot \sin C \cdot 2j \cdot \sin(G/2) \\ \cos C \cdot \sin C \cdot 2j \cdot \sin(G/2) & \cos^2 C \cdot \exp(-jG/2) + \sin^2 C \cdot \exp(jG/2) \end{bmatrix} \quad (7.3)$$

unde  $C$  - este unghiul cristallului măsurat față de orizon-  
tală, iar

$G$  - este defazajul indus de tensiunea modulatoru-  
rului.

Aplicând regulile calculului matricial se obține vectorul Jones  
al luminii de la ieșirea cristallului electro-optic, care este emisă  
către reflectorul mobil

$$J_2 = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{12} & c_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos 2d & \sin 2d \\ \sin 2d & -\cos 2d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos L \\ \sin L \end{bmatrix} \quad (7.4)$$

Cristal                      Lamă  $\lambda/2$                       Laser

Aplicând înalțirea matricii lamei  $\lambda/2$  cu vectorul Jones  
al luminii incidente a laserului rezultă

$$J_2 = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{12} & c_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos 2d \cdot \cos L + \sin 2d \cdot \sin L \\ \sin 2d \cdot \cos L - \cos 2d \cdot \sin L \end{bmatrix} \quad (7.5)$$

Rezultă

$$J_2 = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{12} & c_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos (2d - L) \\ \sin (2d - L) \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

În continuare se efectuează produsul matricii cristalului cu vectorul Jones rezultat și se obține vectorul

$$J_2 = \begin{bmatrix} c_{11} \cdot \cos(2d - L) + c_{12} \cdot \sin(2d - L) \\ c_{12} \cdot \cos(2d - L) + c_{22} \cdot \sin(2d - L) \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

Înlocuind elementele matricii cristalului  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{22}$  conform relației (7.3) se obține vectorul Jones al luminii sodulate în polarizare orizontală

$$J_2 = \begin{bmatrix} v_{21}(G) \\ v_{22}(G) \end{bmatrix} \quad (7.8)$$

unde avem

$$v_{21}(G) = (\cos^2 C \cdot \exp(j \cdot G/2) + \sin^2 C \cdot \exp(-j \cdot G/2)) \cdot \cos(2d - L) + j \cdot \sin 2C \cdot \sin(G/2) \cdot \sin(2d - L) \quad (7.9)$$

$$v_{22}(G) = j \cdot \sin 2C \cdot \sin(G/2) \cdot \cos(2d - L) + (\cos^2 C \cdot \exp(-j \cdot G/2) + \sin^2 C \cdot \exp(j \cdot G/2)) \cdot \sin(2d - L) \quad (7.10)$$

Cristalul electro-optic de tip KDP ( $KH_2PO_4$ ) este utilizat ca modulator transversal deoarece în acest caz este necesară o tensiune de comandă mult mai mică decât la modulatorul de tip longitudinal. În fig. 7.2 se prezintă modulatorul electro-optic transversal cu cristalul KDP.

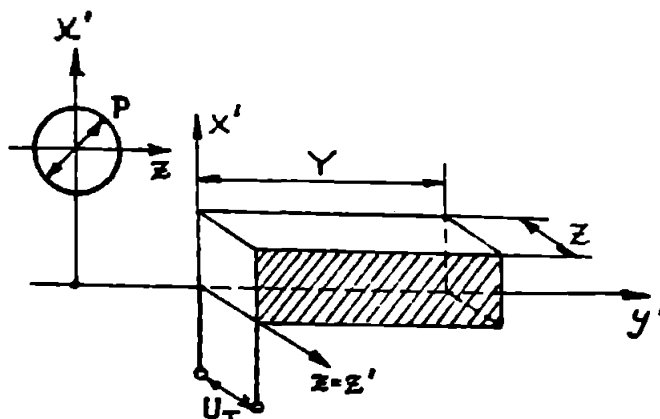


Fig. 7.2. Modulator electro-optic transversal cu cristalul KDP

defazajul indus de câmpul electric pentru unde de lumină careiese din cristal are valoarea

$$G = G_0 + \frac{2\pi n_0^3 \cdot r_{63}}{\lambda} \cdot \frac{V}{2Z} \cdot u \quad (7.11)$$

unde

$G_0$  - este defazajul datorat birefringenței naturale

$n_0$  - este indicele de refracție al cristalului uniaxial în direcțiile x,y

$r_{63}$  - este coeficientul electro-optic al cristalului

$\lambda$  - este lungimea de undă a laserului cu He-Ne utilizat, egală cu 632,8 nm

$V, Z$  - sînt dimensiunile cristalului confere figurii 7.2

$u$  - este tensiunea aplicată la bornele modulatorului electro-optic.

Defazajul datorat birefringenței naturale variază mult la variația temperaturii și trebuie luate măsuri pentru termostatarea cristalului sau utilizarea a două cristale înseriate optic astfel încît efectul  $G_0$  să se anuleze.

Modulatorul este comandat cu un semnal sinusoidal de forma

$$u = U \cdot \sin(2\pi f \cdot t) \quad (7.12)$$

unde  $U$  - este valoarea de vîrf a tensiunii modulatoare, iar

$f$  - este frecvența semnalului modulator.

Rezultă din relația (7.11) că defazajul indus de tensiunea modulatoare este dat de relația

$$G_1 = G_0 + \frac{2\pi n_0^3 \cdot r_{63} \cdot U}{2\lambda \cdot Z} \cdot \sin(2\pi f \cdot t) \quad (7.13)$$

Din relația (7.8) rezultă că vectorul Jones al luminii modulate în polarizare, cînd către reflectorul  $R_1$  este de forma

$$J_2 = \begin{bmatrix} v_{21}(G_1) \\ v_{22}(G_1) \end{bmatrix} \quad (7.14)$$

Reflectorul plan este caracterizat de matricea unitate de ordinul doi

$$R_R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.15)$$

și rezultă că după reflexia, vectorul Jones rămîne neschimbat.

După mai multe reflexii între reflectoarele  $R_1$  și  $R_2$ , fas-

circular de lumină necoerent în polarizare are defazajul

$$j_2 = j_1 + \frac{\pi \cdot N^2 \cdot R_{21} \cdot l}{\lambda \cdot d} \cdot \sin(2\pi f(t - \frac{2 \cdot N \cdot d}{c})) \quad (7.16)$$

unde  $c$  este viteza luminii,  $N$  este coeficientul reflexiilor multiple, egal cu numărul de reflexii la suprafața reflectorului  $R_2$ , iar  $d$  este distanța măsurată. Măsurarea sistematică dependentă de defazajul introdus de elementele sistemului optico-electronic se elimină prin corecția determinată la etalare.

Rezultă că vectorul Jones al luminii eliptic polarizate înainte de intrarea în analizor este dat de relația

$$j_3 = \begin{bmatrix} v_{21}(G_2) \\ v_{22}(G_2) \end{bmatrix} \quad (7.17)$$

Vectorul Jones al luminii liniar polarizate rezultate la ieșirea analizorului ( $\Delta$ ) este

$$j_4 = \begin{bmatrix} \cos^2 \Delta & \cos \Delta \cdot \sin \Delta \\ \cos \Delta \cdot \sin \Delta & \sin^2 \Delta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{21}(G_2) \\ v_{22}(G_2) \end{bmatrix} \quad (7.18)$$

unde  $\Delta$  este axiata analizorului față de orientarea, afectând calculul se obține

$$j_4 = \begin{bmatrix} \cos^2 \Delta \cdot v_{21}(G_2) + \cos \Delta \cdot \sin \Delta \cdot v_{22}(G_2) \\ \cos \Delta \cdot \sin \Delta \cdot v_{21}(G_2) + \sin^2 \Delta \cdot v_{22}(G_2) \end{bmatrix} \quad (7.19)$$

Intensitatea relativă a luminii emergente, măsurată de fotodetector, este egală cu suma pătratelor componentelor vectorului Jones. Rezultă

$$\frac{I}{I_0} = (\cos^2 \Delta \cdot v_{21}(G_2) + \cos \Delta \cdot \sin \Delta \cdot v_{22}(G_2))^2 + (\cos \Delta \cdot \sin \Delta \cdot v_{21}(G_2) + \sin^2 \Delta \cdot v_{22}(G_2))^2 \quad (7.20)$$

Doacă se înlocuiesc valorile  $v_{21}(G_2)$  și  $v_{22}(G_2)$  conform relațiilor (7.9) și (7.10) se obține

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & (\cos^2 \Delta \cdot (\cos^2 C \cdot \exp(jG_2/2) + \sin^2 C \cdot \exp(-jG_2/2)) \cdot \cos(2d-3) + \\ & + j \cdot \sin 2C \cdot \sin(G_2/2) \cdot \sin(2d-3)) + \\ & + \cos \Delta \cdot \sin \Delta \cdot (j \cdot \sin 2C \cdot \sin(G_2/2) \cdot \cos(2d-4) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (\cos^2 C \cdot \exp(-jG_2/2) + \sin^2 C \cdot \exp(jG_2/2)) \cdot \sin(2d-L))^2 + \\
 & + (\cos A \cdot \sin A ((\cos^2 C \cdot \exp(jG_2/2) + \sin^2 C \cdot \exp(-jG_2/2)) \cdot \cos(2d-L) + \\
 & + j \cdot \sin 2d \cdot \sin(G_2/2) \cdot \sin(2d-L)) + \\
 & + \sin^2 A \cdot (j \cdot \sin 2d \cdot \sin(G_2/2) \cdot \cos(2d-L) + \\
 & + (\cos^2 C \cdot \exp(-jG_2/2) + \sin^2 C \cdot \exp(jG_2/2)) \cdot \sin(2d-L))^2 \quad (7.21)
 \end{aligned}$$

După efectuarea calculelor rezultă

$$\frac{I}{I_0} = (\cos(A-2d+L) \cdot \cos(G_2/2) + j \cdot \cos(A+2d-L-2C) \cdot \sin(G_2/2))^2 \quad (7.22)$$

și în final se obține relație

$$\begin{aligned}
 \frac{I}{I_0} & = \cos^2(A-2d+L) - \sin 2(A-C) \cdot \sin 2(2d-L-C) \cdot \\
 & \cdot \sin^2\left(\frac{G}{2} + \frac{\pi \cdot n_0^2 \cdot E_{G3} \cdot Y}{2 \cdot \lambda \cdot z} \cdot J \cdot \sin 2\pi f\left(t - \frac{2 \cdot n_0 \cdot d}{c}\right)\right) \quad (7.23)
 \end{aligned}$$

această (7.23) reprezintă intensitatea luminoasă relativă a fasciculului de lumină ceptat de fotoreceptor în cazul telometrului cu laser cu fascicul necolimat, în cazul cel mai general, în funcție de parametrii sistemului optic și distanța  $d$  măsurată.

Menționăm că expresia (7.23) dedusă de autor nu mai este înregistrată în literatură.

Pentru sistemul optic realizat, planul de polarizare al luminii laserului este vertical și rezultă  $L = \pm \pi/2$ , iar azimutul receptorului este  $C = 0$ .

În condiția de anulare a părții imaginare în relația (7.22) rezultă condiția

$$2d - L = \pm \frac{\pi}{2} \pm A \quad (7.24)$$

și pentru o variație maximă a intensității luminoase la fotoreceptor se obține

$$2d - L = \pm A \quad (7.25)$$

Se adoptă varianta pentru care azimutul laserului diferă de  $\lambda/2$  și valoarea  $\delta = -\pi/8$  și azimutul analizorului  $A = \pi/4$ .

În aceste condiții relația (7.23) devine

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{G}{2} + \frac{\pi \cdot n_0^2 \cdot E_{G3} \cdot Y}{2 \cdot \lambda \cdot z} \cdot J \cdot \sin 2\pi f\left(t - \frac{2 \cdot n_0 \cdot d}{c}\right)\right) \quad (7.26)$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \cos\left(G + \frac{\pi \cdot n_0^2 \cdot E_{G3} \cdot Y}{\lambda \cdot z} \cdot J \cdot \sin 2\pi f\left(t - \frac{2 \cdot n_0 \cdot d}{c}\right)\right) \quad (7.27)$$



relații echivalente celor utilizate la modulatorul electro-optic.

Pentru funcționarea simetrică a cristelului modulator se asigură o polarizare inițială egală cu  $\pi/2$ , pentru care intensitatea luminoasă relativă este  $1/2$ . Această condiție se realizează prin aplicarea unei tensiuni continue la bornele cristelului sau introducând în sistemul optic o lamă defasurătoare  $\lambda/4$ . Rezultă relația

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin\left(\frac{\pi \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot V}{\lambda \cdot z} \cdot U \cdot \sin 2\pi f\left(t - \frac{2 \cdot N \cdot D}{c}\right)\right) \quad (7.28)$$

Pentru a se asigura funcționarea în domeniul liniar, tensiunea maximă aplicată cristelului modulator este mult mai mică decât tensiunea de semiundă și rezultă

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{\pi \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot V}{2 \cdot \lambda \cdot z} \cdot U \cdot \sin 2\pi f\left(t - \frac{2 \cdot N \cdot D}{c}\right) \quad (7.29)$$

Distanța se determină prin măsurarea defasajului  $\varphi$  între tensiunea rezultată la ieșirea fotoreceptorului și tensiunea aplicată la cristelul modulator și se regăsește relația de determinare a distanței la telemetrele cu fascicul modulat

$$D = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda'}{2 \cdot N}$$

Se remarcă că aplicarea teoriei matriciale la telemetrele cu laser nu mai este justificată în literatură.

## 7.2. Metoda de proiectare a servotelului de frecvențe, pentru un telemetru cu laser cu fascicul modulat, propusă de SRIOR

Pentru proiectarea telemetrului cu laser cu fascicul modulat se pornește de la valorile :

$D_{max}$  - raza maximă de acțiune

$D_F$  - rezoluția de distanță

$\varepsilon_\varphi = \varepsilon_{D1}$  - eroarea relativă de măsurare a defasajului, egală cu eroarea relativă de măsurare a distanței la frecvența maximă.

Se determină în primul rând, din relația (1.46) frecvența maximă de modulare

$$f_1 = \frac{c \cdot \varepsilon_\varphi}{2 \cdot D_F \cdot n_g} \quad (7.30)$$

căreia îi corespunde

$$\frac{\lambda'_1}{2} = \frac{\mu_{\max} \cdot n_g}{\epsilon_\varphi} \quad (7.31)$$

Deci este verificată relația

$$\frac{\lambda'_1}{2} \geq \mu_{\max} \cdot n_g \quad (7.32)$$

atunci rezultă că telesmetrul cu laser cu fascicul modulat poate funcționa cu o singură frecvență modulatorie.

Deci relația (7.32) nu este verificată, se propune ca pentru înlăturarea incertitudinii de măsurare a distanțelor mai mari decât  $\lambda'_1/2$  să se determine o secvență de frecvențe distanțate, confor § 1.4.3.0, care prezintă avantajul utilizării unui număr mic de frecvențe modulatorie.

În funcție de  $\mu_{\max}$  impusă, din relația (1.47) rezultă frecvența minimă de modulare

$$f_m = \frac{c}{2 \mu_{\max} \cdot n_g} \quad (7.33)$$

căreia îi corespunde

$$\frac{\lambda'_m}{2} = \mu_{\max} \cdot n_g \quad (7.34)$$

Rezoluția de distanță la  $f_m$  este

$$\Delta_{fm} = \frac{\lambda'_m \cdot \epsilon_\varphi}{2 \cdot n_g} \quad (7.35)$$

Deci se constată că

$$\Delta_{fm} > \mu_{\max} \cdot l = \frac{\lambda'_1}{2 \cdot n_g} \quad (7.36)$$

rezultă că mai trebuie stabilită o frecvență care să completeze secvența, pentru ca distanța măsurată să fie complet determinată. Frecvența  $f_2$  se calculează cu relația

$$f_2 = \frac{c \cdot \epsilon_\varphi}{2 \cdot \mu_{\max 1} \cdot n_g} \quad (7.37)$$

căreia îi corespunde

$$\frac{\lambda'_2}{2} = \frac{\mu_{\max 1} \cdot n_g}{\epsilon_\varphi} \quad (7.38)$$

se verifică din nou condiția (7.36) generalizată

$$\Delta_{fm} > \mu_{\max 1} \cdot l = \frac{\lambda'_1}{2 \cdot n_g} \quad t = 1, 2, \dots, n \quad (7.39)$$

și deci inegalitatea (7.39) este îndeplinită rezultă că mai trebuie

stabilită o frecvență care să completeze secvența. Frecvența  $f_{i+1}$  se calculează cu relația

$$f_{i+1} = \frac{c \cdot \epsilon \varphi}{2 \cdot d_{\max} i \cdot n_g} \quad , \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (7.40)$$

căreia îi corespunde

$$\frac{\lambda'_{i+1}}{2} = \frac{d_{\max} i \cdot n_g}{\epsilon \varphi} \quad , \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (7.41)$$

prin care

$$d_{\max} \leq d_{\max m-1} = \frac{\lambda'_{m-1}}{2 \cdot n_g} \quad (7.42)$$

când distanța măsurată rezultă complet determinată.

Pentru rezoluții de fază bune, secvența determinată conține puține frecvențe. Acestea pot fi adoptate convenabil astfel încât valorile  $f'_i$  să satisfacă inegalitățile (7.40) și (7.41) dar să poată fi obținute prin divizarea simplă a frecvenței maxime  $f_1$ .

Practic se poate considera de la început indicele de refracție de grup al atmosferei  $n_g \approx 1$  și se calculează secvențe de frecvențe distanțate. Corecția distanței măsurate  $d_{n_g}$  - drumul optic - în funcție de indicele de refracție de grup al atmosferei se aplică după efectuarea măsurării. Distanța  $d$ , care reprezintă drumul geometric măsurat, se calculează cu relația  $d = d_{n_g} / n_g$ , cum s-a prezentat în capitolul 4.

De exemplu, dacă  $d_{\max} = 40$  m,  $d_r = 5$  m,  $\epsilon \varphi = 5 \cdot 10^{-4}$  și  $n_g = 1$  rezultă

$$f_1 = 15 \text{ MHz} \quad ; \quad \frac{\lambda'_1}{2} = 10 \text{ m}$$

$$f_2 = 3,75 \text{ MHz} \quad ; \quad \frac{\lambda'_2}{2} = 40 \text{ m}$$

$$d_{rn} = 20 \text{ m} \quad d_{\max 1} = 10 \text{ m}$$

și se calculează

$$f_2 = 7,5 \text{ MHz}$$

se adoptă în mod convenabil [78]  $f'_2$

$$f'_2 = 37,5 \text{ MHz} > f_2$$

care verifică inegalitatea (7.42)

$$d_{rn} = 20 \text{ m} \quad d'_{\max 2} = 400 \text{ m.}$$

Rezultă  $m = 3$  și secvența de frecvențe distanțate este :  $f_1 = 15$  MHz ,  $f'_2 = 37,5$  MHz ,  $f_3 = 3,75$  MHz.

Proiectarea unui telemetru industrial de precizie cu fascicul monocrom, cu laser He-Ne, propus pentru experimentare sunt:

- distanța maximă de măsurat -  $L_{max} = 15 \text{ m}$
- rezoluția de măsurare a distanței -  $\Delta L = 0,5 \text{ mm}$  și
- rezoluția de măsurare a fazei -  $\varphi_r = 2 \cdot 10^{-4} \text{ rad.}$

din relația (7.30) rezultă frecvența maximă de osculare egală cu 9,549 MHz și se adoptă  $f_1 = 10 \text{ MHz}$ , la care rezoluția de măsurare a distanței este asigurată. Rezultă  $\lambda'_{1/2} = 15 \text{ m}$  și deoarece relația (7.32) este verificată, este suficientă o singură frecvență modulatoră pentru telemetrul proiectat.

Aici frecvența modulatoră este unică și egală cu 10 MHz.

### 7.3. Emițător de lumină modulată cu laser He-Ne și modulator electro-optic transversal

Emițătorul de lumină modulată cuprinde un laser cu He-Ne cu intensitatea radiației de ieșire stabilizată și un modulator electro-optic transversal cu cristal KDP.

#### 7.3.1. Laser cu He-Ne cu intensitatea radiației de ieșire stabilizată

Laserul cu He-Ne de 3 mW utilizat trebuie să aibă intensitatea radiației de ieșire stabilizată, deoarece variațiile intensității fasciculiului se transmit la fotoreceptor ca o modulație de amplitudine periculoasă a semnalului recepționat. Metoda de stabilizare a intensității radiației emise constă în stabilizarea curentului de alimentare a tubului de descărcare al laserului cu He-Ne [141].

În fig.7.3 se prezintă schema sursei de alimentare cu stabilizare de curent, funcționând la frecvența de 50 Hz a rețelei, după o bobină elastică [140]. Aceasta asigură o tensiune inițială de 3 V, iar după aparierea căderii de tensiune pe tubul de descărcare al laserului este de 3500 V la un curent de descărcare de 6 mA. Redresorul este de tipul cu multiplicare de tensiune, iar  $C_3$  și  $C_4$  de valoare unică asigură scăderea tensiunii după aprindere, când curentul absorbit de tubul laser crește. Elementul de reglare serie este format de tranzistoarele  $T_{2-6}$  pe care apare o cădere de tensiune de pînă la 1600 V. Dioda  $D_1$  furnizează tensiunea de referință. Curentul este stabilizat prin menținerea constantă a căderii de tensiune pe rezistoarele  $R_5 + R_6$ . Rezistorul  $R_5$  permite reglajul curentului la valoarea dorită. Tranzistorul  $T_1$  are rol de protecție, limitând căderea de tensiune pe elementul de reglare serie.

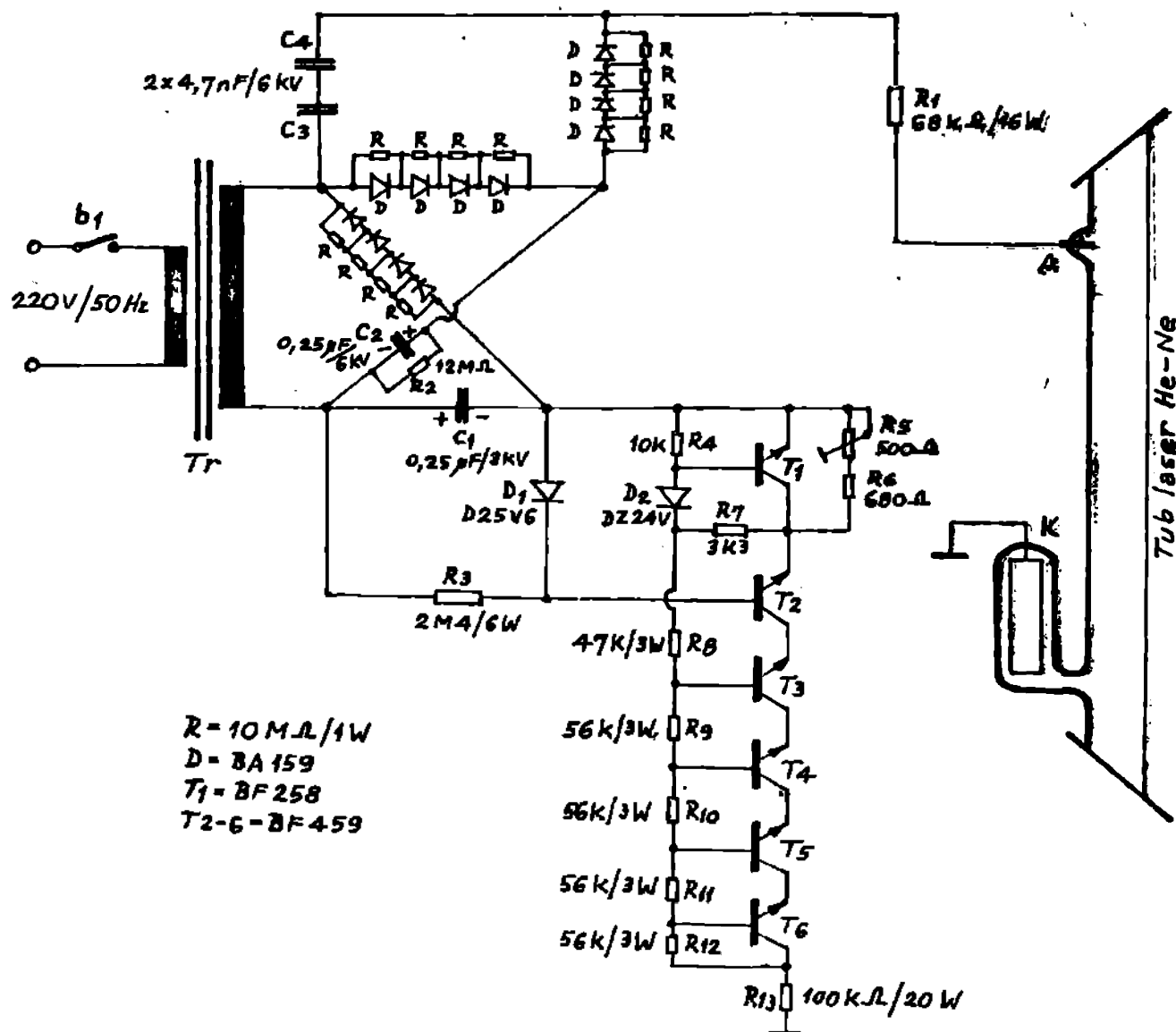


Fig. 7.3. Sursă de alimentare pentru laser He-Ne cu stabilizare de curent, funcționând la frecvența rețelei.

Autorul a realizat experimental această sursă, cu componente rezănați. În fig. 7.4 se prezintă oscilograma componentei alternative a căderii de tensiune pe rezistorul  $R_{13}$  al schemei din fig. 7.3, proporțională cu variația curentului în tubul de descărcare a laserului. Componenta continuă a căderii de tensiune pe rezistorul  $R_{13}$  este egală cu 600 V. Rezultă o valoare medie a curentului egală cu 6 mA și un coeficient de ondulație de 2,7 %.

În fig. 7.5 se prezintă variația intensității fasciculului laserului, măsurat cu un fotoreceptor de bandă largă.

Se observă că modulație de amplitudine prezintă a semnalului captat de fotoreceptor, egală cu aproximativ 0,35  $V_{VV}$  este mare în comparație cu tensiunea de zgomot, de aproximativ 50  $\mu V_{VV}$  în absența iluminării, prezentată în fig. 7.6.

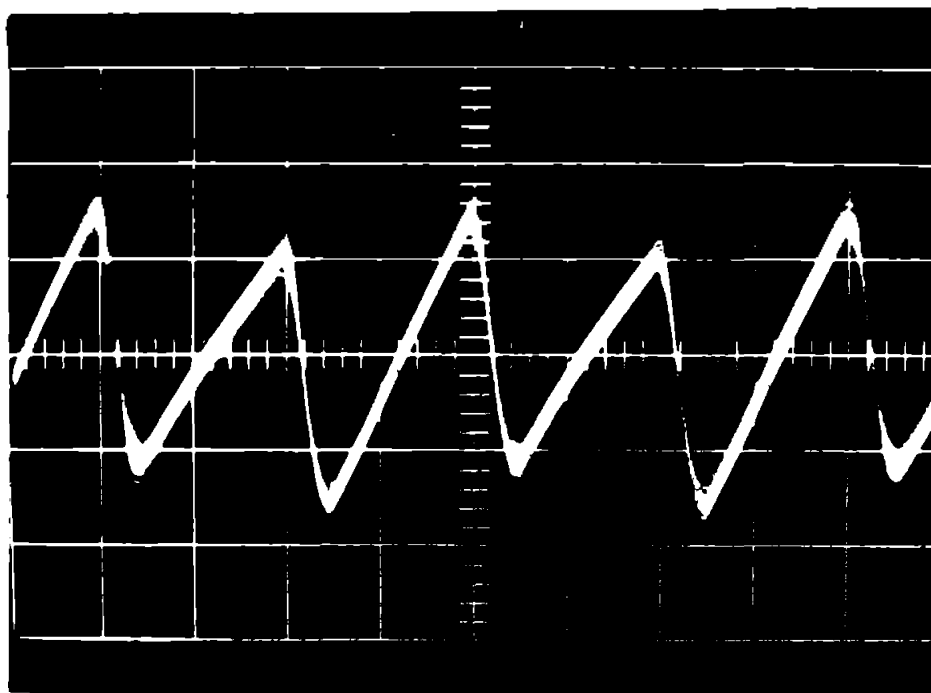


Fig.7.4. Variația curentului în tubul de descărcare al laserului alimentat de la surse din fig.7.3.  $\mu_x = 5 \text{ ns/cm}$ ;  $\mu_y = 5 \text{ V/cm}$



Fig.7.5. Variația intensității fasciculului laserului alimentat de la surse din fig.7.3.  $\mu_x = 5 \text{ ns/cm}$ ;  $\mu_y = 0,2 \text{ V/cm}$

rezultă că creștea și scurgea variația intensității luminoase la țesirea laserului. În acest scop, autorul a realizat experimentul 2 marcat cu circuit de conversie la frecvență mare [26], [141], [142] după schema din fig.7.7.

Circuitul de conversie la frecvență mare are avantajul că permite utilizarea pentru filtrarea tensiunii înalte reagențe a unor condensatoare de valori considerabile și mici și asigură un randament al conversiei mai bun decât de . Acest tip de surse de alimen-

care mai prezintă avantajul că permite modularea în amplitudine directă a fasciculului de lumină de la ieșirea laserului [141], dar numai până la frecvențe de 1 kHz. Schema sursei pentru ali-

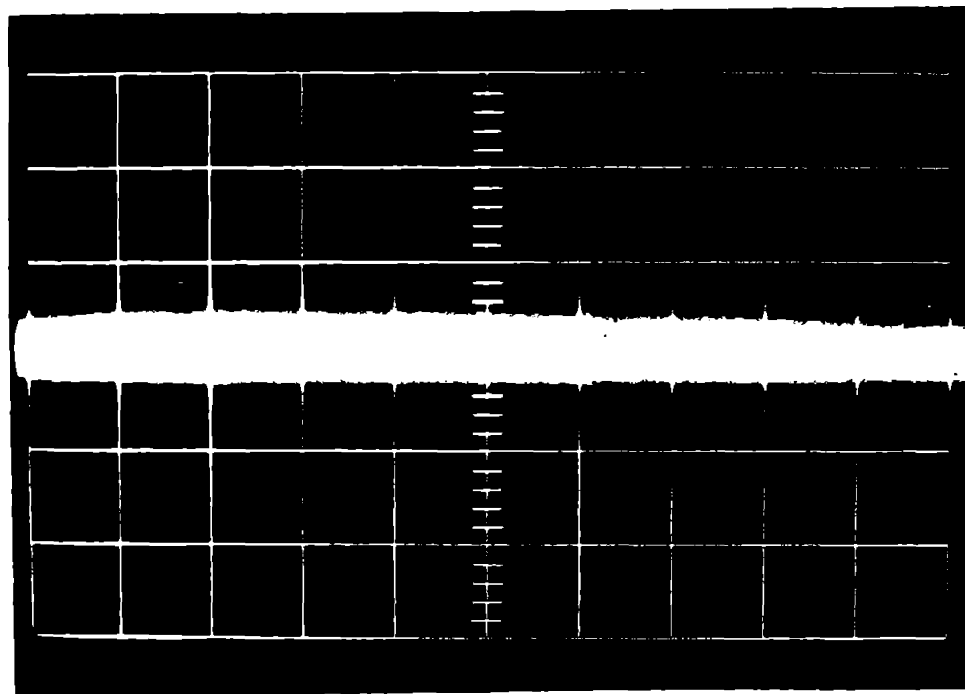


Fig.7.6. Tensiunea de zgomot la ieșirea fotoreceptorului în prezența iluminării,  $U_{\text{f}} = 5 \text{ mV/cm}$ ;  $E_{\text{f}} = 0,75 \text{ V/cm}$

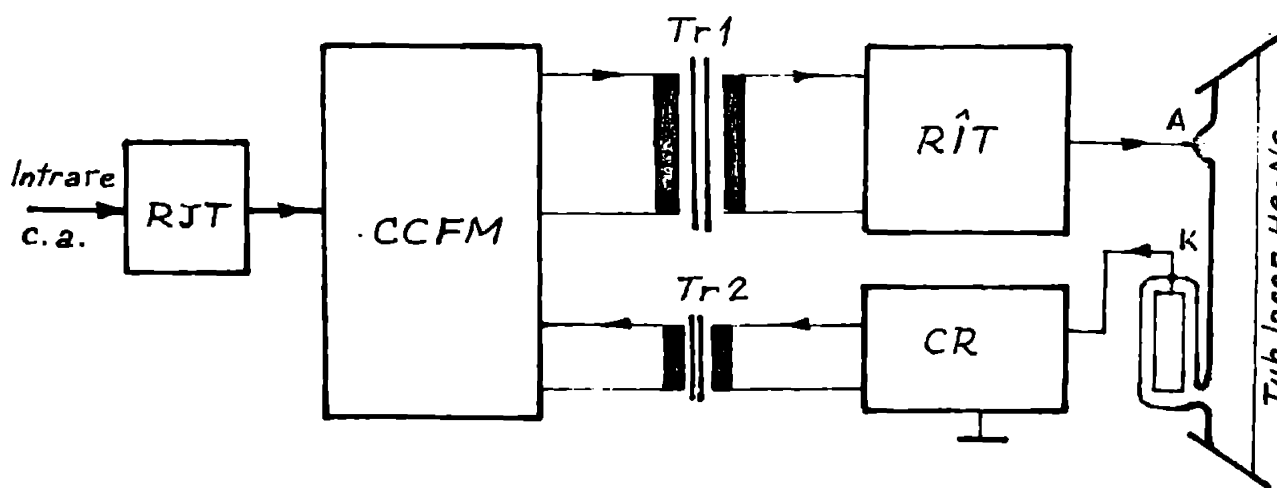


Fig.7.7. Schema bloc a sursei de alimentare, pentru un laser cu He-Ne, cu circuit de conversie funcționând la frecvență mare. RÎT - redresor de joasă tensiune; CCFM - circuit de conversie la frecvență mare; RÎT - redresor de înaltă tensiune; CR - circuit de rezistență

mentarea laserului, cu stabilizare de curent, cu convertor la frecvență mare, se prezintă în fig.7.8. Sursoa asigură o tensiune de excitație de 11 kV și o tensiune de 5,5 kV la un curent de 6,4 mA în regim constant. Circuitul de conversie la frecvență mare este realizat cu tranzistorul  $T_1$  funcționând în comutație

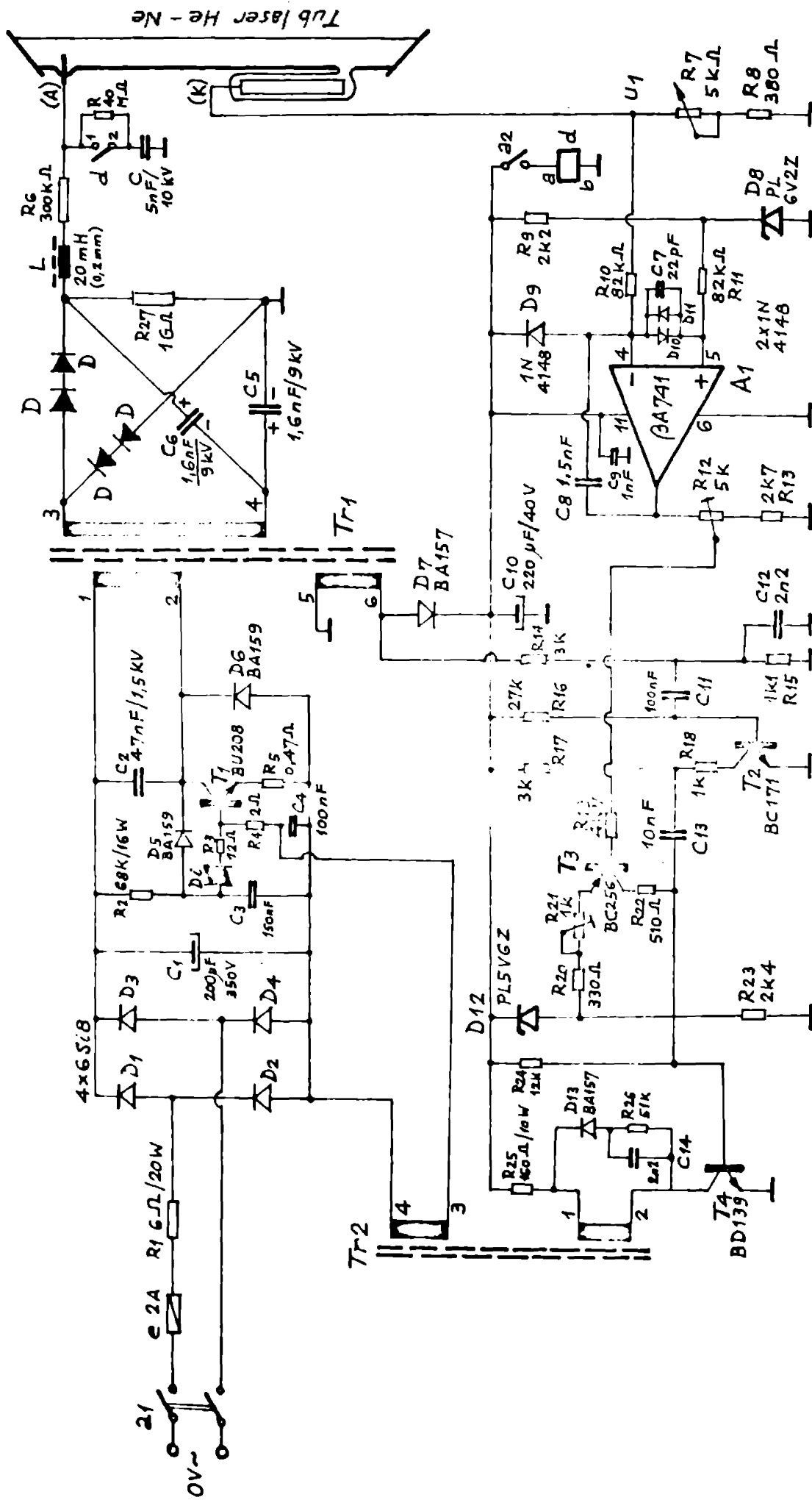


Fig. 7.8 Schema sursei pentru alimentarea laserului, cu stabilizare de curent, cu convertor de frecvență mare, realizată experimental de autor.



La frecvența de 20 kHz. Diodele D din redresorul de înaltă tensiune se realizează din înseriere a douăsprezece diode tip 3A157, în paralel cu oțte un rezistor de 1,2 M $\Omega$  și montate în tub de sticlă pentru a se asigura rezistențe de izolație necesare. La ieșirea redresorului de înaltă tensiune se introduce filtrul format din inductanța L cu înfășurarea de 0,2 m și condensatorul C cu scopul de a înăbuși filtrajul tensiunii aplicate la tubul laser. Condensatorul C se conectează la ieșirea sursei de alimentare numai după ce s-a energizat descărcarea în tubul laserului, prin acționarea butonului  $s_2$  care comandă anclanșarea releului de înaltă tensiune  $\mathcal{R}$ . Rezistența  $R$  în paralel pe contactele releului are rolul de a preîncălzi condensatorul C pentru ca la anclanșarea releului să nu scadă tensiunea la ieșirea sursei datorită curentului absorbit de C și să se demorazeze descărcarea în tubul laserului.

În fig.7.9 se prezintă variația tensiunii  $u_1$ , care este proporțională cu curentul de alimentare a laserului, cu releul  $\mathcal{R}$  reconectat.

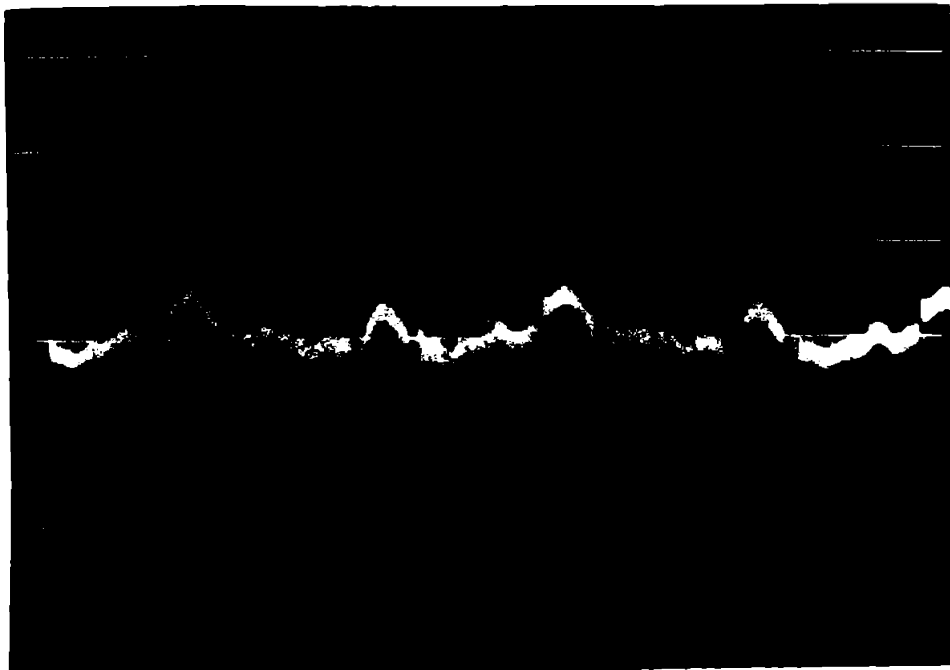


Fig.7.9. Variația tensiunii  $u_1$  în schema din fig.7.8, cu condensatorul C reconectat la ieșirea sursei.  $K_V = 20 \mu\text{S/cm}$ ;  $K_T = 0,2\text{V/cm}$

În fig.7.10 se prezintă comparativ variația tensiunii  $u_1$  cu releul  $\mathcal{R}$  conectat.

Se observă o schimbare importantă a valorii efective a variației tensiunii  $u_1$  după conectarea condensatorului C la ieșirea sursei. Valoarea medie a tensiunii  $u_1$  este de 6,2 V, care corespunde la curentul nominal de 6,4 A în tubul de descărcare al la-

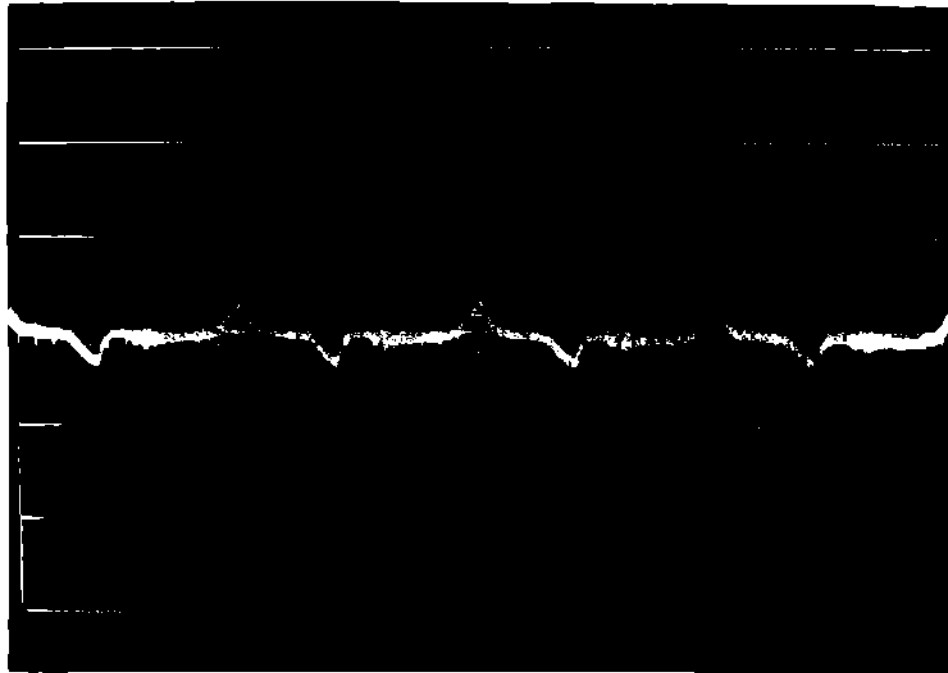


Fig.7.10. Variația tensiunii  $u_1$  în scema din fig.7.8 cu condensatorul C conectat la ieșirea sursei.  $K_Y = 20 \mu\text{s/cm}$  ;  $K_X = 0,27/\text{cm}$

serului. Rezultă un coeficient de variație de aproximativ 2,5% a curentului de alimentare a laserului. Inșă spre deosebire de surse de alimentare din fig.7.5, care funcționează la frecvență joasă, sursa cu circuit de conversie la frecvențe de 20 kHz determină o variație mult mai mică a intensității de la ieșirea laserului datorită inerției proceselor care se desfășoară în tablul de descărcare. În fig.7.11 se prezintă variația intensității fascicului laserului alimentat de la sursa din fig.7.8, cu releul de neconectat, măsurată cu un receptor de bandă largă.

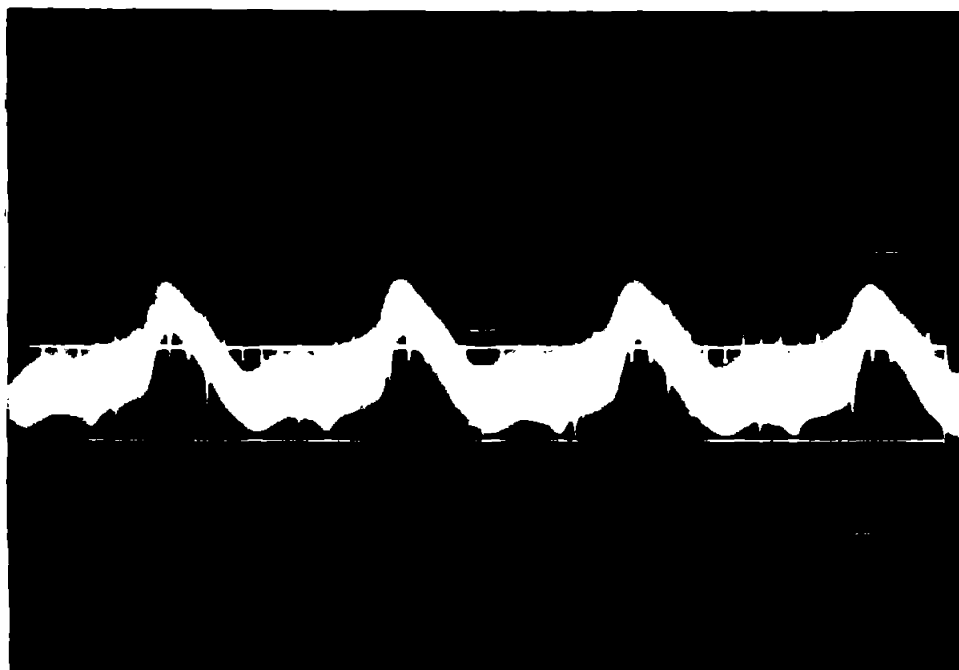


Fig.7.11. Variația intensității fascicului laserului cu He-Ne de 3 m alimentat de la sursa din fig.7.8, cu releul de neconectat.  $K_Y = 20 \mu\text{s/cm}$  ;  $K_X = 0,05 \text{ V/cm}$

TEHNICĂ  
DE MĂSURĂRI

rezultă că modulația de amplitudine parazită a semnalului captat de fotoreceptor este egală cu aproximativ  $100 \text{ mV}_{VV}$ , de două ori mai mare decât tensiunea de zgomot de la ieșirea fotoreceptorului prezentată în fig.7.6.

În fig.7.12 se prezintă variația intensității fasciculului laserului de  $\text{He-Ne}$  alimentat de la sursa din fig.7.8, cu releul  $\text{L}$  conectat.

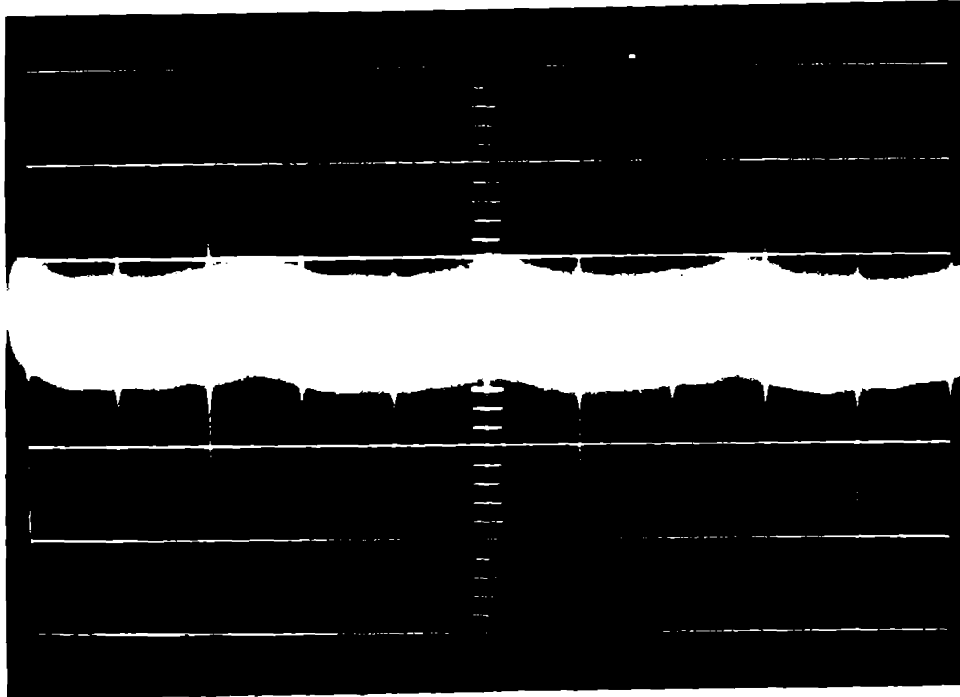


Fig.7.12. Variația intensității fasciculului laserului de  $\text{He-Ne}$  de  $3 \text{ mW}$  alimentat de la sursa din fig.7.8 cu releul  $\text{L}$  conectat.  
 $\Delta_x = 20 \text{ } \mu\text{s/cm}$  ;  $\Delta_y = 0,05 \text{ V/cm}$

Se observă că modulația de amplitudine parazită a semnalului captat de fotoreceptor este egală cu aproximativ  $70 \text{ mV}_{VV}$ , de același ordin de mărime cu tensiunea de zgomot de  $50 \text{ mV}_{VV}$  de la ieșirea fotoreceptorului în absența iluminării, prezentată în fig.7.6, care poate fi acceptată.

Întru creșterea fiabilității schemei din fig.7.8, efectată de defectarea amplificatorului  $\text{A1}$  datorită impulsurilor rapide de înaltă tensiune care apar la sursearea descărcării în tubul laserului, s-au introdus diodele  $\text{D}_9 = \text{D}_{10} = \text{D}_{11}$  și condensatoarele  $\text{C}_9$  și  $\text{C}_{10}$ , cu rol de protecție.

Sursa de alimentare prezentată în fig.7.8 satisface deci condițiile de utilizare la telemetrul cu laser cu fascicul modulat.

#### 7.4.2. Amplificator pentru canalul modulatorului electro-optic transversal.

Întru modularea fasciculului de lumină emis de laserul de  $\text{He-Ne}$  se utilizează un modulator electro-optic transversal [39].

[70],[129],[144],[145], cu cristal KDP, produs la I.P.T.A.R. București. Dimensiunile cristalului sînt de  $11 \times 11 \times 45$  mm și capacitatea internă de 47 pF.

Frecvența maximă de comandă a modulatorului electro-optic transversal, datorită timpului de trecere a luminii prin cristal [13],[69],[70] rezultă din relația

$$f_M = \frac{c}{4 \cdot Y \cdot n_o} \quad (7.43)$$

unde

Y - este dimensiunea cristalului în lungul axei y, după care trece fasciculul luminos

$n_o$  - este indicele de refracție al cristalului uniaxial în direcțiile x, y

c - este viteza luminii, egală cu  $2,99792458 \cdot 10^8$  m/s.

Pentru cristalul dat, cu  $Y = 45$  mm și  $n_o = 1,5$  se obține  $f_M = 1,11$  GHz.

Rezultă că pentru modulatorul dat, frecvența maximă de funcționare este limitată practic de capacitatea internă egală cu 47 pF.

Pentru determinarea tensiunii maxime de comandă în domeniul liniar autorul a proiectat și realizat un amplificator care să asigure la ieșire tensiunea de 600 V vîrf-la-vîrf, amplificarea de tensiune egală cu 100 și banda de frecvență de la 90 Hz la 600 MHz. Schema amplificatorului este prezentată în fig. 7.13.

Pentru a obține tensiunea de 600 V vîrf-la-vîrf la modulatorul electro-optic, folosind tranzistoare cu tensiunea  $U_{max} = 300$  V disponibile [146], a fost elaborată o schemă cu cinci tranzistoare de tip 2N459 conectate în serie. Divizorul  $R_{10} \cdot R_{11} \cdot R_{12} \cdot R_{13} \cdot R_{14}$  asigură distribuția uniformă a tensiunii la bornele colector - emiter ale tranzistoarelor  $T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdot T_4 \cdot T_5$  numai dacă curentul de bază al tranzistoarelor este neglijabil față de curentul prin divizor. Din acest motiv au fost utilizate tranzistoarele  $T_2', T_3', T_4', T_5'$  în conexiune arlington cu  $T_2 \cdot T_3 \cdot T_4$  și  $T_5$ , rezistențele divizorului neputînd fi mășurate prea mult pentru a nu scade excesiv tensiunea de la ieșirea amplificatorului. Amplificarea globală a amplificatorului este 100, fiecare din cele două etaje ale amplificatorului avînd amplificarea egală cu 10. Rezultă că tensiunea de ieșire maximă are valoarea de 6 V vîrf-la-vîrf. Funcția statică de funcționare al amplificatorului se ajustează din rezistența  $R_1$ . Banda de frecvență a amplificatorului este de la 90 Hz la 600 MHz. Condensatoarele  $C_2 \cdot C_3$  asigură lîngirea bună de frecvență de la 110 MHz la 600 MHz. Amplificatorul, realizat pe

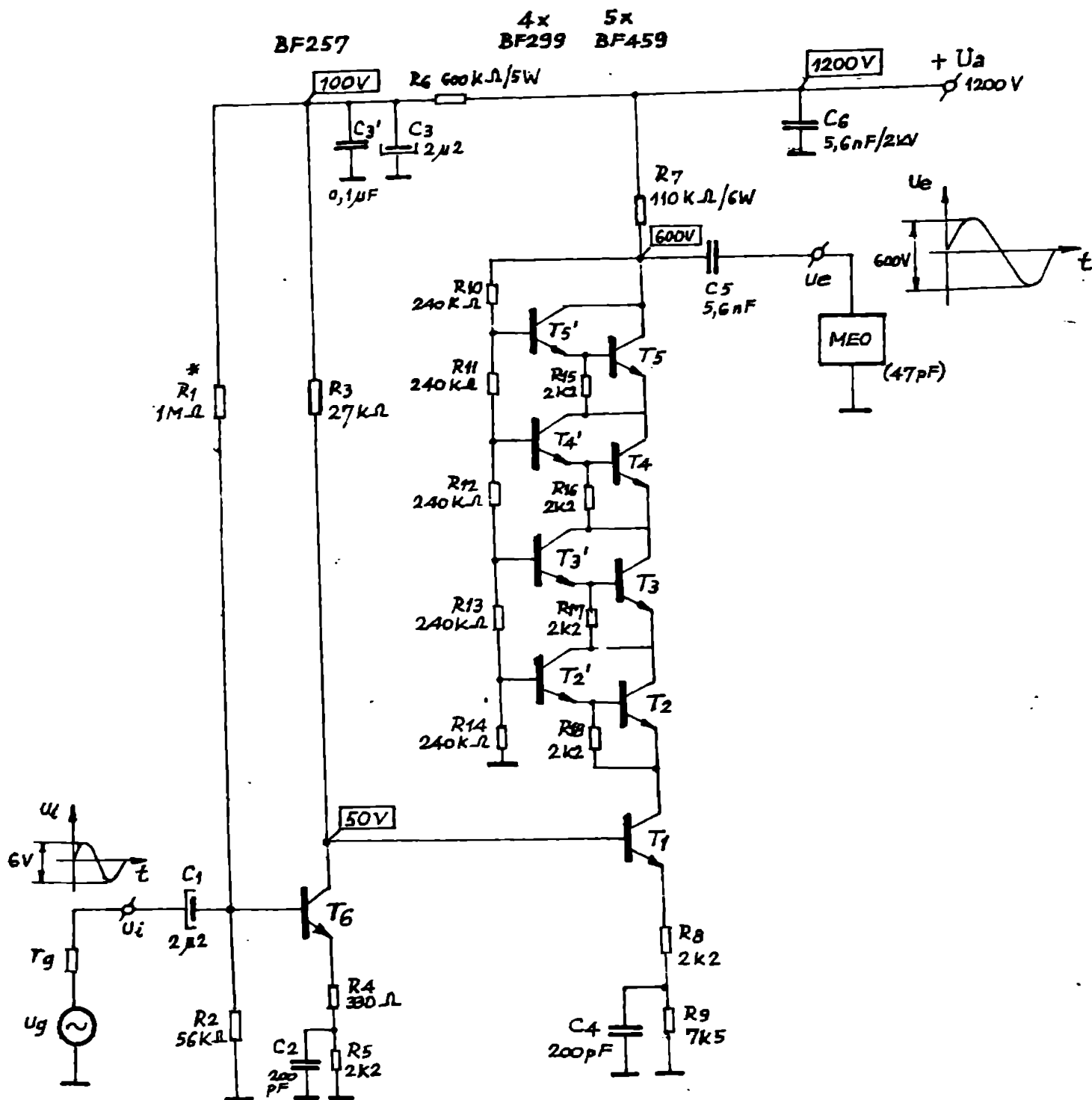


Fig. 7.13. Schema amplificatorului pentru testarea modulatorului electro-optic transversal.

un cablu imprimat cu dimensiunile 50x35 se prezintă în fig. 7.14.

Un ajutorul amplificatorului proiectat a fost testat modulatorul electro-optic transversal și a rezultat tensiunea maximă de comandă pentru a obține modularea în domeniul liniar, de 160 V<sub>vv</sub>. Funcția de funcționare al modulatorului a fost adus la mijlocul zonei liniare - defasaj egal cu  $\pi/2$  - prin utilizarea unei lăse  $\lambda/4$ .

În vederea utilizării modulatorului electro-optic transver-

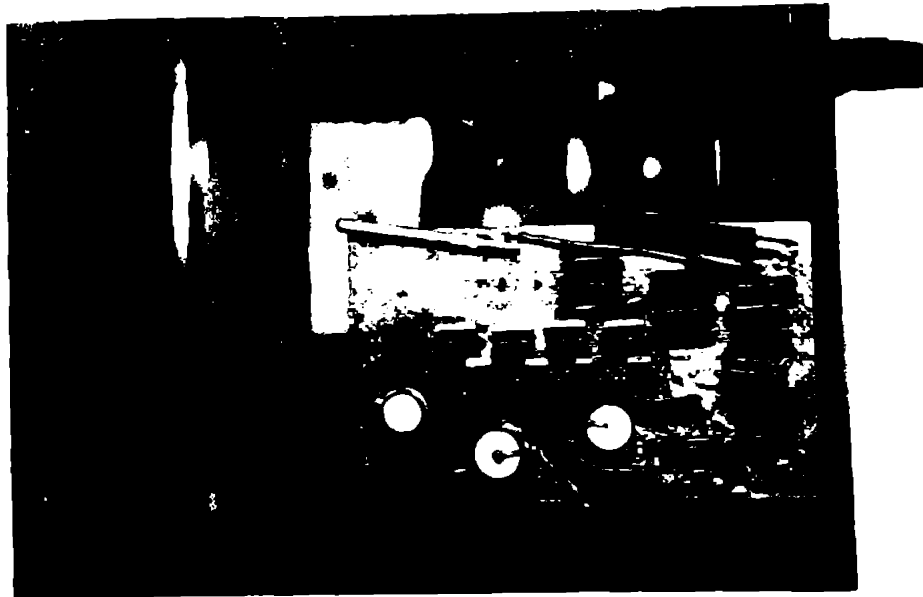


Fig. 7.14. Amplificatorul realizat pentru testarea modulatorului electro-optic transversal

al teletetrului cu laser cu fascicul modulat acestuia se proiectează și realizat amplificatorul de bandă largă din Fig. 7.15. Funcționarea

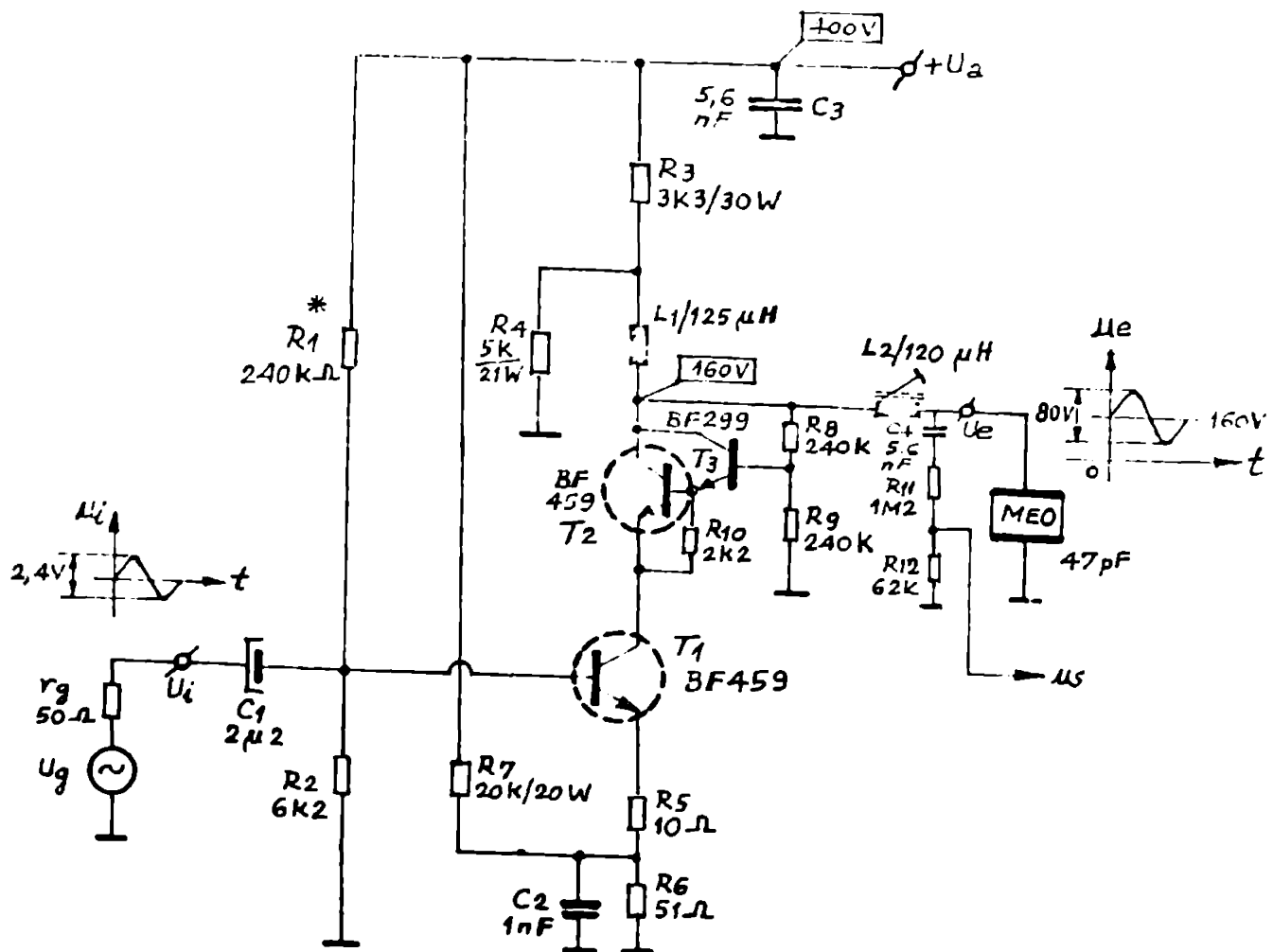


Fig. 7.15. Schema amplificatorului de bandă largă pentru comanda modulatorului electro-optic transversal

caracteristică de funcționare este de 30 V<sub>cc</sub>, iar amplificarea de tensiune este egală cu 14. Pentru a obține excursia de tensiune necesară și a nu

se depăși puterea disipată maximă admisibilă pe tranzistoarele finale se folosesc două tranzistoare tip AP459 în serie,  $T_1$  și  $T_2$ . Pentru a obține frecvența limită superioară cât mai mare se folosește grupul de rezistențe  $R_3, R_4$  care determină rezistența de sarcină echivalentă mică, de  $2 \text{ k}\Omega$ . Punctul static de funcționare a amplificatorului se reglează din valoarea rezistenței  $R_1$ .

Metoda de curleaj direct a modulatorului electro-optic la ieșirea amplificatorului are avantajul principal că elimină la  $\lambda/4$  din sistemul optic modulator și determină astfel o creștere a intensității luminoase emise către reflector.

Tranzistoarele finale  $T_1, T_2$  sînt montate pe un radiator din profil de aluminiu cu dimensiunile de  $58 \times 22 \times 2 \text{ mm}$ , pentru care temperatura capsulei tranzistoarelor nu depășește  $75^\circ\text{C}$  la o putere disipată de aproximativ  $1,5 \text{ W}$  pe fiecare tranzistor. Tranzistorul  $T_3$  asigură distribuția uniformă a tensiunii pe tranzistoarele finale  $T_1, T_2$  determină curenții neglijabili absorbiți din divizorul  $R_8, R_9$  în baza tranzistorului  $T_3$ .

Rezistența  $R_7$  asigură o cădere de tensiune inițială pe rezistențe  $R_6$  și permite excuria tensiunii de ieșire în domeniu larg prin coborînd complet a tranzistorului  $T_1$ .

Frecvența limită inferioară la  $3 \text{ dB}$  este de  $33 \text{ Hz}$ . Condensatorul  $C_2 = 1 \mu\text{F}$  permite lărgirea benzii de frecvență [147] de la  $1 \text{ kHz}$  la  $5,7 \text{ kHz}$ . Inductanțele  $L_1$  și  $L_2$  permit lărgirea benzii de frecvență pînă la  $11 \text{ kHz}$ . Inductanța reglabilă  $L_2$  permite ajustarea corecției amplificatorului la frecvențe înalte în funcție de capacitetea cablului de legătură între amplificator și modulatorul electro-optic, realizînd astfel circuitul echivalent format din capacitetea de ieșire a etajului de amplificare, inductanța  $L_2$  și capacitetea modulatorului electro-optic.

Amplificatorul, realizat în formă fizică pe un cableaj imprimat de  $70 \times 50 \text{ mm}$ , se prezintă în fig. 7.16.

Menționez că schemele prezentate nu au mai fost întâlnite în literatură.

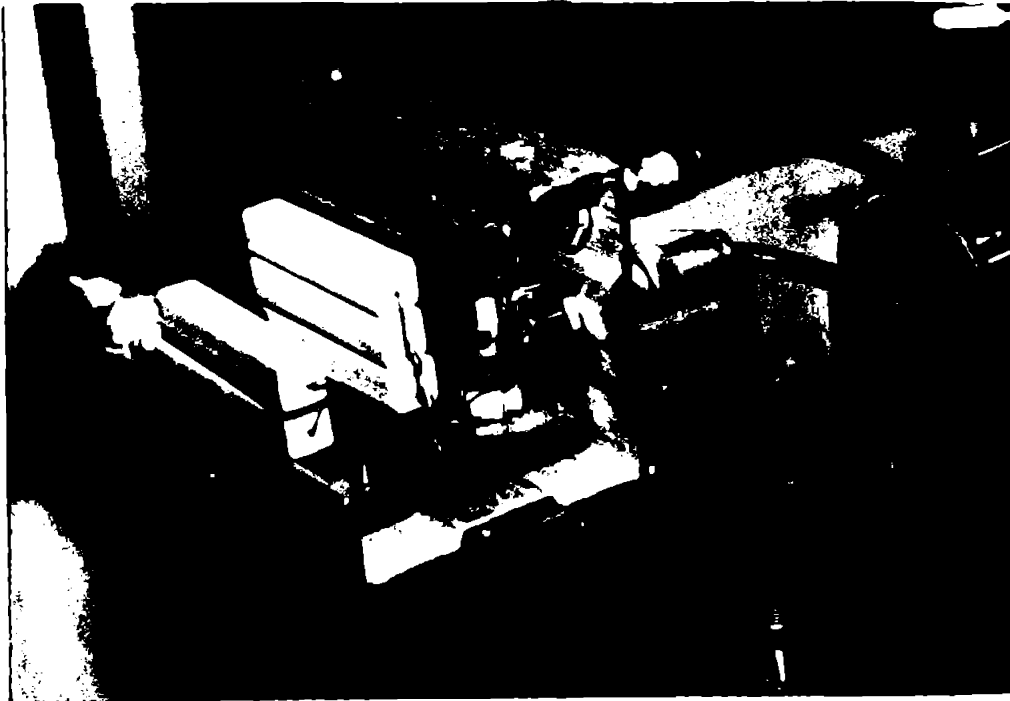


Fig. 7.16. Amplificatorul realizat pentru cascade modulatorului electro-optic transversal la frecvențe de 10 MHz.

#### 7.4. Amplificator de radiație infraroșie modulată, cu diodă semiconductoră

Realizarea în ultimii ani a diodelor emisivă cu efect laser funcționând în regim continuu la temperatură de 300°K [40], [148] permite construcția unui excitator de radiație infraroșie modulată sinusoidal în amplitudine.

Caracteristicile flux radiant în funcție de curentul prin dioda emisivă laser se prezintă în fig. 7.17, în comparație cu o diodă emisivă obișnuită.

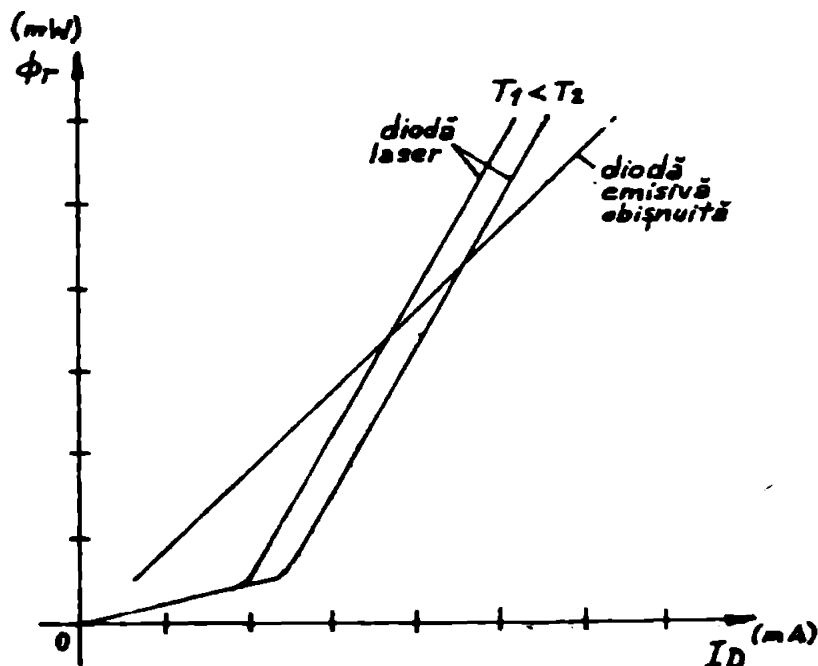


Fig. 7.17. Caracteristicile flux radiant în funcție de curentul prin diodele emisivă laser și obișnuită



de obicei se realizează diode emisivă laser pentru caracteristici care este mai scumpă și efectul ensre pentru curenți mai mari decât o valoare de prag dependentă de tipul diodei și de temperatură. Din acest motiv se recomandă ca diodele laser să funcționeze în regim termostatat.

Autorul a proiectat și realizat experimental un sistem optic pentru un emițător de radiație infraroșie modulată în amplitudine cu diodă emisivă laser funcționând în regim continuu și un circuit de comandă cu stabilizarea valorii medii a intensității radiației emise. Schema sistemului optic se prezintă în fig.7.18.

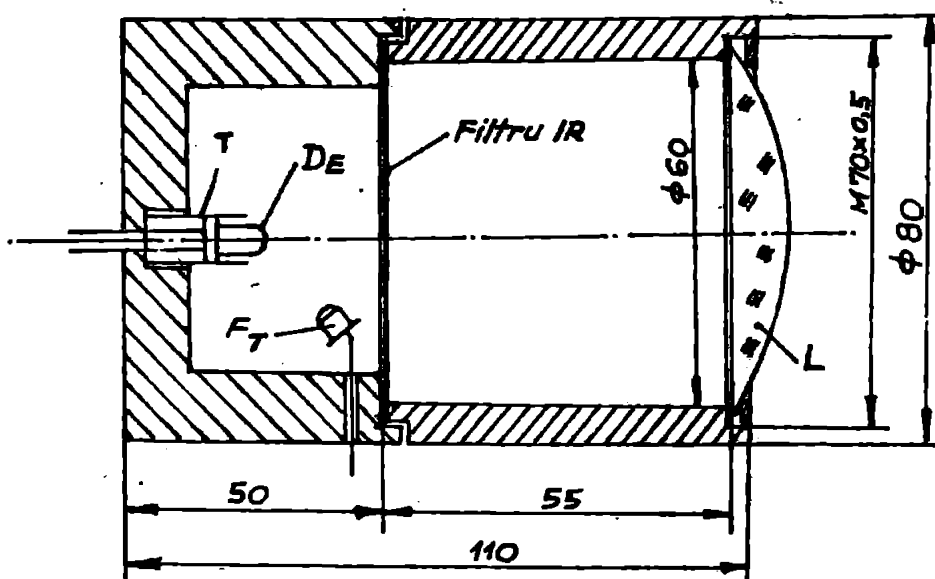


Fig.7.18. Schema sistemului optic al emițătorului de radiație infraroșie modulată, cu diodă emisivă laser. DE - diodă emisivă laser; T - tub de ghidare; FT - fototranzistor; L - lentilă.

Pentru verificarea experimentală a sistemului, în locul diodei laser s-a folosit o diodă emisivă obișnuită de tip UF296A (TRW Electronic Components Group) cu lungimea de undă emisă de  $875 \pm 20$  nm și iluminarea de aproximativ  $5 \text{ mW/cm}^2$  la un curent de 100 mA. Fototranzistorul de tip AFx25 (Aisens) este plasat în conul caracteristicii de directivitate a diodei emisive. Filtrul pentru infraroșu are o bandă de trecere în domeniul infraroșu apropiat - 0,8 la 1,5  $\mu\text{m}$  - și este realizat din peliculă foto-grafică reversibilă color nepusată, dar dezvoltată normal. Lentila plan-convexă L are distanța focală de 0,100 m. Pentru alinierea sistemului optic, dioda emisivă în IR a fost înlocuită cu o diodă emisivă în domeniul vizibil, de culoare verde pentru a se situa la caracteristică maximă a sensibilității umane. Poziția

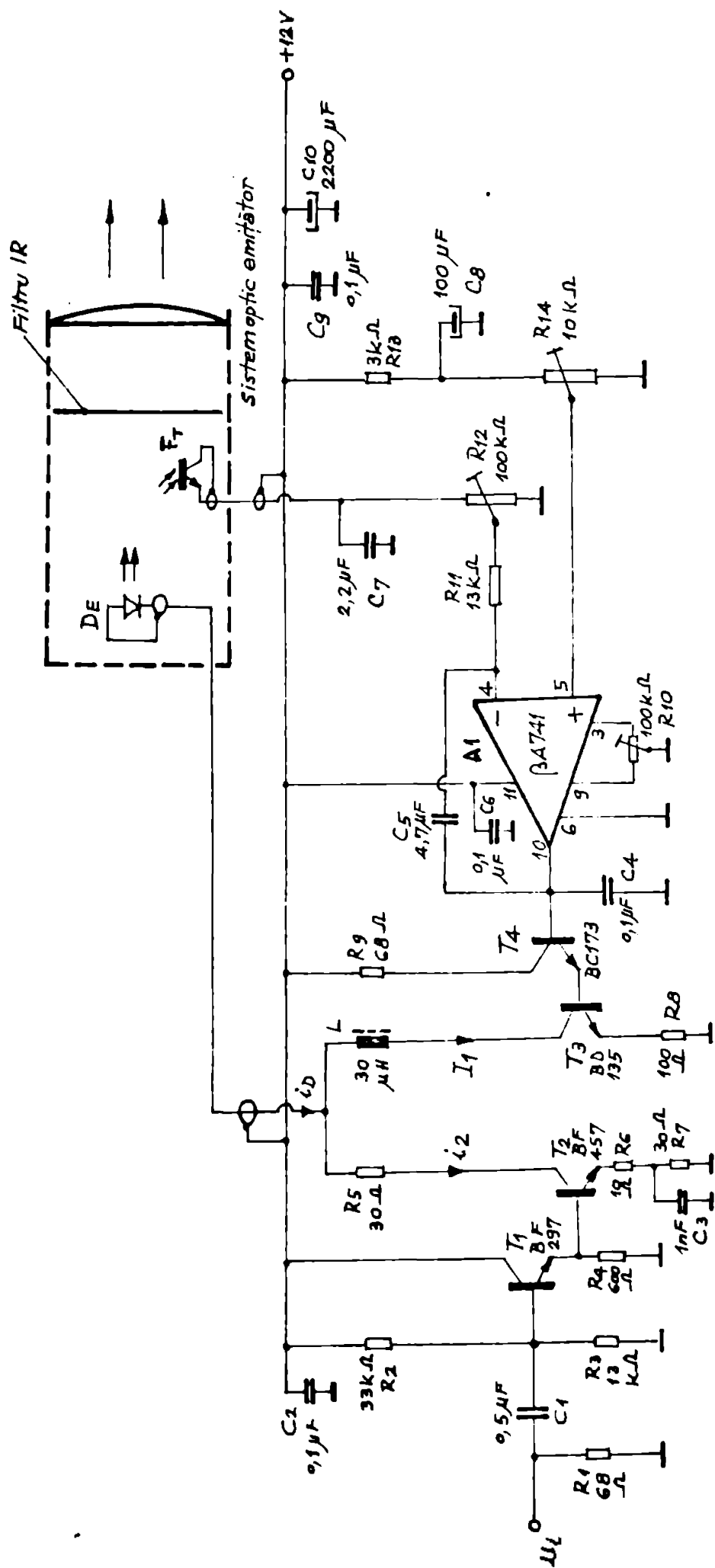


Fig. 7.19 Schema circuitului de comandă pentru dioda semiconductoră, cu stabilizarea valorii medii a intensității radiației emise.

corectă a diodei emiseive a fost determinată prin deplasarea secției în tubul de ghidare T și urmărind ce diametrul spotului emis la distanțe de 10 m să fie de aproximativ 60 mm.

În fig.7.19 se prezintă schema circuitului de comandă pentru dioda semiconductoră, cu stabilizarea valorii medii a intensității radiației emise. Pentru proiectarea circuitului s-a adoptat pentru curentul  $I_1$  o valoare medie de 60 mA, mai mic decât valoarea maximă de 150 mA dată în catalog. Curentul  $I_2$  din colectorul tranzistorului T<sub>2</sub> are valoarea medie de 50 mA și valoarea de vârf de 90 mA. Pentru curentul de compensare  $I_2$  s-a ales valoarea de 10 mA și rezultă că valoarea medie a curentului  $I_1$  este de 60 mA la o variație între 20 și 100 mA. Cu potenționetrul semireglabil R<sub>14</sub> se reglează valoarea curentului de compensare  $I_1$ , iar cu R<sub>10</sub> poate fi corectată fin valoarea  $I_1$ . Cu potenționetrul semireglabil R<sub>12</sub> se reglează amplificarea în buclă de reacție negativă de compensare. Fototranzistorul P<sub>T</sub> măsoară valoarea medie a iluminării date de dioda semiconductoră emisivă și poate avea deci frecvențe limită scăzută. Frecvența maximă de funcționare a circuitului de comandă este limitată în cazul experimentului de parametrii diodei emiseive și s-a obținut valoarea de 1 MHz.

Circuitul a fost realizat pe o placă cu oblaș imprimat de dimensiunile 100x60 mm și este prezentat în fig.7.20

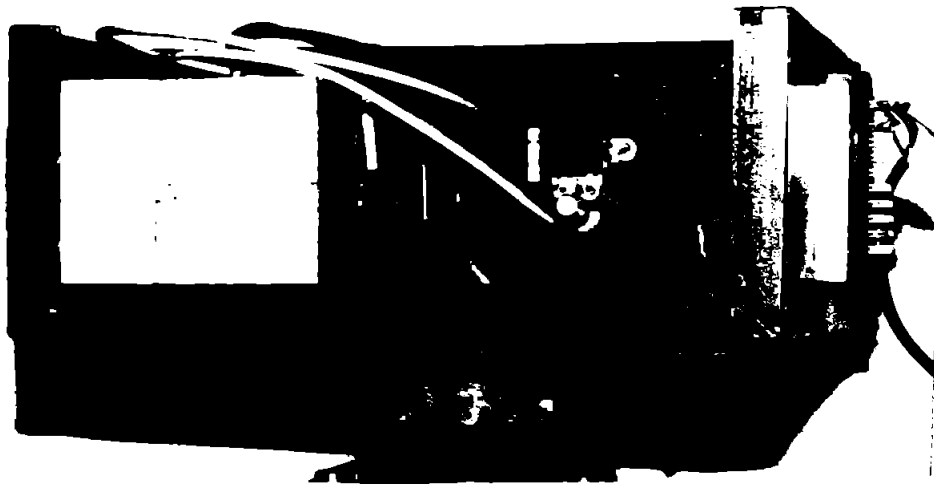


Fig.7.20. Circuitul realizat pentru modularea în amplitudine a radiației infraroșii emise de dioda semiconductoră

În fig.7.21 se prezintă sistemul emițător asamblat împreună cu fotoreceptorul.

Fotoreceptorul folosește ca element sensibil la radiația infraroșie o fotodiodă PIN cu siliciu de tip BP104 (Siemens).

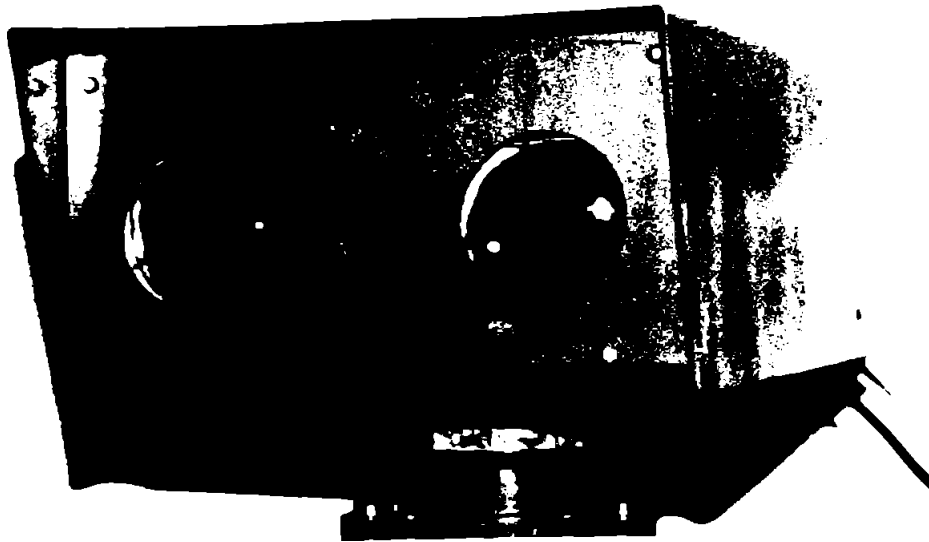


Fig.7.21. Sistemul emițător asamblat împreună cu receptorul

În fig.7.22 se prezintă oscilogrammele tensiunii de intrare în circuitul emițătorului din fig.7.19,  $u_1$  - jos - și semnalul rezultat la ieșirea fotoreceptorului - sus - la frecvența de 1 MHz.

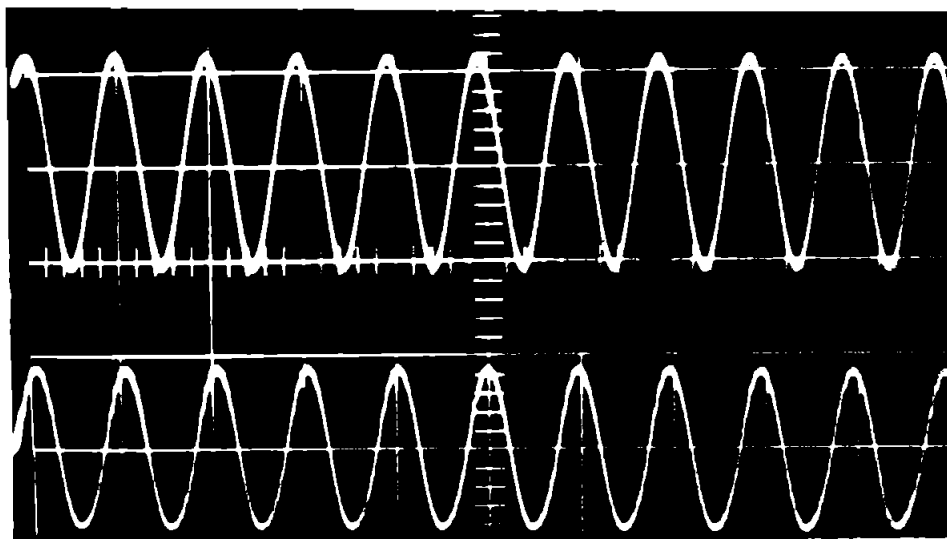


Fig.7.22. Semnalul de intrare în circuitul emițător,  $u_1$  - jos - și semnalul de la ieșirea fotoreceptorului - sus.  $k_x = 1 \text{ ps/cm}$ ;  $k_y = 1 \text{ V/cm}$

Reflexia s-a obținut la distanțe de 6 m, cu un reflector plan.

Rezultă că sistemul experimentat este remarcabil de simplu și poate fi utilizat în aceeași formă la realizarea unui telemetru cu fascicul modulat cu distanțe maxime de 150 m.

Menționăm că schemele prezentate nu au mai fost întâlnite în literatură.

#### 7.5. Fotoreceptor pentru telemetru cu laser cu fascicul modulat

Fotoreceptorul a fost proiectat și realizat experimental de autor în două variante : cu fotodetector cu siliciu și cu fotomulti-

plicator și treouie să permită recepționerea fasciculului luminos modulat în amplitudine cu frecvențe de 10 MHz.

Am stabilit punctul de funcționare al fotodetectorului cu siliciu în regim fotoconductiv, cu tensiunea de polarizare inversă egală cu 11 V, pentru ca frecvența maximă să fie cât mai mare. Dezavantajul curentului rezidual mai mare nu contează, deoarece interesăm numai componenta alternativă a semnelului recepționat.

În fig.7.23 se prezintă schema fotoreceptorului cu fotodetector cu siliciu și amplificator de bandă largă.

Fotodetectorul utilizat este de tip PIN-5D (U.D.T.Inc.) având timpul de răspuns minim de 15 ns, suprafața activă de 5,1 mm<sup>2</sup> și sensibilitatea de aproximativ 0,52 A/W la 11 V și 632,8 nm. Pentru rezistorul R în serie cu fotodetectorul am adoptat valoarea de 1 kΩ față de 50 Ω la timpul de răspuns minim, stabilind un compromis între timpul de răspuns și sensibilitate pentru frecvența semnelului recepționat de 10 MHz.

Amplificatorul este format din două etaje conectate în cascadă, cu amplificatoarele operaționale tip RO8 733 (I.C.S.I.T.C.S. București). Primul etaj asigură o amplificare de tensiune egală cu 50, iar amplificarea medie a celui de-al doilea etaj este de 16, regleabilă cu ajutorul rezistenței R<sub>g</sub>. Rezultă o amplificare de tensiune globală medie aproximativ egală cu 500. Banda de frecvență a amplificatorului, măsurată la 3 dB, este între 425 Hz și 26 MHz.

În fig.7.24 se prezintă semnelul rezultat la ieșirea fotoreceptorului cu fotodetector cu siliciu, u<sub>o</sub>, montat în telemetrul cu laser a cărui schemă optică a fost prezentată în § 7.1, pentru o singură reflexie pe oglindă mobilă plasată la distanța de 7 m.

Se observă că amplitudinea semnelului este de aproximativ 0,9 V<sub>vv</sub> la frecvența de lucru de 10 MHz a telemetrului propus. În scopul eliminării semnelor perturbatoare, modulele fotodetector și amplificator au fost prevăzute cu ecrane de protecție și toate conexiunile exterioare s-au realizat cu cabluri ecranate.

În fig.7.25 se prezintă fotoreceptorul cu fotodetector PIN cu siliciu realizat experimental.

Fluxul radiant aplicat la intrarea fotoreceptorului poate fi calculat cu relația

$$\phi_E = \frac{U_{ovv}}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot A_U \cdot R_1 \cdot b_{Dr}} \quad (7.44)$$

unde

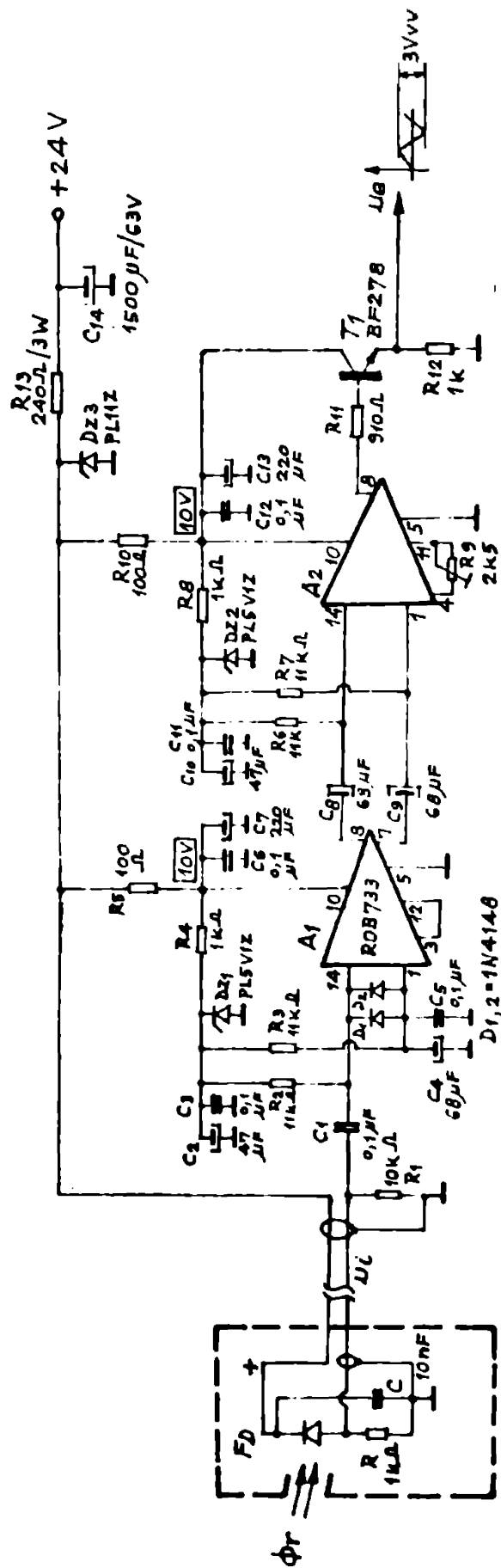


Fig. 7.23 Schema fotoreceptorului cu fotodetector cu siliciu și amplificator de bandă largă.

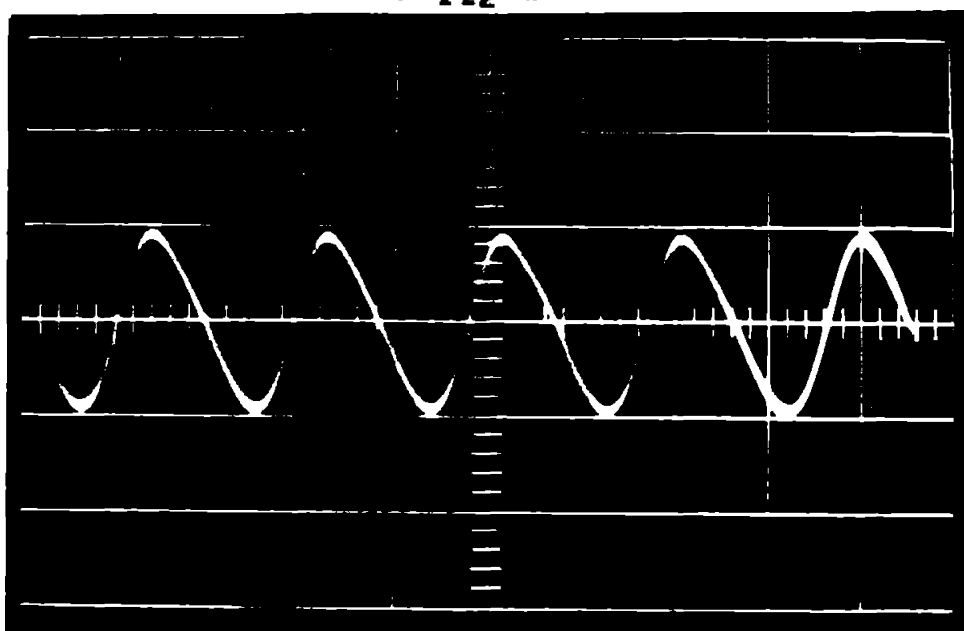


Fig.7.24. Semnalul la ieșirea fotoreceptorului realizat cu fotodetector cu siliciu.  $\lambda = 50 \text{ ns/cm}^2$ ,  $k_V = 0,5 \text{ V/cm}$

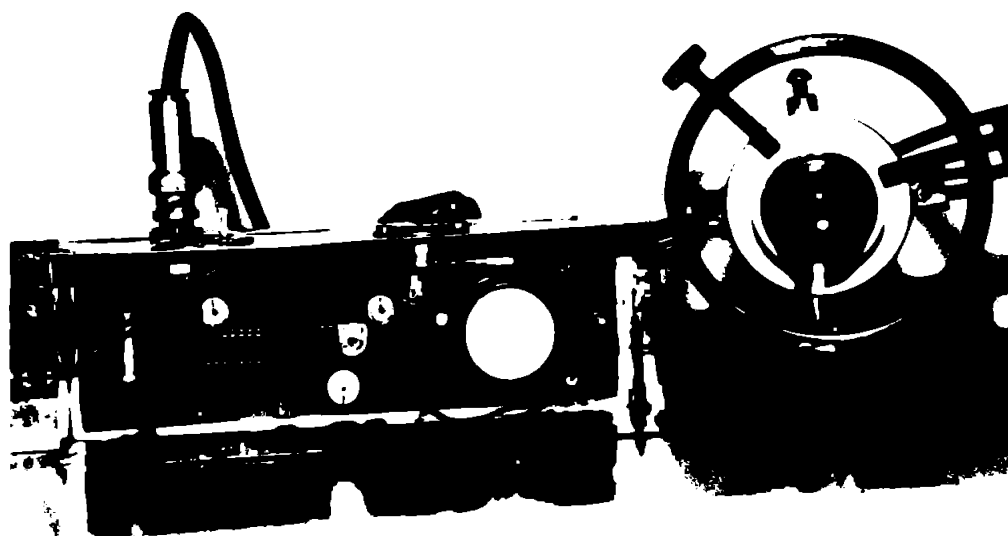


Fig.7.25. Fotoreceptorul cu fotodetector PIN cu siliciu realizat experimental

- $\Phi_r$  - este fluxul radiant (W)
- $J_{evv}$  - este tensiunea vîrf-la-vîrf coținută la ieșirea fotoreceptorului (V)
- $A_J$  - este amplificarea de tensiune a amplificatorului din fotoreceptor
- $R_i$  - este rezistența echivalentă de intrare a amplificatorului ( $\Omega$ )
- $S_{pr}$  - este sensibilitatea radiantă a fotodetectorului (A/W).

Pentru  $J_{evv} = 0,5 \text{ V}$ ,  $A_J = 500$ ,  $R_i = 500$  și  $S_{pr} = 0,32 \text{ A/W}$  rezultă valoarea fluxului radiant la intrarea fotoreceptorului egală cu  $2,21 \mu\text{W}$ .

Pentru a obține o sensibilitate mai bună se proiectează și realizează experimental un fotoreceptor cu fotomultiplicatorul tip ФФУ-68 (У.В.Л.С.) avînd frecvența maximă de aproximativ 100 MHz,

suprafața activă a fotocathodului egală cu  $78,5 \text{ cm}^2$  și sensibilitățile de  $0,1 \text{ A/lm}$  la tensiunea anodică de  $700 \text{ V}$  și  $1 \text{ A/lm}$  la tensiunea de  $920 \text{ V}$ . În fig.7.26 se prezintă schema modului fotodetector realizat cu fotomultipliator. Din catalog se recomandă ca  $H$  să fie mai mică decât  $100 \text{ k}\Omega$ , iar  $R_1 = 0,7 R$  și s-au ales valorile  $R = 174 \text{ k}\Omega$  și  $R_1 = 110 \text{ k}\Omega$ . Rezistența  $R_2$  a rezultat de voință mare ca un compromis între sensibilitate și frecvență maximă de lucru.

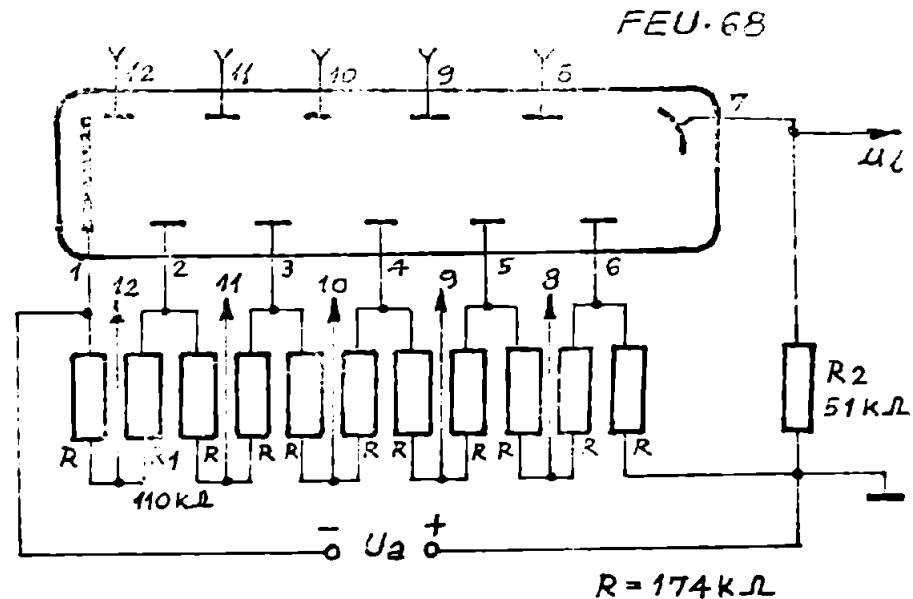


Fig.7.26. Schema fotodetectorului realizat cu fotomultipliator

Pentru efectuarea comparației cu fotodetectorul cu siliciu, am exprimat sensibilitatea fotometrică în sensibilitate radiometrică [150], [151]. Rezultă ecuația

$$S_{Mf} = S_{Rf} \cdot K \cdot V \quad (7.45)$$

unde

- $S_{Mf}$  - este sensibilitatea radiometrică a fotomultipliatorului ( $\text{A/lm}$ )
- $S_{Rf}$  - este sensibilitatea fotometrică a fotomultipliatorului ( $\text{A/lm}$ )
- $K$  - este echivalentul fotometric al radiației, egal cu  $680$  ( $\text{lm/W}$ ) la  $555 \text{ nm}$
- $V$  - este sensibilitatea spectrală relativă a ochiului uman (eficiența luminoasă fotopică relativă) egală cu  $0,2398$  la  $632,8 \text{ nm}$  [149].

Rezultă că fotomultipliatorul are sensibilitățile (radiometrice) de  $16,3 \text{ A/W}$  la  $U_a = 700 \text{ V}$  și  $163 \text{ A/W}$  la  $920 \text{ V}$ , deci de aproximativ  $50$  respectiv  $500$  de ori mai sensibil decât fotodetectorul cu siliciu.



În Fig.7.27 se prezintă fotodetectorul realizat experimental, iar în Fig.7.28 se prezintă semnalul rezultat la ieșirea fotoreceptorului cu fotomultiplicator în condițiile de la Fig.7.24.

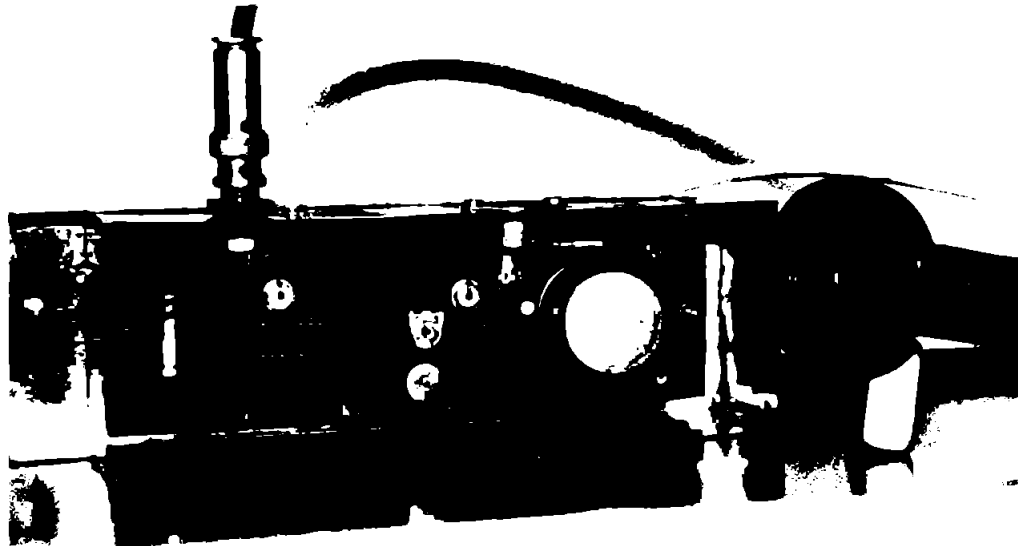


Fig.7.27. Fotodetectorul cu fotomultiplicator realizat experimental

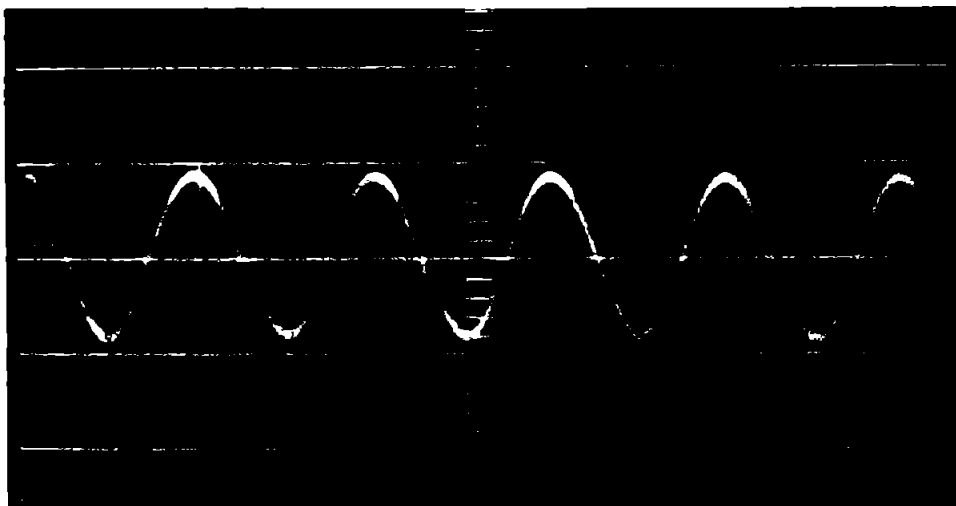


Fig.7.28. Semnalul rezultat la ieșirea fotoreceptorului cu fotomultiplicator.  $K_X = 50 \text{ nA/cm}$  ;  $K_Y = 1 \text{ V/cm}$

Tensiunea de alimentare a fotomultiplicatorului a fost de 420 V.

Cu fotoreceptorul realizat cu fotomultiplicator, alimentat la tensiunea de 920 V, pot fi măsurate semnale de intrare pentru care fluxul radiant este de 4,42  $\mu\text{W}$ , ceea ce satisface cerințele impuse la telemetrul cu laser cu fasciculul modulat propus. Derivate componente continue nu deranjează în acest caz deoarece se amplifică numai componenta alternativă a semnalului.

Tensiunea de zgomot, rezultată la ieșirea fotoreceptorului în absența fasciculului de lumină este egală cu 40 mV pentru tensiunea de alimentare de 480 V la fotomultiplicator. Dar pentru semnalele de intrare de intensitate mică, la care fotodetectorul cu siliciu nu are sensibilitate suficientă, trebuie utilizat fo-

semnificativ și se determină în acest caz o tensiune de alimentare optimă pentru care raportul semnal/șumot rezultă maxim.

Menționez că schemele 7.19, 7.23 nu au mai fost întâlnite în literatură.

### 7.6. Schema telemetrului cu laser cu fascicul modulat realizat experimental

În fig.7.29 se prezintă schema bloc a telemetrului cu laser cu fascicul modulat realizat experimental. Notațiile din schemă au următoarea semnificație :

- L.He-Ne - laser cu heliu-neon
- hA<sub>h</sub> - sursă de alimentare stabilizată
- L  $\lambda/2$  - lamă defazoare  $\lambda/2$
- MEOT - modulator electro-optic transversal
- AMEO - amplificator pentru modulatorul electro-optic
- O<sub>X</sub> 1,2 - oscilatoare cu cristal de cuarț
- CO - comutator optic
- DF - divizor de fascicul
- O<sub>1,2</sub> - obturatoare
- (I) - cale internă
- (E) - cale externă
- C - colimator
- R<sub>M</sub> - reflector mobil
- R<sub>F</sub> - reflector fix
- A - analizor
- FR - fotoreceptor
- FD - fotodetector
- AFD - amplificator pentru fotodetector
- CC - circuit de comandă a obturatorilor
- MF - sistem de măsurare a fazei
- AFR<sub>M</sub> - schimbătoare de frecvență de referință și de măsură
- ALC - schemă logică de comandă
- CISCU - circuit de falșare a erorilor datorită comutatorului optic
- RTM - registru pentru timpul de măsurare
- RDM - registru pentru distanța măsurată
- AMM - afișarea distanței măsurate

În figura 7.30 se prezintă sistemul optico-electronic al telemetrului cu laser cu fascicul modulat, realizat experimental.

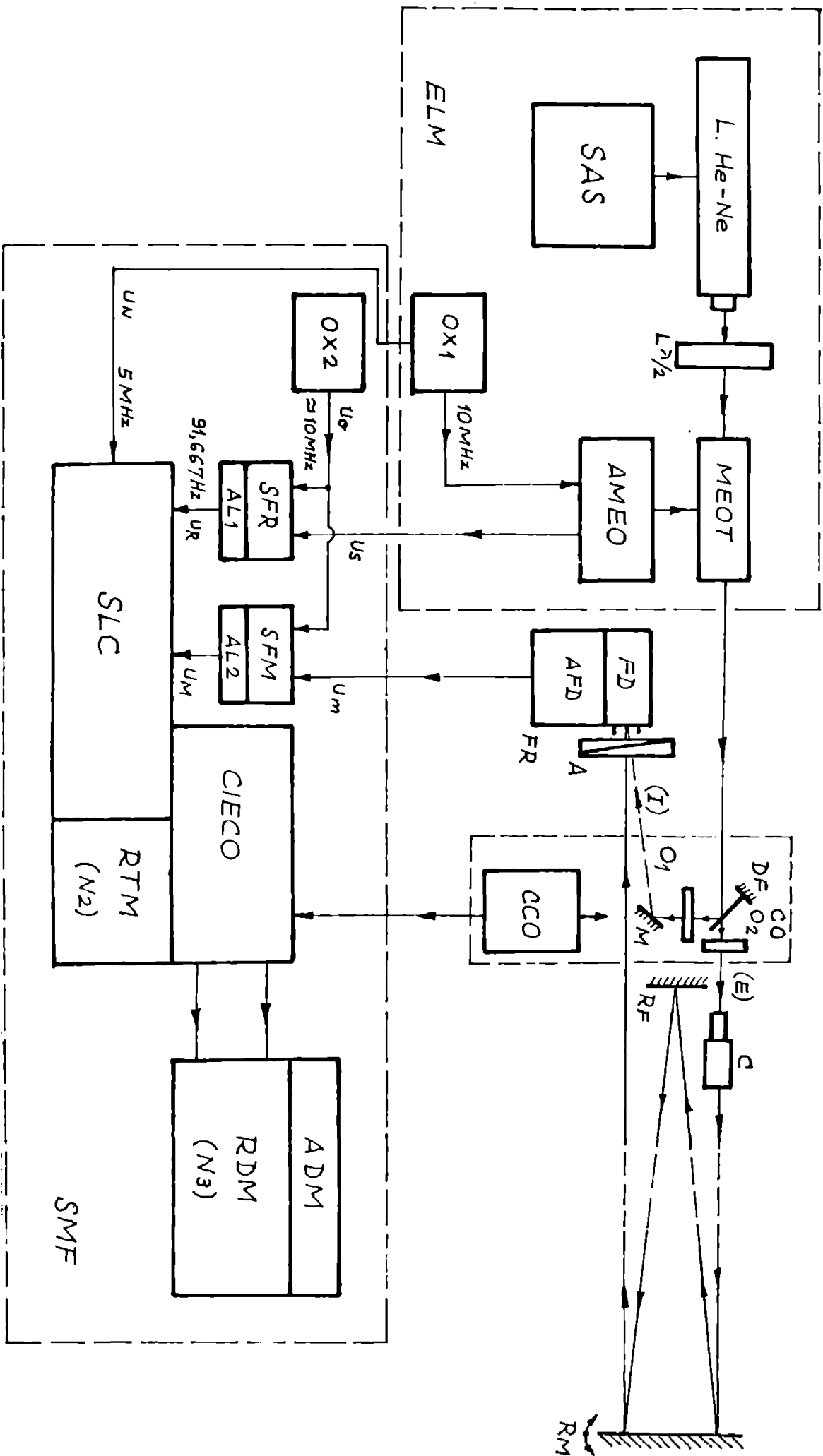


Fig. 7.29 Schema bloc a telemetrului cu laser cu fasciculi modulati realizat experimental.

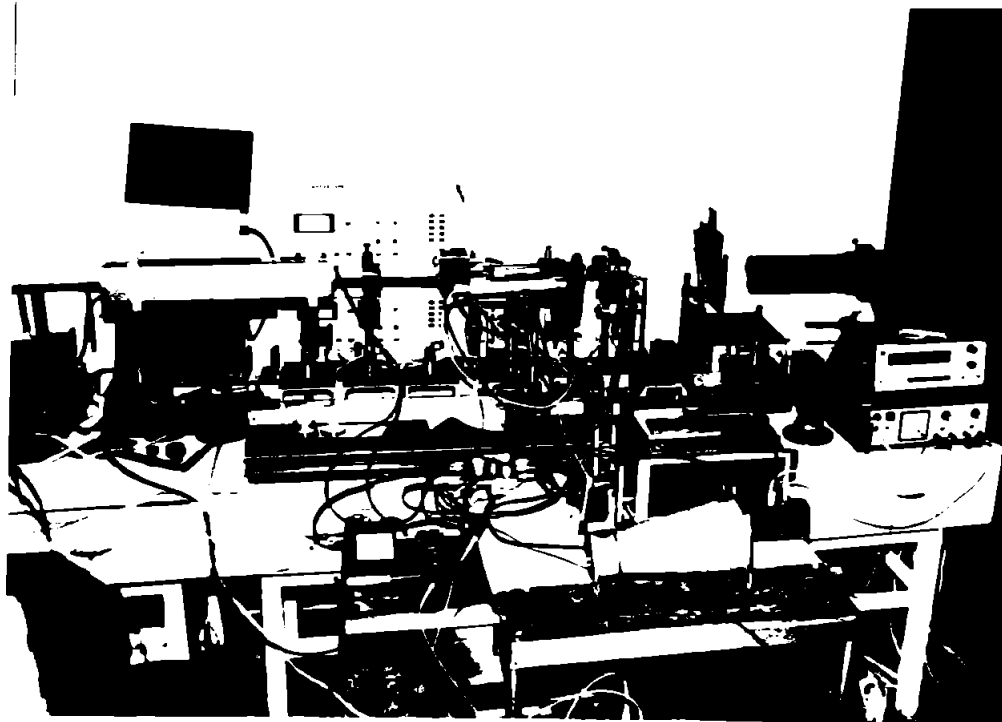


Fig.7.30. Sistemul optico-electronic al telemetrului cu laser cu fasciculul modulat realizat experimental

Vederea de ansamblu a telemetrului cu laser cu fasciculul modulat se prezintă în fig.7.31

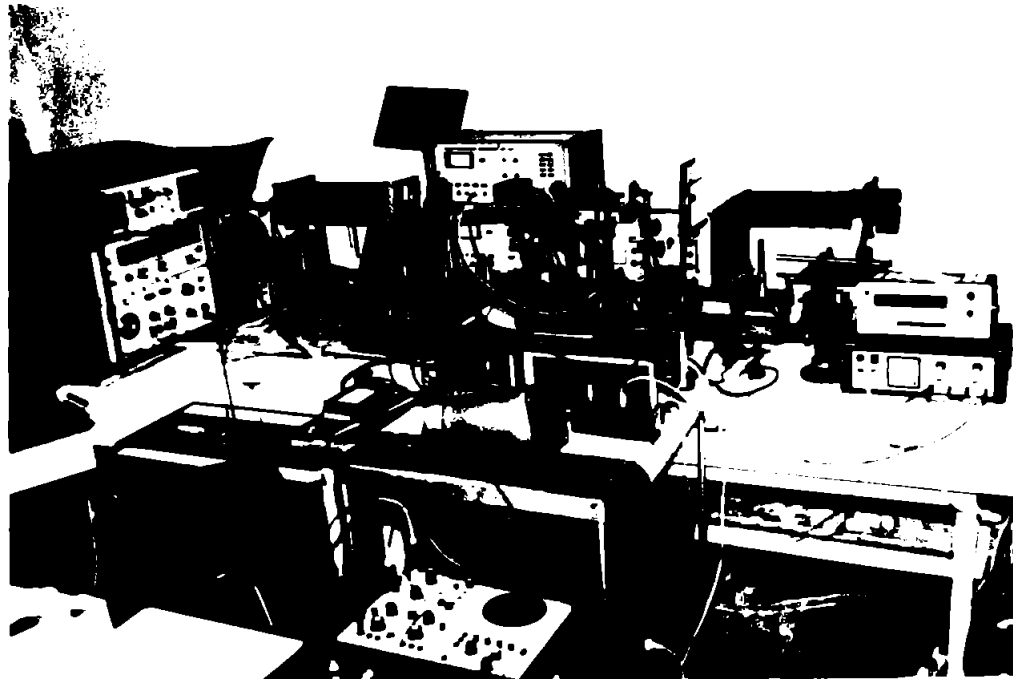


Fig.7.31. Vedere de ansamblu a telemetrului cu laser cu fasciculul modulat realizat experimental

Laserul cu He-Ne, sursa de alimentare stabilizată, modulato-  
rul electro-optic transversal și amplificatorul pentru coșonda  
acestuia sînt cele descrise în 7.5. Lensa defazoare  $L \lambda/2$  permi-  
te rotirea fină a planului de polarizare al luminii liniar polari-  
zate în plan vertical, provenită de la laserul cu He-Ne, astfel

Incît la ieşirea fotoreceptorului să se obţină semnal maxim. Unghiul rezultat experimental este de aproximativ  $22,5^\circ$ , pentru care unghiul planului de polarizare al fasciculului incident MSOT este  $45^\circ$  faţă de orizontală. Analizorul A este un polarizor liniar plasat tot la aproximativ  $45^\circ$  faţă de orizontală şi reglat fin pentru semnal maxim la ieşirea fotoreceptorului.

Oscilatoarele OX1,2 cu cristal de cuarţ trebuie să aibă o stabilitate mai bună decît  $10^{-9}$  la frecvenţa de aproximativ 10 MHz. Experimental se foloseşte două generatoare de frecvenţă etalon de tip SA 531 (R.S.O.). Oscilatorul OX1 are frecvenţa  $f=10000000$ , Hz iar OX2 a fost modificat pentru frecvenţa  $f + f_1 = 1000091,667$  Hz. Frecvenţa intermediară s-a ales de aproximativ 100 Hz din consideraţii de măsurare a fazei cu precizia cerută, calculată cu relaţia

$$\varepsilon_\varphi = \varepsilon_D = \pm \frac{D_f}{D_{\max}} = \varepsilon_{f1} \quad (7.46)$$

rezultă pentru telemetrul propus, cu  $D_f = 0,5$  mm şi  $D_{\max} = 15$  m,  $\varepsilon_\varphi = \pm 3,3 \cdot 10^{-5}$ . Valoarea exactă a frecvenţei intermediare  $f_1 = 91,667$  Hz rezultă la proiectarea sistemului de măsurare a fazei. Eroarea admisibilă determinată de instabilitatea frecvenţei oscilatoarelor cu cristal de cuarţ poate fi determinată cu relaţia

$$\varepsilon_f = \frac{\varepsilon_{f1} \cdot f_1}{f} \quad (7.47)$$

şi se obţine  $\varepsilon_f = 3 \cdot 10^{-10}$ .

În fig.7.32 se prezintă semnalele de la ieşirea MSO -  $u_s$  - şi de la ieşirea fotoreceptorului -  $u_m$  - pentru reflectorul mobil plasat la distanţa de aproximativ 6,5 m.

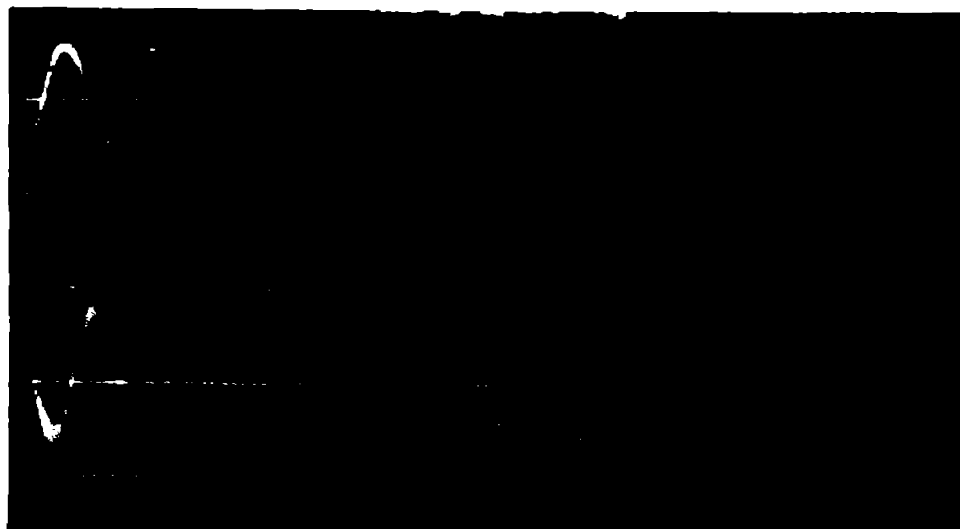


Fig.7.32. Semnalele  $u_s$  - sus - şi  $u_m$  - jos.  $K_Y = 0,1$  ps/cm ;  $K_Y \text{ sus} = 0,2$  V/cm ;  $K_Y \text{ jos} = 1$  V/cm.

Comutatorul optic permite măsurarea distanței  $D_E$  pe calea externă și a distanței  $D_I$  pe calea internă. Distanța măsurată  $D$  rezultă din relația

$$D = D_E - D_I \quad (7.48)$$

Se elimină astfel defecșele variabile care constituie derive elementelor sistemului optico-electronic. Comutatorul optic este compus din divizorul de fascicul, obturatorile  $O_{1,2}$  realizate cu celule Pockels oglinde  $M$  și circuitul de comandă a obturatorilor. Ca obturatoare se pot utiliza dispozitive cu cristale lichide. În montajul experimental realizat, divizorul de fascicul este o oglindă de suprafață care întretaie fasciculul, astfel încât o parte din lumină scudată este trimisă către oglinde  $M$ . Transmisia în anticșază a celor două fascicule - extern și intern - se realizează cu un obturator electromecanic compus dintr-un peler de aluminiu cu perforații montat pe axul unui motor sincron care, alimentat de la reșeaua de 220 V/50 Hz are 375 rotații/minut. Rezultă frecvența de rotație a obturatorului de 6,25 Hz, ceea ce corespunde cu 160 ms/rotație. Perforațiile asigură transmiterea neîntreruptă a fiecărui fascicul timp de aproximativ 80 ms. Oglinda  $M$  este o oglindă plană realizată din straturi dielectrice, cu coeficientul de reflexie egal cu 99,94, de tipul celor folosite la fabricarea laserelor la I.P.T.A.R. București.

Colimatorul este reglabil și permite focalizarea fasciculului la intrarea în fotoreceptor.

Fotoreceptorul realizat cu fotomultiplicator este cel prezentat în § 7.5.

Sistemul de măsurare a fazei se bazează pe principiul schimbării de frecvență [152], [153], [154]. Pentru proiectarea sa s-a urmat următoarea condiție de funcționare :

defecșajul se măsoară numeric timp de cîte  $N_1 = 5$  perioade ale frecvenței intermediare pe fiecare cale - externă și internă - și se determină valoarea cumulată  $N_2 = 55$  de măsurări. Capacitatea registrului pentru distanța măsurată  $N_3$  se determină cu relația

$$N_3 = \frac{t_{N_3}}{T_H} \quad (7.49)$$

unde

$t_{N_3}$  - este durata de umplere a RAM

$f_H$  - este frecvența oscilatorului care determină rezoluția de numărare.

Pentru  $t_{N_3}$  se alege valoarea de 3s, iar  $f_H$  se impune, din condiția de realizare a rezoluției de măsurare a fazei  $\varphi_E = 2,1 \cdot 10^{-4}$  rad,

conform relației

$$f_H \geq \frac{f_1}{\epsilon \varphi} = \frac{f_1 \cdot 2 \pi}{\varphi_2} \quad (7.50)$$

Rezultă  $f_H = 2,8$  MHz și am ales valoarea de 5 MHz, pentru care se obține  $N_2 = 15 \cdot 10^6$ . Perioada frecvenței intermediare rezultă din relație

$$T_1 = \frac{t_{N3}}{N_1 \cdot N_2} \quad (7.51)$$

și se obține  $T_1 = 10,9091$  ns, ceea ce corespunde la  $f_1 \approx 91,667$  Hz.

Schimbătorile de frecvență de referință și de măsură le-am realizat după o schemă originală realizată cu circuitul integrat tip TBA 570 produs la I.P.R.S. Băneasa, prezentată în fig. 7.33.

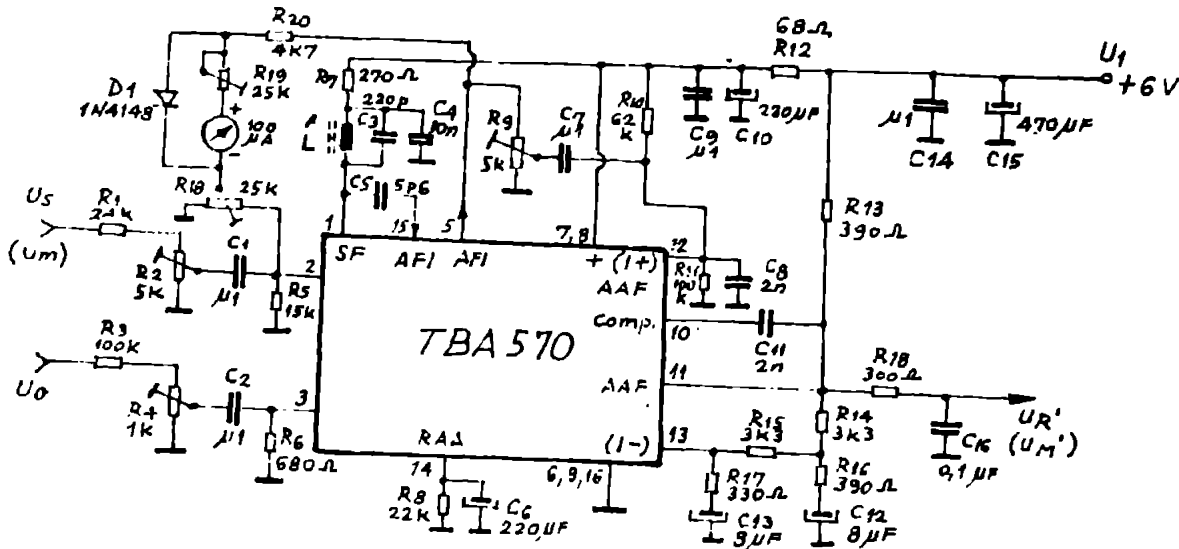


Fig. 7.33. Schemă schimbătorului de frecvență realizat cu circuitul integrat tip TBA 570

Deosebirea față de schemele clasice constă în faptul că amplificatorul de frecvență intermediară conținut de circuitul integrat primește la intrare semnalul de 10 MHz modulat în amplitudine cu componente de frecvență intermediară  $f_1 = 91,667$  Hz, circuitul L-C<sub>3</sub> fiind acordat pe frecvențe de 10 MHz. Astfel, semnalul de frecvență intermediară  $f_1$  rezultă la ieșirea detectorului de amplitudine și este amplificat în continuare de amplificatorul de audiofrecvență al circuitului integrat. Condensatorul C<sub>3</sub> e ales de 220 pF și rezultă  $L = 1,15$  pH. Pentru factorul de calitate al circuitului L-C<sub>3</sub> se recomandă în catalog  $Q \geq 80$  și rezultă valoarea rezistenței coazinei  $r_L \leq 0,9 \Omega$ , de unde se obține diametrul minim al conduc-

torului de bobinaj egal cu 0,08 mm. Diametrul conductorului de bobinaj este egal cu 0,2 mm. Bobina L este realizată pe o carcasă cu miez de ferită regleoil, cu diametrul exterior de 6 mm, pe care este bobinat 12 spire. Acordul bobinei L este făcut în montaj, pentru a obține semnal maxim la ieșirea schimbătorului de frecvență. Regleajul automat al amplificării asigură o eficiență de aproximativ 60%.

Schimbătoarele de frecvență sunt realizate pe o placă imprimată, fiecare având dimensiunile 60x60 mm și se montează în compartimente separate ale unei cutii cu rol de ecran electromagnetic. În fig. 7.34 se prezintă cele două schimbătoare de frecvență asamblate.

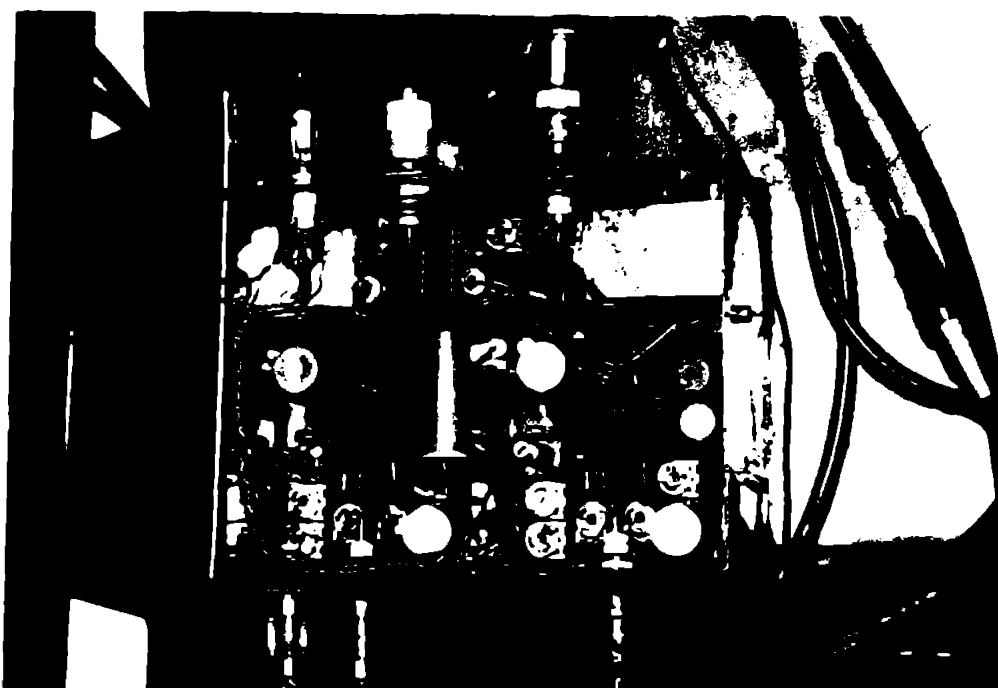


Fig. 7.34. Schimbătoarele de frecvență de referință și de măsură, asamblate

Semnalele de la ieșirile schimbătoarelor de frecvență se prezintă în fig. 7.35



Fig. 7.35. Semnalele de la ieșirile schimbătoarelor de frecvență de referință - sus - și de măsură - jos.  $K_{\gamma} = 205 \text{ cm}$ ;  $K_{\gamma} = 0,5 \text{ V/cm}$



Pentru un optic senzel-agenot, amplitudinile senzelor  $u_R'$  și  $u_M'$  se reglează la valoarea de aproximativ  $1 V_{VV}$ .

Senzele  $u_R$  și  $u_M$  se aplică la circuitele  $AL_{1,2}$  cu rol de amplificare și limitare, realizate cu circuitul integrat  $EM3302$  produs la IPNS Băneasa, prezentat în fig.7.36. Notățiile din paranteză se referă la canalul de măsură, identic cu cel de referință și realizat cu cealaltă jumătate a circuitului  $EM3302$ .

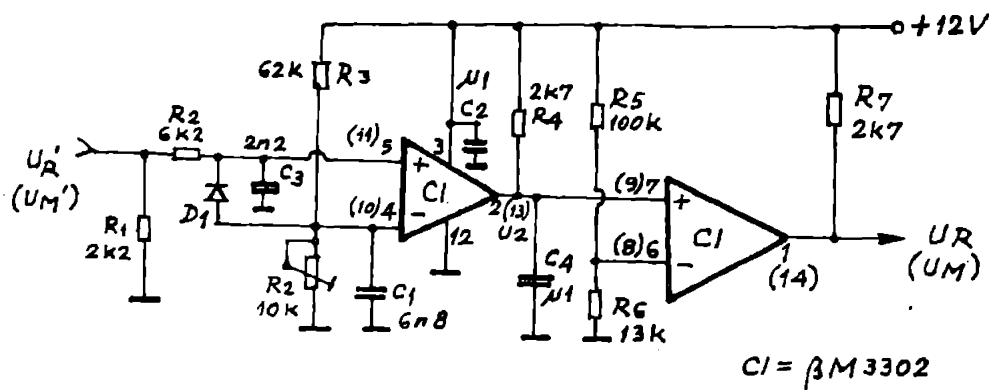


Fig.7.36. Schema circuitului de amplificare și limitare

Circuitele  $AL_1$  și  $AL_2$  au fost realizate pe cablaj imprimat de dimensiunile  $50 \times 70$  mm și montate în cel de-al treilea compartiment al cutiei de ecranare din fig.7.34.

Senzele  $u_R$  și  $u_M$  se aplică la schema logică de comandă prezentată în fig.7.37. În fig.7.38 se prezintă schema circuitului pentru înlăturarea incertitudinii la comutarea optică, iar în fig.7.39 se prezintă schema registrului pentru timpul de măsurare. Funcționarea sistemului de măsurare a fazei poate fi urmărită după formele de undă ale senzelor prezentate în fig.7.40. Circuitele compensare rapide cu rezoluție de aproximativ  $0,1$  mV sunt realizate după o schemă cu reacție pozitivă [138]. Fronturile exterioare ale senzelor  $u_{M1}$  și  $u_{R1}$  rezultate determină comanda circuitului bistabil CI5 din  $BLC$  care stă în starea 1 logic pe durata defazajului dintre  $u_{M1}$  și  $u_{R1}$ . Rezultă că impulsurile  $u_M$ , formate de comparatorul integrat CI7, trec spre registrul pentru durata măsurată pe durata defazajului dintre  $u_M$  și  $u_R$ .

Circuitul pentru înlăturarea erorilor datorită comutatorului optic primește senzelul sincron cu comutarea optică de la senzorul inductiv BI. Senzelul  $u_{00}$  format de transistorul  $T_1$  are valoarea 0 logic pe durata în care fasciculul de lumină trece pe calea exte-

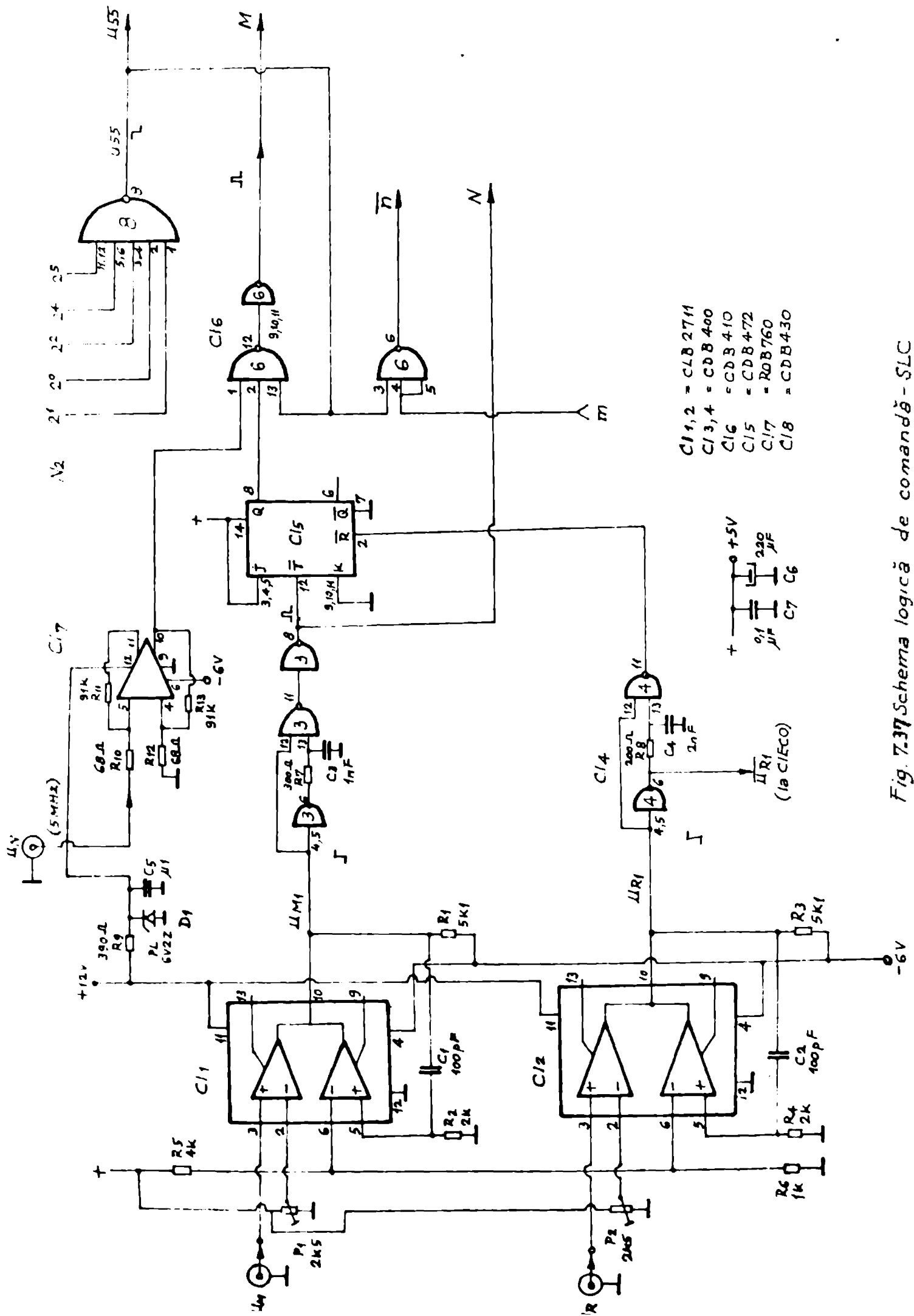


Fig. 7.37 Schema logică de comandă - SLC

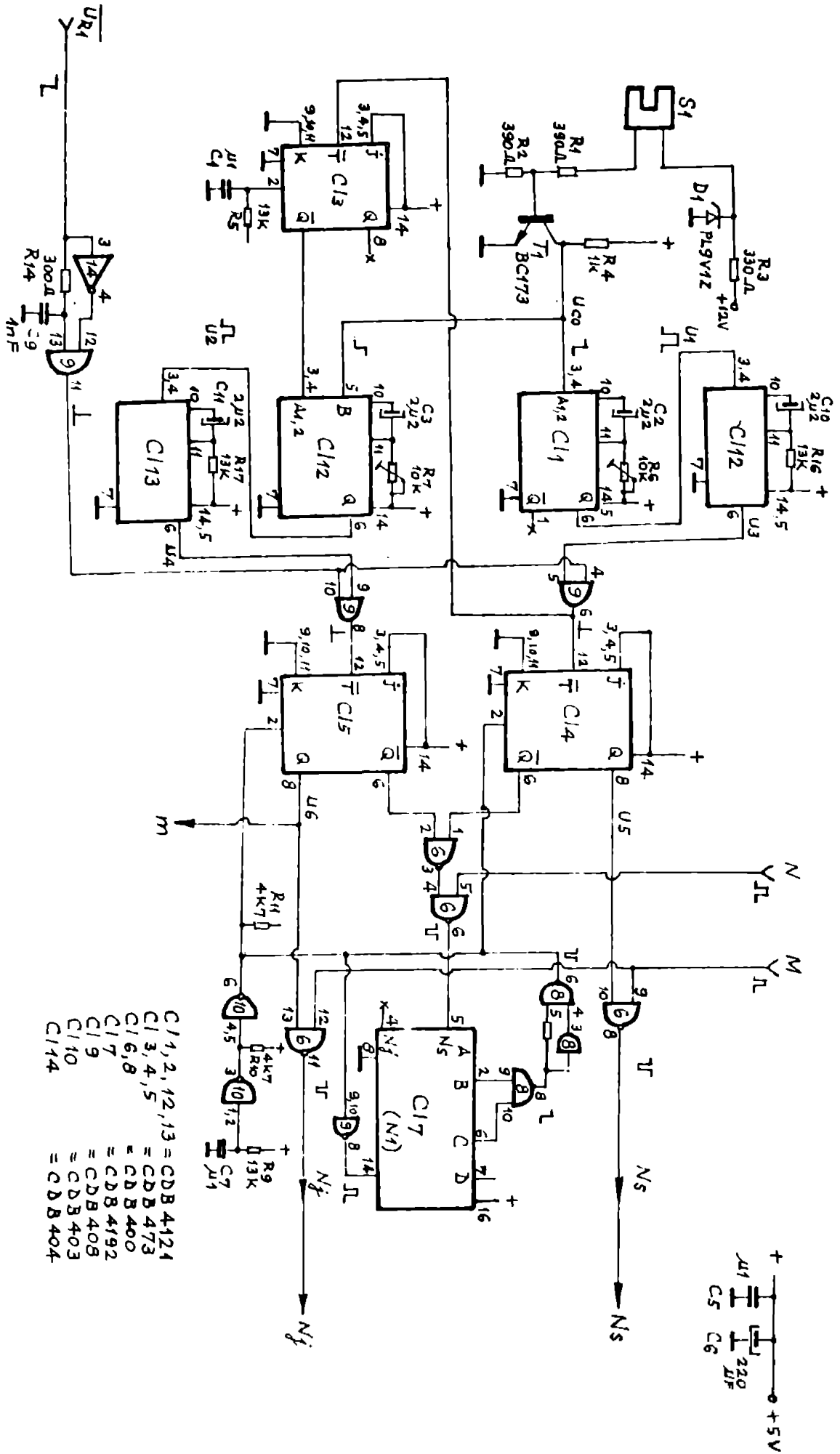


Fig. 7.38 Schema circuitului pentru înlăturarea erorilor datorită comutatorului optic - CIECO.

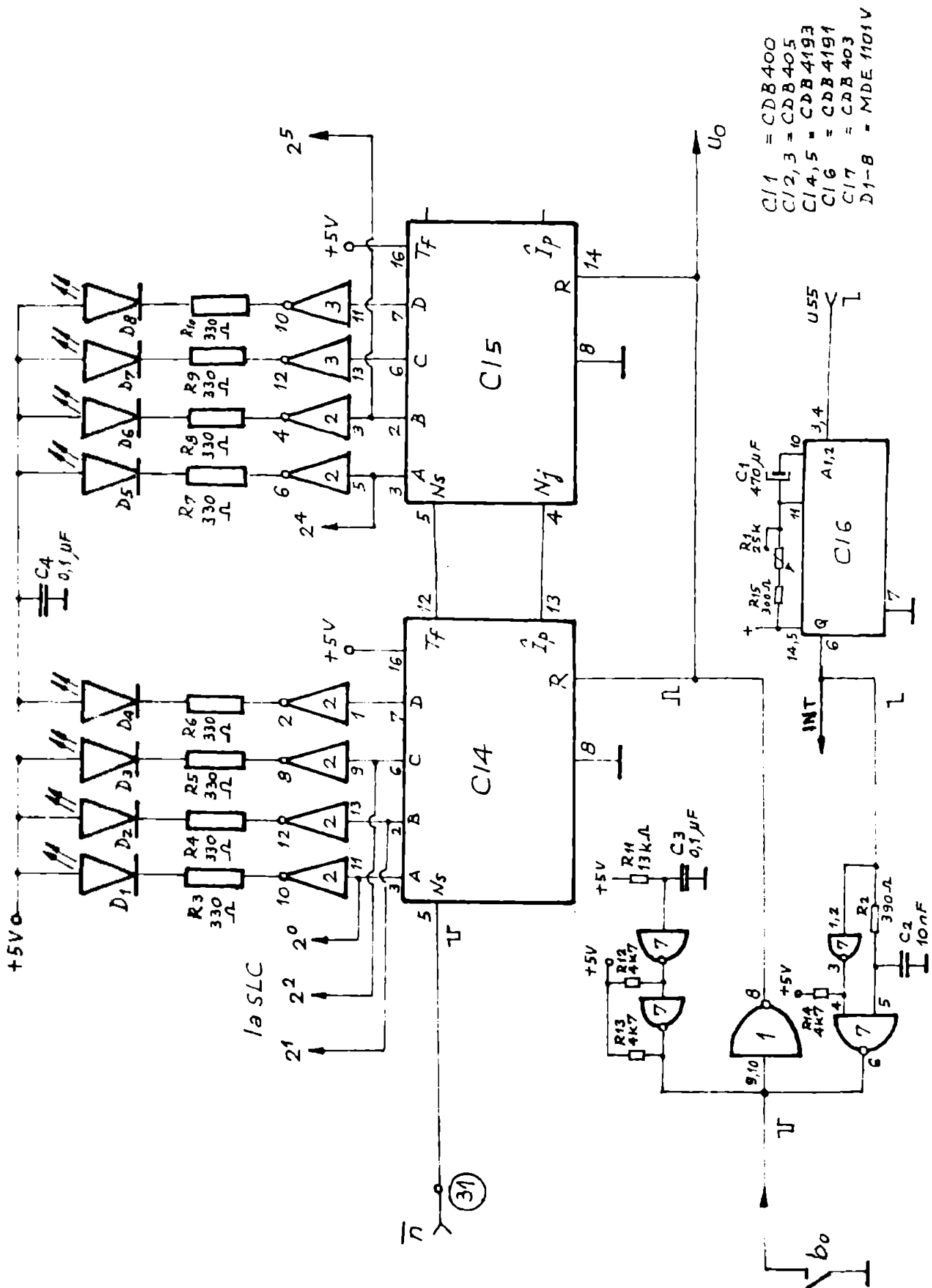


Fig. 7.39 Schema registrului pentru timpul de măsurare.

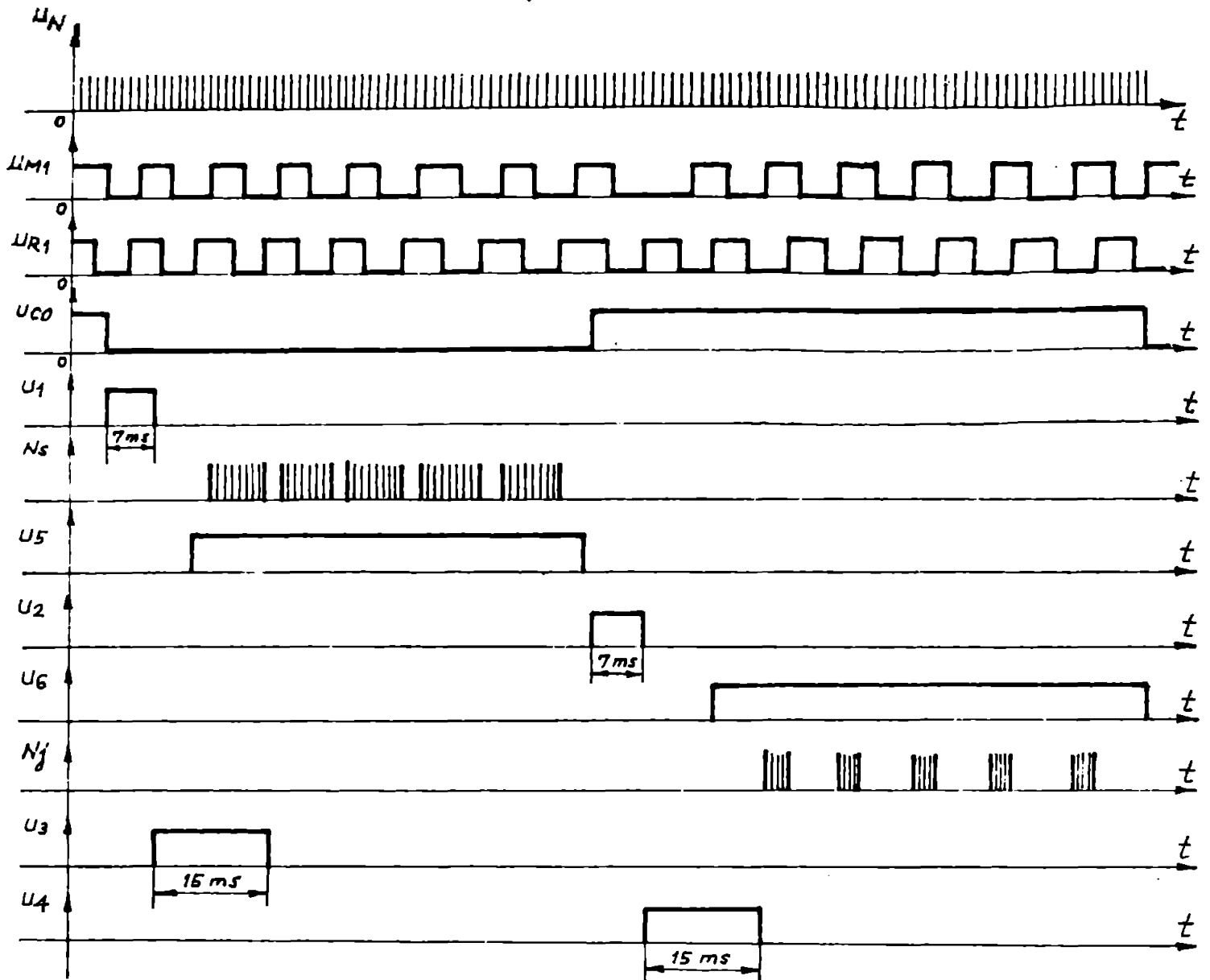


Fig.7.40. Formele de undă ale semnalelor în sistemul de măsurare a fazei

rișoară. La comutarea fasciculelor de lumină pe fiecare din căi, circuitele monostabile CI1,2 din CISC0 inhibă măsurarea pe o durată reglabilă pînă la maxim 15 ms, necesară comutării sigure a luminii modulate și stabilizării fazei semnalelor la ieșirile schimbătoarelor de frecvență. Circuitul bistabil CI4 din CISC0 asigură incrementarea RDM pentru calea externă, iar CI5 asigură decrementarea RDM pentru calea internă în scopul efectuării diferenței  $D_2 - D_1$ .

Numărătorul CI7 și decodificatorul CI8 din CISC0 asigură măsurarea pe durata a 5 perioade la fiecare comutare optică.

Registrul pentru timpul de măsurare și decodificatorul 8 din SIC permit măsurarea timp de 55 de perioade ale comutatorului optic, corespunzător cu aproximativ 8,8 s. Circuitul monostabil CI6 din REB asigură timpul de așteptare a valorii măsurate, reglabil pînă la valoarea maximă de aproximativ 8 s. Am reglat acest timp la aproxi-

metiv 1,2 s, astfel încât cadența de măsurare a telemetrului să fie de 10 s.

În fig.7.41 se prezintă circuitul pentru înlăturarea erorii datorită comutatorului optic și schema logică de comutare a sistemului de măsurare a fazei realizate de autor.

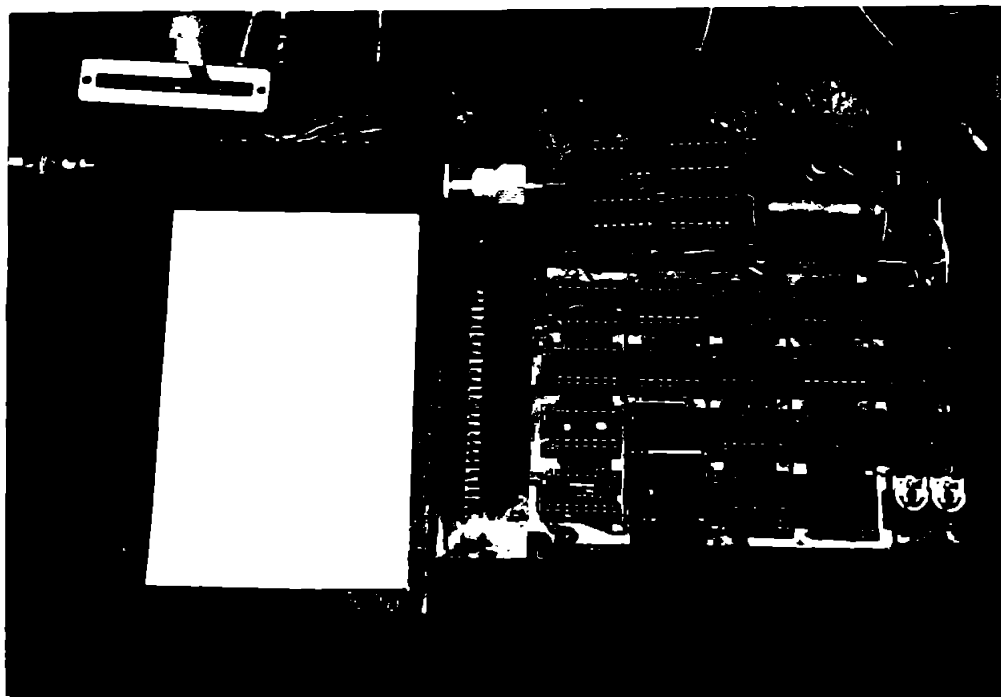


Fig.7.41. Circuitele sistemului de măsurare a fazei realizat de autor

În fig.7.42 se prezintă schema registrului pentru distanța măsurată, cu afișare.

Semnalele  $u_2$  și  $u_3$  măsurate cu osciloscopul catodic la intrarea AIC se prezintă în fig.7.43.

În fig.7.44 se prezintă semnalele  $u_{M1}$  și  $u_{R1}$  la ieșirile comparatorilor cu reacție pozitivă din AIC.

În fig.7.45 se prezintă semnalele  $u_{C0}$  și  $u_2$  din circuitul pentru înlăturarea erorilor datorită comutatorului optic.

Semnalele  $u_{C0}$  și  $u_2$  se prezintă în fig.7.46.

Se observă că perioada  $u_{C0}$  este de aproximativ 160 ns, durata  $u_2$  este de aproximativ 16 ns, iar durata  $u_4$  este de aproximativ 28 ns.

Alocarea în metri a distanței măsurate apare la afișajele cu diode fotoemitive cu șapte segmente A1 - 6 produse la Microelectronic București. Unghiul cel mai puțin semnificativ reprezintă zecimile de milimetru.

Menționez că schemele telemetrului cu laser cu fascicul modulat prezentate cu au mai fost întâlnite în literatură.

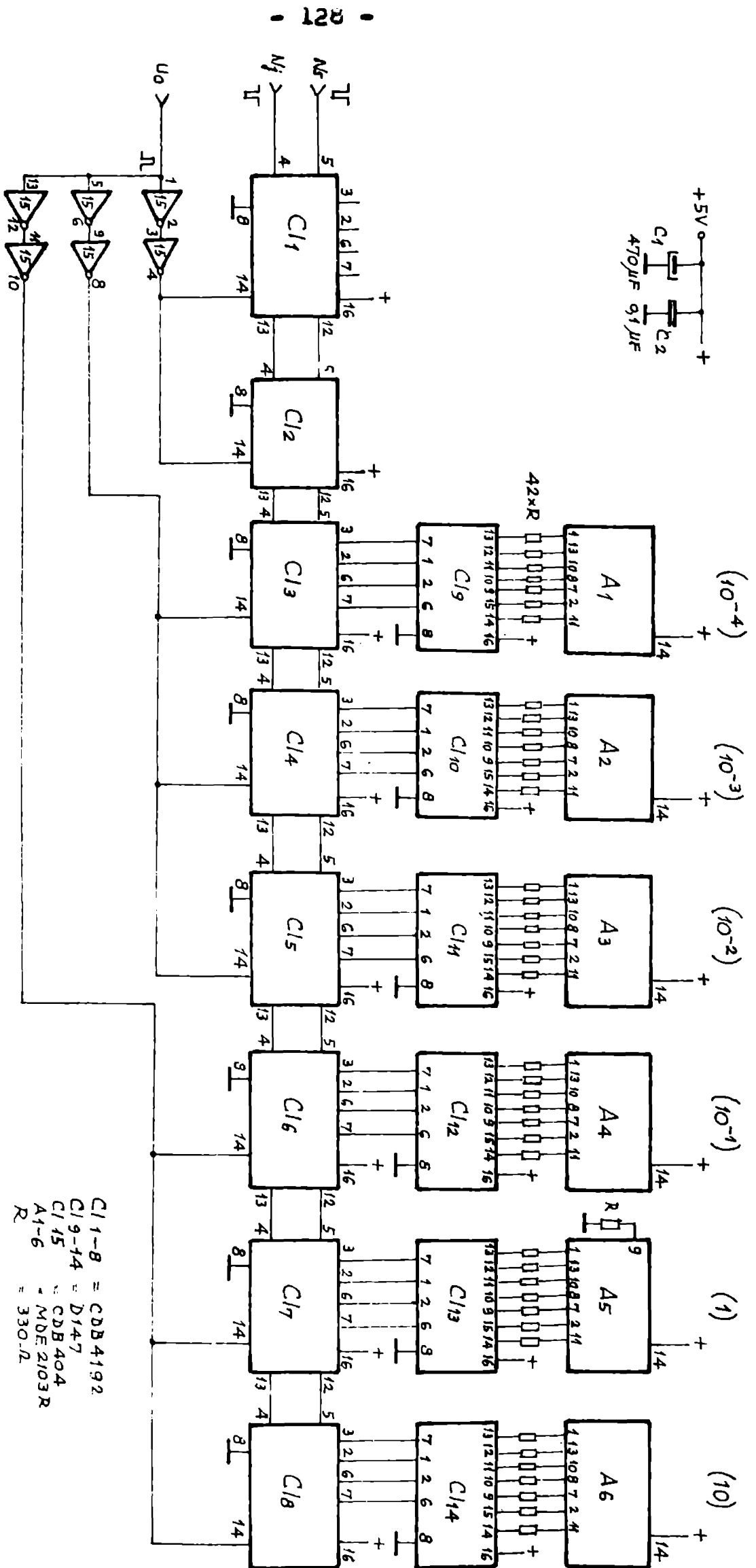


Fig. 7.42 Registru pentru distanța măsurată, cu afișare.

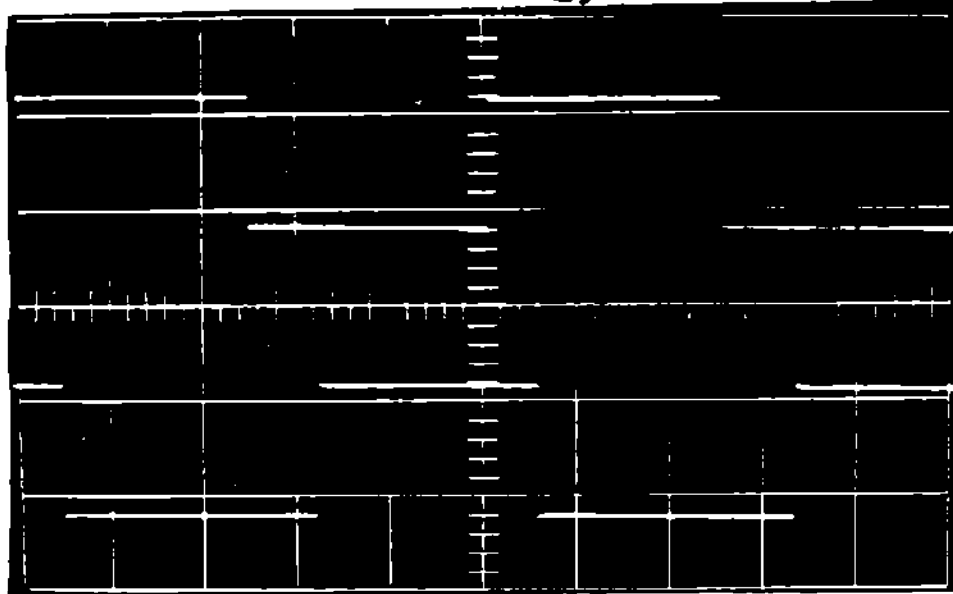


Fig.7.43. Semnalele  $u_R$  - sus și  $u_M$  - jos.  $k_X = 2 \text{ ns/cm}$ ;  $k_Y = 1 \text{ V/cm}$

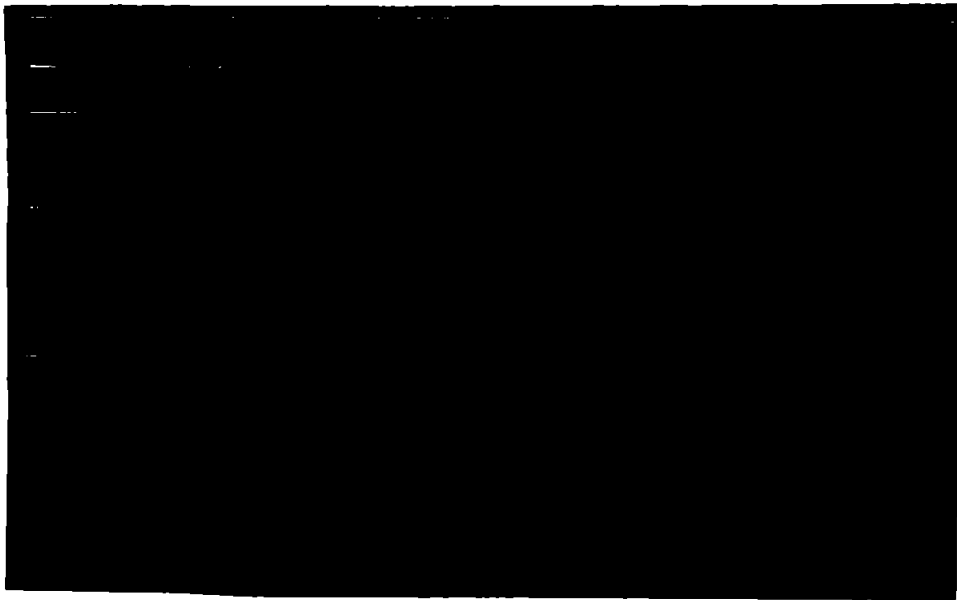


Fig.7.44. Semnalele  $u_{R1}$  - sus și  $u_{M1}$  - jos.  $k_X = 2 \text{ ns/cm}$ ;  $k_Y = 2 \text{ V/cm}$

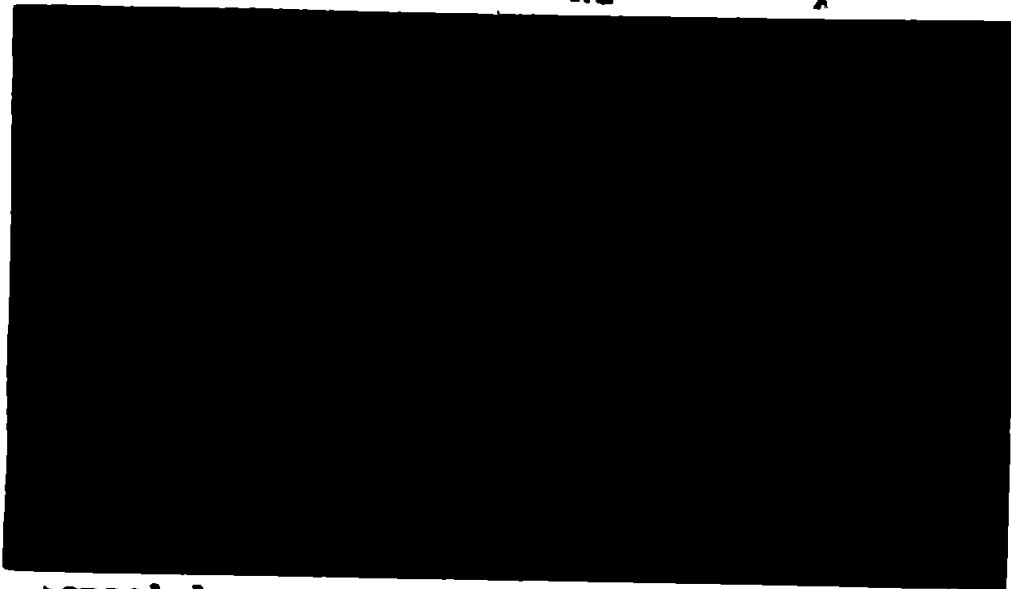


Fig.7.45. Semnalele  $u_{C0}$  - sus și  $u_2$  - jos.  $k_X = 2 \text{ ns/cm}$ ;  $k_Y = 2 \text{ V/cm}$



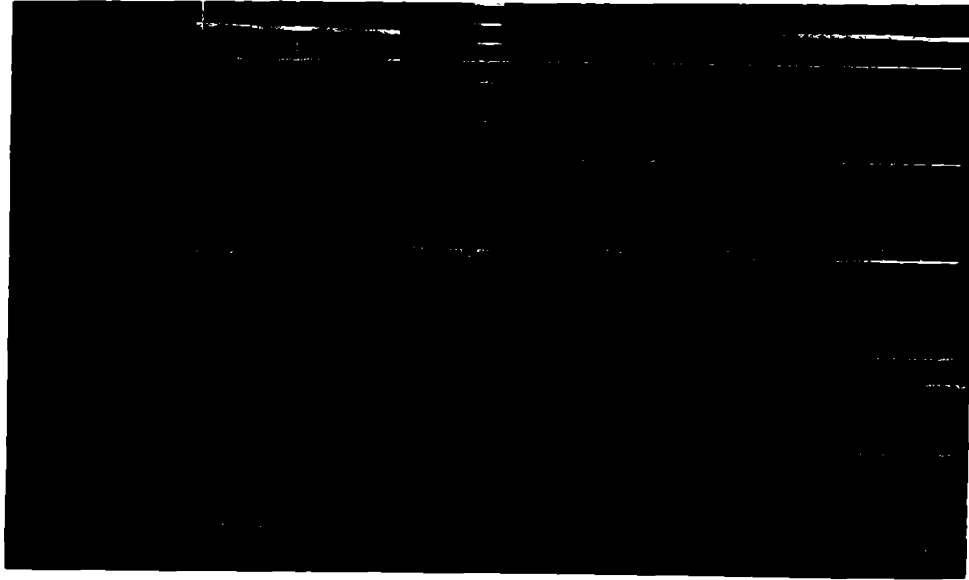


Fig.7.46. Semnalele  $u_{co}$  - sus și  $u_A$  - jos.  $\Delta_x = 20 \text{ ns/cm}$ ;  $\Delta_y = 2 \text{ V/cm}$ .

7.7. Considerații privind erorile de măsurare a distanței cu telemetrul realizat experimental

La telemetrul cu laser cu fascicul modulat experimentat, una din sursele de erori care rezultă din principiul de măsurare, o constituie instabilitatea frecvenței oscilatoarelor cu cuarț. Din relația (7.47) rezultă că eroarea de măsurare a distanței este

$$\Delta D = \pm \epsilon_f \cdot \frac{f}{f_1} \cdot u_{max} \quad (7.52)$$

Pentru măsurarea instabilității frecvenței am folosit schemă clasică de măsurare a perioadei prin numărarea a  $N$  perioade și înregistrarea timpului dat de un etalon cu stabilitate mult mai bună decât stabilitatea frecvenței de măsurat [155], [156]. Montajul realizat se prezintă în fig.7.47

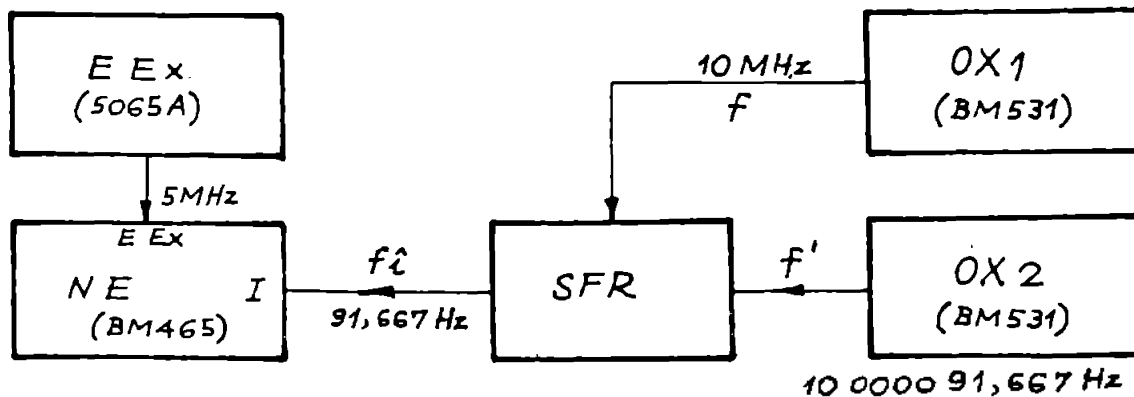


Fig.7.47. Schema utilizată pentru măsurarea instabilității frecvenței. NE - numărător electronic; EX - etalon de frecvență extern, OX1,2 - oscilatoarele cu cuarț și SF - schimbătorul de frecvență de referință din schema telemetrului realizat.

Numărătorul electronic este de tip MI 465 (R.S.O.) iar etalonul extern este un etalon de frecvență cu rubiniu de tip 5065A produs de firma Hewlett-Packard (S.U.A.), avind eroarea de frecvență mai mică decât  $1,5 \cdot 10^{-12}$  pe interval de 10 s.

Fluctuațiile perioadei măsurate timp de aproximativ două minute au avut valori cuprinse între  $\pm 3$  ns, la o valoare medie de 10,91 ns a perioadei măsurate. Eroarea relativă maximă de frecvență a oscilatoarelor cu cristal de cuarț rezultă din relație

$$\varepsilon_{f_{\max}} = \pm \frac{\Delta T_1}{T_1} \cdot \frac{f_1}{f} \quad (7.53)$$

Pentru  $f_1 = 91,667$  kHz și  $f = 10$  MHz rezultă  $f_{\max} = 2,5 \cdot 10^{-9}$  Hz. Această eroare relativă de instabilitate a frecvenței determină o eroare absolută de măsurare a distanței egală din (7.52) și (7.53) cu

$$\Delta D = \pm \frac{\Delta T_1}{T_1} \cdot D_{\max} \quad (7.54)$$

și pentru  $D_{\max} = 15$  m se obține valoarea  $\Delta D = \pm 4$  mm.

Din relația (7.52) rezultă că putem reduce eroarea absolută de măsurare a distanței la același  $\varepsilon_f$  a oscilatoarelor cu cuarț crescând valoarea frecvenței intermediare  $f_1$ , dar din relația (7.50) rezultă că în acest caz crește frecvența de numărare impusă de rezoluția de determinare a fazei. Sistemul de măsurare a fazei trebuie să conțină în acest caz un oscilator cu cuarț care să genereze frecvența  $f_N$  mai mare decât 10 MHz și circuitele rapide care să permită măsurarea fazei. De exemplu, pentru  $f_1^i = 3,8$  kHz rezultă  $f_N > 116$  MHz.

Eroarea determinată de instabilitatea frecvenței poate fi mult redusă prin medierea măsurărilor efectuate un timp mai îndelungat.

Dintre erorile sistemului de măsurare numerică a defazajului se remarcă rezoluția de măsurare a fazei și eroarea de declanșare.

Rezoluția de măsurare a fazei este dată de relația

$$\varphi_E = \frac{2\pi \cdot T_{11}}{T_1} \quad (7.55)$$

și rezultă rezoluția de măsurare a distanței

$$D_E = \frac{f_1}{f_N} \cdot D_{\max} \quad (7.56)$$

Pentru telometrul realizat experimental rezultă valoarea rezoluției de măsurare a distanței  $D_E = 0,28$  mm.

Erorile de declanșare este determinată de valoarea rezoluției de tensiune  $\Delta U$ , viteza comparatoarelor și de panta tensiunii aplicate la intrarea sistemului de măsurare a fazei.

Admițând o eroare de distanță  $\Delta D = \frac{1}{5} D_F$  rezultă panta tensiunii de intrare

$$\Delta \geq \frac{15 \cdot \Delta U \cdot D_{MAX}}{T_1 \cdot D_F} \quad (7.57)$$

Admițând pentru circuitul comparatoare cu reacție pozitivă o rezoluție  $\Delta U' = 0,1 \text{ mV}$ , cu celelalte valori cunoscute se obține  $\Delta \geq 4 \text{ mV/us}$ . Amplificatoarele limitatoare asigură la ieșire durată măsurată de  $5 \mu\text{s}$  la  $6,6 \text{ V}$  ceea ce corespunde cu panta  $\Delta' = 1,32 \text{ V/us}$ , mult mai mare decât valoarea impusă. Rezultă că eroarea de declanșare este neglijabilă în acest caz.

Erorile aleatoare determinate de tensiunile parazitare pot fi de valori mari. În scopul reducerii acestora au efectuat ecranarea blocurilor care funcționează la semnal mic, montarea de condensatoare suplimentare de decuplare la bornele de alimentare a circuitelor electronice și conexiunile între blocurile schemei cu cabluri ecranate, inclusiv cablurile de alimentare. De asemenea au ales valoarea optimă pentru tensiunea de alimentare a fotomultiplicatorului, care determină un raport semnal/zgomot maxim. Valoarea stabilită experimental pentru această tensiune este de  $480 \text{ V}$ .

Erorile datorită variației intensității de ieșire a laserului și cele determinate de fluctuațiile parametrilor modulatorului electro-optic se reduc prin utilizarea contării optice și a medierii măsurărilor. Aceste erori se elimină prin utilizarea diodelor laser, la care stabilizezarea intensității radiației emise și modularea în amplitudine a intensității fasciculului emis se realizează mult mai ușor.

Erorile determinate de instabilitatea frecvenței oscilațiilor cu cuarț și erorile determinate de fluctuația frontului semnalelor de la ieșirea comparatoarelor se reduc foarte mult prin prelucrarea statistică a datelor de măsurare.

Procesul de măsurare poate fi coordonat de un microcalculator realizat cu microprocesor care înregistrează autentele datele a  $N$  măsurări, face prelucrarea statistică a acestora, introduce corecțiile prezentate în anexa I și afișează rezultatul măsurării.

În fig.7.48 se prezintă o schemă a circuitului de interfață care preia datele de măsurare de la sistemul de măsurare a fazei

din telemetrul cu laser cu fasciculul modulat și le transferă micro-calculatorului.

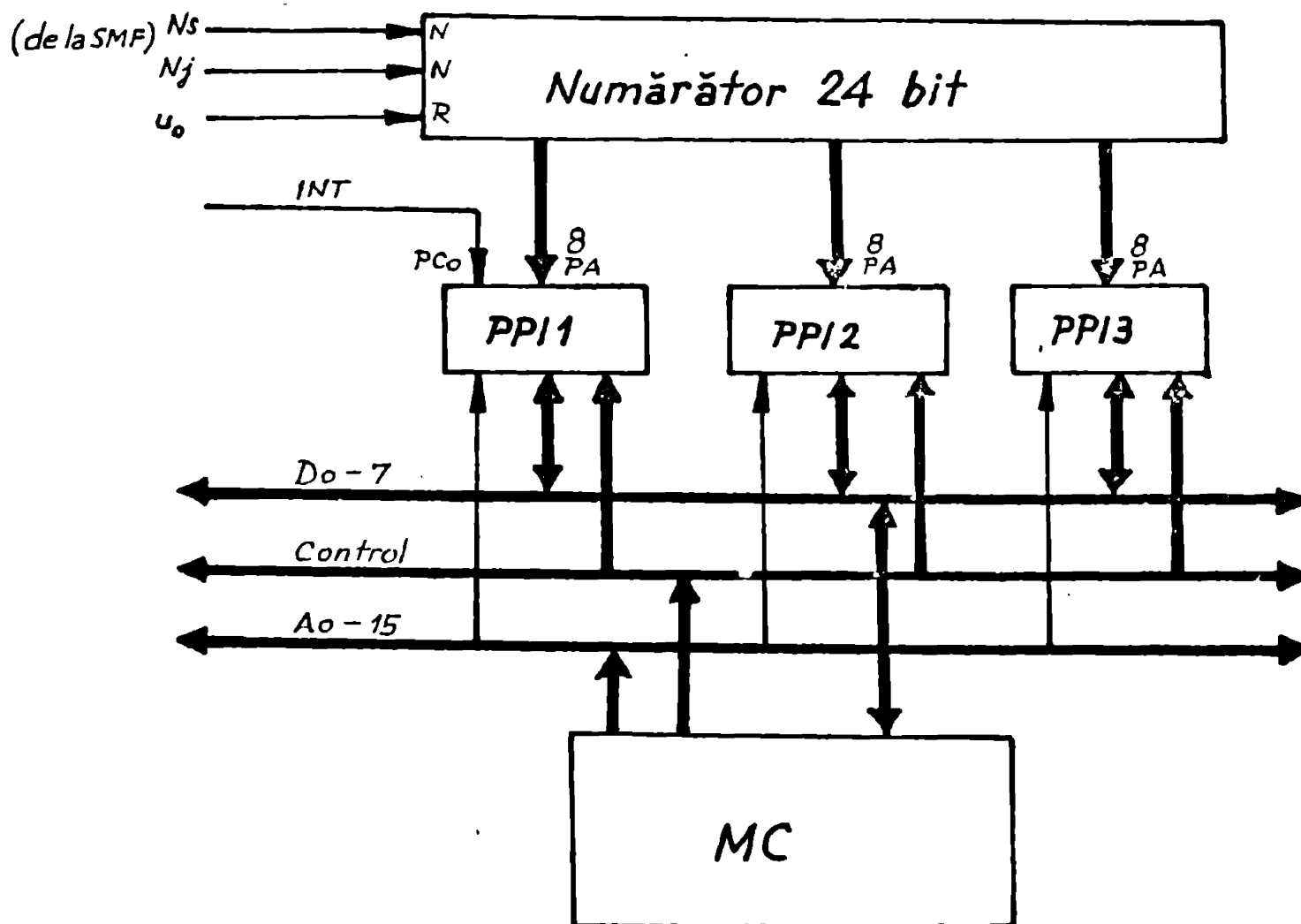


Fig.7.48. Schema circuitului de interfață cu microcalculatorul

În fig.7.49 se prezintă organigrama programului principal, care include programele de prelucrare statistică a datelor de măsurare și de calcul a corecțiilor atmosferice.

În anexa II se prezintă programul pentru calculator numeric, de prelucrare statistică a datelor obținute la măsurarea distanței cu telemetrul realizat, pentru  $N = 20$  măsurări. De exemplu, pentru 20 de măsurări efectuate succesiv după încălzirea și reglarea sistemului, s-au obținut valorile din tabelul următor :

Tabelul 1.

Nr.ort.	Timpul (s)	Distanța măsurată (m)
1	10	6,2205
2	20	6,2205
3	30	6,2195
4	40	6,2195

5	50	6,2216
6	60	6,2196
7	70	6,2202
8	80	6,2247
9	90	6,2274
10	100	6,2265
11	110	6,2270
12	120	6,2182
13	130	6,2195
14	140	6,2226
15	150	6,2185
16	160	6,2205
17	170	6,2237
18	180	6,2188
19	190	6,2196
20	200	6,2205

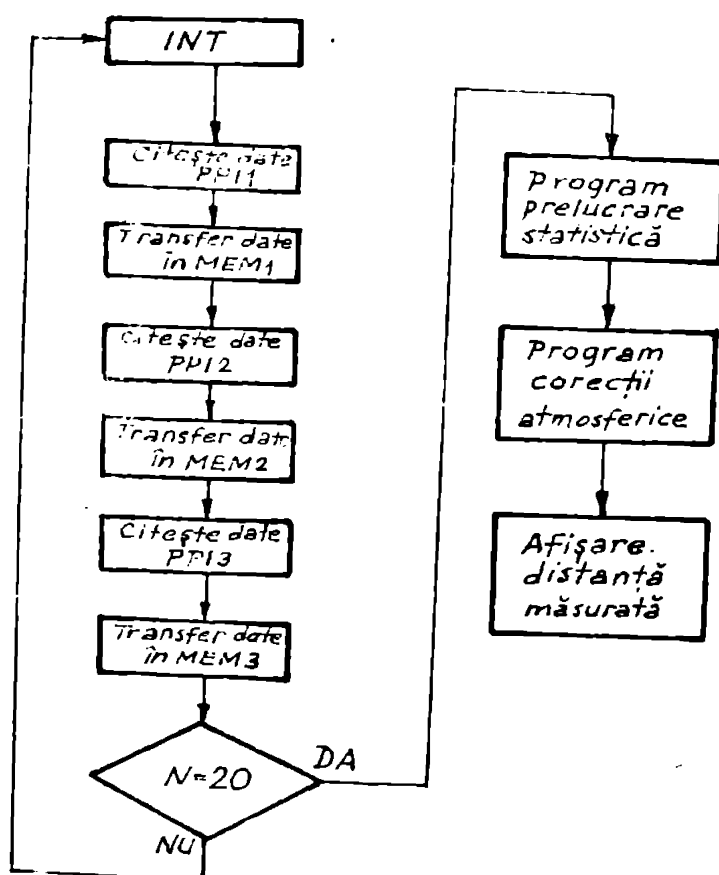


Fig.7.49. Organizarea programului principal

Valoarea medie a distanței măsurate este  $D_{med} = 6,2214$  m, eroarea medie pătratică este  $\sigma = 2,9$  mm, iar incertitudinea măsurării este  $\Delta D_{med} = \pm 1,4$  mm.

Rezultă valoarea credibilită a măsurării

$$D = 6,2214 \text{ m} \pm 1,4 \text{ mm}$$

Telemetrul cu laser cu fascicul modulat realizat are rezoluția de măsurare a distanței  $D_g = 0,28 \text{ mm}$  calculată cu relația (7.56), la distanțe maxime de măsurare de 15 m. Prin medierea valorii măsurate pe durata a 55 de perioade în procesul de măsurare și prelucrare statistică a datelor rezultate în urma a 20 de măsurări, se obține o eroare absolută de măsurare de  $\pm 1,4 \text{ mm}$ .

Pentru reducerea în continuare a erorii de măsurare, poate fi aplicată metoda reflexiilor multiple, cu condiția ca distanța totală parcursă de fascicul să nu depășească valoarea  $D_{\text{max}} = 15 \text{ m}$ . În acest caz trebuie să se efectueze corecțiile ținând cont de poziția reflectorului fix din telemetru, de numărul de reflexii  $N$  la suprafața reflectorului mobil și de distanța  $d$  între punctele de incidență a fasciculului la suprafața reflectoarelor. Dacă distanța măsurată este  $d_m$ , distanța reală se calculează cu relația

$$D = \left( \left( \frac{D_{\text{max}}}{N} \right)^2 - \frac{d^2}{4} \right)^{1/2}$$

Corecția pentru poziția reflectorului fix din telemetru se include în corecția de etalonare.

Reducerea erorii de măsurare mai poate fi realizată prin creșterea valorii frecvenței intermediare, după cum s-a analizat în § 7.7. Mai această metodă impune ca pentru a asigura rezoluția dorită a telemetrului să se utilizeze frecvențe oscilatorului pilot de numărare mult mai mare decât 5 MHz. Aceasta implică funcționarea componentelor sistemului de măsurare a fazei la frecvență mare, ceea ce se poate realiza până la sute de MHz cu circuite „CL”.

Pentru reducerea erorii de măsurare fără a modifica esențial sistemul de măsurare a fazei, trebuie îmbunătățită stabilitatea oscilațiilor de 10 MHz. În primul rând, în locul celui de-al doilea oscilator, poate fi realizat un circuit care să sintetizeze cea de-a doua frecvență cu circuit PLL, ce divizează frecvența de 10 MHz provenind de la oscilatorul cu cristal de cuarț și apoi folosind metoda de sinteză fracționară a frecvenței cu circuit PLL [157], [158] se obține frecvența de 10.000.091,667 Hz. Rezultă că cea de-a doua frecvență de aproximativ 10 MHz va fi în fază cu prima și deci frecvența de la ieșirea schimbătorului de frecvență va avea stabilitatea mai bună decât  $10^{-6}$  în loc de  $2,5 \cdot 10^{-4}$  în situa-

ția actuală și eroarea de distanță datorită instabilității frecvenței de 10 MHz devine neglijabilă.

Procesul oă după această reducere sistematică a instabilității frecvenței va trebui redusă fluctuația determinată de circuitele compensatoare din sistemul de măsurare a fazei, datorită variației amplitudinii semnelului influențată și de undația intensității laserului precum și fluctuația introdusă de schimbătoarele de frecvență.

## CAPITOLUL 8

### CONCLUZII

În lucrarea de față s-au dezvoltat unele aspecte ale măsurării distanței cu laser, problema principală fiind creșterea preciziei de măsurare.

Concluziile aduse de autor sînt următoarele :

1. Clasificarea telemetrelor cu laser după criteriul metodelor optico-electronice de măsurare aplicate și domeniul de utilizare.
2. Analiza comparativă a telemetrelor cu laser în vederea stabilirii unor limitări în ceea ce privește distanța maximă, rezoluția și precizia de măsurare a distanței.
3. Elaborarea unei scheme pentru blocul electronic de determinare a sensului deplasării la telemetrele interferențiale cu laser.
4. Sistematizarea și generalizarea teoriei metodelor de înlăturare a incertitudinii de măsurare a distanțelor mari, la telemetrele cu laser cu fascicul modulat.
5. Elaborarea unei scheme pentru detectorul de fază numeric, aplicabilă la telemetrele cu laser cu fascicul modulat existente.
6. Analiza cauzelor de apariție a erorilor de măsurare la fiecare din clasele de telemetre cu laser. Rezultă în fiecare caz metodele de creștere a preciziei de măsurare.
7. Elaborarea teoriei generale a metodei reflexiilor multiple, aplicabilă la toate tipurile de telemetre cu laser.
8. Realizarea unui program pentru calculator numeric scris în limbaj BASIC, de calcul a distanței corectate în funcție de parametrii atmosferei.
9. Realizarea unui sistem de măsurare a caracteristicii spectrale a laserului cu He-Ne. Pe baza măsurărilor efectuate și aplicînd teoria statistică a interferențelului Michelson se determină limitele de utilizare a laserului măsurat la telemetrele interferențiale.
10. În scopul îmbunătățirii rezoluției de măsurare s-a elaborat teoria vernierului optico-electronic cu rețea de fosodetectoare. Verificarea experimentală s-a efectuat prin aplicarea metodei la telemetrul interferențial cu laser He-Ne realizat experimental. Pe baza unei metode noi a fost proiectată și realizată schema electro-



cului de decizie e sensului de deplasare. S-a obținut rezoluție de distanță egală cu 39,55 mm.

11. Pentru îmbunătățirea rezoluției de măsurare la telementrele interferometrice s-a aplicat metoda vernierului optico-electronic cu divizarea perioadei sensului și cu fost proiectate schemele blocurilor electronice de prelucrare a sensurilor. Rezoluția de distanță rezultată este egală cu 19,775 mm.

12. Elaborarea unei metode de vernier optico-electronic cu modularea fasciculului de lumină incident aplicată la telementrele interferometrice. Metoda permite o îmbunătățire importantă a rezoluției de măsurare prin conversia deplasării mici a imaginii de interferență, în limitele unei franje, într-o variație de fază. Pentru o rezoluție de măsurare a fazei de  $1^\circ$  rezultă rezoluție de distanță egală cu 0,879 mm.

13. Aplicarea metodelor matriciale la analiza sistemului optic al telementrului cu laser cu fascicul modulat și deducerea ecuației generale care caracterizează funcționarea acestui tip de telementru. Rezultă condițiile impuse componentelor sistemului optic pentru un telementru cu laser cu fascicul modulat.

14. Se propune o metodă de proiectare a secvenței de frecvențe pentru un telementru cu laser cu fascicul modulat. Pe baza metodei prezentate se proiectează un telementru industrial de precizie cu fascicul modulat, cu laser He-Ne, având distanțe maxime de măsurare de 15 m și rezoluție de distanță egală cu 0,5 mm.

15. Elaborarea unui emițător de lumină modulată cu laser He-Ne și modulator electro-optic transversal. A fost proiectată și realizată experimental o sursă de înaltă tensiune cu stabilizare de curent pentru alimentarea laserului cu He-Ne. Pentru comanda modulatorului electro-optic transversal a fost proiectat și experimentat un amplificator de bandă largă de sensul mare.

16. Realizarea unui emițător de radiație infraroșie modulată, cu diodă semiconductoră. Au fost proiectate și realizate experimental sistemul optic și circuitul de comandă pentru diodă semiconductoră cu stabilizarea valorii medii a intensității radiației emise.

17. Au fost proiectate și realizate experimental două variante de fotoreceptoare : cu fotodetector PIN cu siliciu și cu fotomultiplicator, cu amplificator de bandă largă.

18. Realizarea unui sistem optic pentru un telementru cu laser cu fascicul modulat de precizie. Sistemul complet a fost

realizat experimental.

19. Elaborarea unei metode de înlăturare a erorilor datorită oscutatorului optic utilizat. A fost proiectată și realizată experimental schema blocului electronic rezultat.

20. Proiectarea și realizarea experimentală a sistemului de măsurare a fazei pentru telemetrul cu laser cu fascicul modulat de precizie. Rezultă distanțe maximă măsurată egală cu 15 m, rezoluție egală cu 0,28 mm și eroarea absolută de distanță egală cu  $\pm 1,4$  mm.

21. Analiza erorilor de măsurare a distanței la telemetrul cu laser cu fascicul modulat de precizie realizat experimental.

22. Elaborarea unui program pentru calculator numeric, scris în limbaj BASIC, de prelucrare statistică a datelor de măsurare.

Perspectivile de aplicare a rezultatelor obținute sînt în primul rînd în industria constructoare de mașini, la măsurările de distanțe de pînă la 15 m cu precizii de ordinul milimetrului. Pe baza metodelor prezentate, se pot realiza telementre cu laser cu fascicul modulat care să măsoare distanțe mai mari, prin sincronizarea corespunzătoare a frecvenței modulatorului. De asemenea se deschid perspective de aplicare a metodelor interferometrice la măsurarea deplasărilor foarte mici, sub 10 nm. Lucrarea prezintă deosebite perspective de cercetare în domeniul electronicii optice - a surselor laser stabilizate și aplicării modulatorilor electro-optice, în domeniul măsurării defazajelor mici și al aplicării sintezei frecvențelor cu circuite PLL.

În acest fel, prezenta teză de doctorat aduce unele contribuții teoretice și aplicative în domeniul măsurării cu metode optico-electronice cu laser.

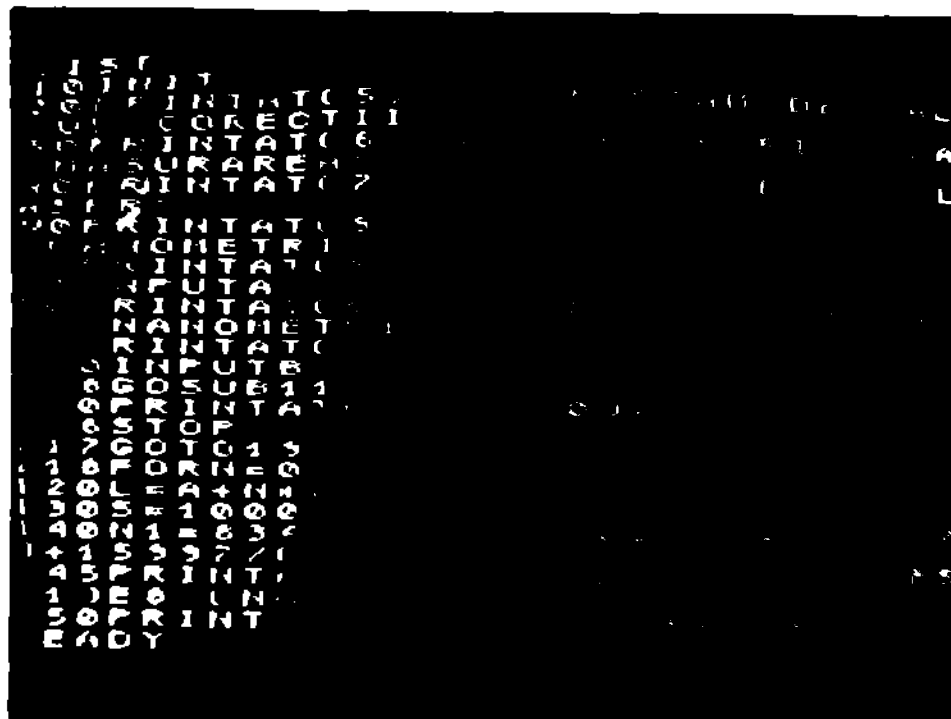


A N E X A I.

PROGRAM PENTRU CALCULATOR NUMERIC,  
DE DETERMINAREA A DISTANȚEI CORECTATE  
ÎN FUNCȚIE DE PARAMETRII ATMOSFEREI

Programul pentru calculator numeric prezentat este scris în limbaj BASIC și a fost rulat pe un microcalculator personal de tip AMIC, putând fi aplicat fără modificări la orice microcalculator din aceeași familie. După comanda RUN se introduce lungimea de undă a laserului în nanometri și în prima etapă programul poate tabelea N+1 valori (maxim 15 pe o filă) ale indicilor de refracție de fază și de grup pentru atmosfera standard curată.

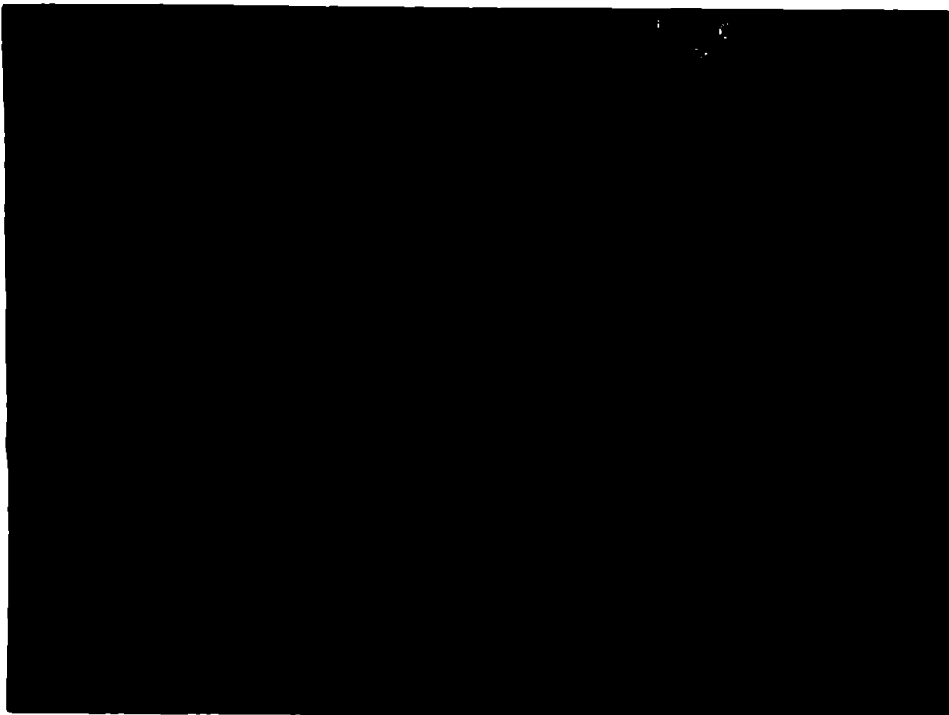
În a doua etapă, după comanda RUN se introduce lungimea de undă a laserului în nanometri și N = 0. După CDS 116 se dă comanda GOTO 117 și dacă se introduce presiunea atmosferică în torr, temperatura atmosferei în °C, umiditatea relativă în % și indicele de refracție standard de fază sau de grup tabelat, se calculează și afișează indicele de refracție N1 al atmosferei. În continuare se introduce distanța măsurată în metri și se calculează și afișează distanța corectată.



INSTITUTUL DE FIZICĂ  
TEMIȘOARA  
REPUBLICA ROMÂNIA



1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...



A N A X A II.

PROGRAM PENTRU CALCULATOR NUMERIC,  
DE REDUCERE STATISTICĂ A DATELOR  
OBTINUTE LA MĂSURAREA DISTANȚEI

Se prezintă programul pentru calculator numeric scris de  
scurt în limbaj BASIC, pentru calculul valorii medii a distan-  
ței măsurate precum și a incertitudinii măsurării.

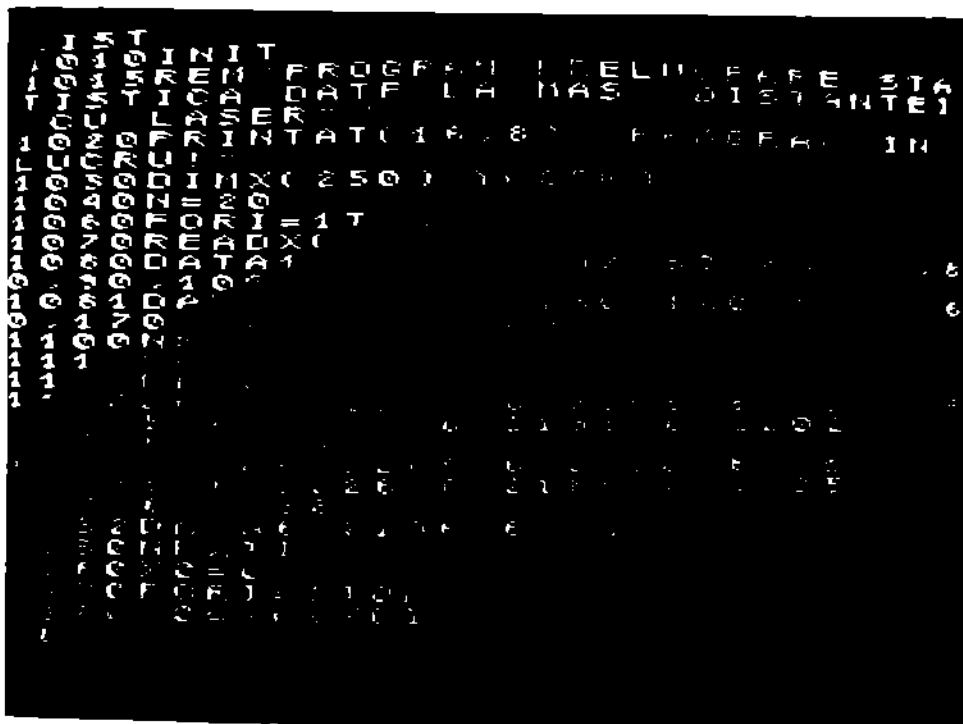
Numărul de date prelucrate este egal cu 20 și poate fi  
schimbat prin modificarea valorii variabilei N.

Datele de prelucrat se introduc începând de la adresa 1130,  
în formă : DATA D1,D2,...,D20.

După comanda RUN, se afișează pe ecran tabelul conținând  
datele măsurate și poate fi făcută verificarea corectitudinii  
acestora.

La apăsarea tastei C și pe ecran se afișează valoarea me-  
die a distanței măsurate, eroarea medie pătratică, incertitudi-  
nea măsurării, rezultatul creditat al măsurării și limitele de  
încredere pentru un nivel de încredere  $P^* = 95\%$ .

La apăsarea unei noi taste C, pe ecran se reprezintă  
grafic punctele corespunzătoare domeniului distanțelor măsurate  
pentru cauzea măsurării de la a, se efectuează corelația  
statistică a datelor măsurării și se reprezintă dreapta de re-  
gresie liniară a cărei pantă este viteza medie V calculată.













BIBLIOGRAFIE

1. Lankov A., Kremer K. - Fizicelele osnovni edini izmerenja  
Izdatelstvo "Mir" Moskva, 1980 .
2. *Revista de Metrologie Aplicata*, vol. XXI, Nr.4, 1983, "O sută de ani de la aderarea României la Convenția Metrelor.
3. *Revista de Metrologie Aplicata*, vol. XXI, Nr.4, 1984, p.151-153.  
Evoluția definiției unității de măsură "metru" pentru lungime, D.Boicatu, I.N.M. București.
4. Dodoc S. - Metode și mijloace de măsurare moderne în mecanică fină și construcție de mașini, editura tehnică, București, 1978 .
5. *Revista de Kvantovaya metrologiya i fundamentálne konstanty*,  
Izdatelstvo "Mir", Moskva, 1981.
6. Friş S.S. - Opticelele metode izmerenja. II. Lucelele optice i granițe ele primenija. Interferometrija, Izdatelstvo Leningradskovo Universiteta, 1980.
7. Joffe B. - Michelson and the speed of light, Heinemann, London, 1961.
8. Born M., Wolf E. - Principles of optics, Pergamon Press, Oxford London, 1965.
9. Landsberg G.S. - Optics, editura tehnică, București, 1958.
10. Afremov Ia.P., Gîtov A.S. - "Atelon dinii i etapi evo razvitiia", *Avantovaya metrologiya*, 7/1983, pp.20-23.
11. Țițeica R., Popescu I. - Fizică generală, vol.I,II,III, editura tehnică, București, 1975.
12. Vealile A. - Inițiere în radicelectronica cuptică, editura tehnică, București, 1974.
13. Iancu A., Ciocotaru G., Zet Gh., Păduraru A. - Fizică generală, ed.II-a, editura didactică și pedagogică, Buc. 1981.
14. Röss Dieter - Lasers. Light Amplifiers and Oscillators, Academic Press, London, 1965.
15. Yariv Amos - Quantum Electronics, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1967.
16. Crișan Sever - Electronicelele osentiale. Note de curs, I.P.Trelean Vale Timișoara, 1982.
17. Bărcă-Oblățeanu D., Țițeica R., Neameșcu M., Șepilici R. - Fizică, vol.II, Ed.a II-a revizuită și completată, editura didactică și pedagogică, Buc. 1971.
18. Wichmann S.H. - Fizica cuantică. Cursul de fizică de Berkeley, vol.IV, editura didactică și pedagogică, Buc. 1983.

19. Yariv Amon - Introduction to optical electronics, Holt Rinehard and Winston Inc., New York, 1971.
20. Pop Eugen, Ciuva Miros - Măsurări electrice și magnetice, vol.I și II, I.P.Timisoara, 1969.
21. m s m Immeronic spectrale - constantă și caracteristicilor parametrilor și caracteristicilor laserelor izolatoare, Măsurări "Radio și Aviație" 1982.
22. Schewlow A.L. - Lasers and light, W.H.Freeman and Co., San Francisco, 1969.
23. Gecmarok F. - Vvedenie v fiziku laserov, Izdateliatve "Mir" Moskva, 1981.
24. Jorstein F. - Cours de l'electronique quantique, vol.I și II, Paris, Eyrolles, 1969.
25. Allen L., Jones D.G.C. - Principles of gas lasers, Butterworths, London, 1967.
26. Duța C.A.D. - Sursă de înaltă tensiune stabilizată în curent pentru alimentarea tubului laser, Studii și cercetări de fizică, Tom 27, Nr.1, 1975, p.103.
27. Dumitrescu D.C. - Laseri cu gaz, Ed.Academiei R.S.R. Buc.1982.
28. Yavorsky S.M., Detlef A.A. - A modern handbook of Physics, Mir publishers, 1962, Moscow.
29. Gheorghiu O.G. - Căsură atomică, Ed.științifică și enciclopedică, București, 1978.
30. Foster J.D. - Fringe counting laser interferometers for industrial length measurement, Teză de doctorat, Universitatea din California, Berkeley, 1965.
31. m s m I.A.E.S. Instrumentation and measurement society Newsletter, No.83, December 1983, p.p.16-17.
32. Votova L.V., Anosov V.V., Rivlin A.A., Boloviev V.S. - Volt-ampernele caracteristicilor tensiunilor sistemei metal-echiel-metal, Radiotehnica și Elektronika, 1975, T.XI, Nr.10.
33. m s m Report : Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, 7<sup>th</sup> session (Bureau International des Poids et Mesures), Sèvres, France, 1982.
34. Evenson A.M., Jennings D.A. and Petersen F.R. - The frequency measurement of visible light, Journal de Physique, Colloque C.8, supplement au No.12, tome 42, Dec.1981.
35. Pollock C.R., Jennings D.S. și colab. - Optics letters, vol.8, No.3, March 1983, pp.133-135.
36. Jennings D.A., Pollock C.R. și colab. - Optics letters, vol.8, No.3, March 1983, pp.136-138.

37. Apostol D. - Laserii, Ed. științifică și enciclopedică, Buc. 1978.
38. Vorobiev V.I. - Localizarea optică pentru radiotehnicieni, Moscva, "Radio i sviesi", 1983.
39. Ionescu P., Rădulescu M. - Topografie generală și inginerească, ed. didactică și pedagogică, Buc. 1975.
40. Doloceru V., Niculescu C.R. - Laseri cu semiconductori și aplicații, ed. tehnică, Buc. 1978.
41. n n n справочник по приборам инфракрасной техники, Киев, "Техника", 1980.
42. Popescu I.M., Preda A.M. și colab. - Aplicații ale laserilor, ed. tehnică, Buc. 1979.
43. Lene A. - Lasers in metrology, Laser handbook, North-Holland publ. Co. 1972, ed. F.T. Arcechi and A.O. Schults-Dubois, pp. 1458-1485.
44. Arunfeld A., Blăneru C., Popescu G. - Un traductor de înaltă precizie pentru mașinile unelte cu comandă numerică - interferometrul cu laser, Construcția de mașini, 31(1979) nr. 7, pp. 391-400.
45. Iove I. - Elemente de optică aplicată, Ed. științifică și enciclopedică, Buc. 1977.
46. Skokov L.V. - Opticele interferențiale, Moscva, Mașinostroenie, 1979.
47. Zaharievskii A.N. - Interferențiale, Geodrazvennoe Izdatelstvo Oboronei promishlennosti, Moscva, 1952.
48. n n n Применения лазеров, Издат. "Mir", Moscva, 1974.
49. Brătescu G. - Interferențiale aplicată, ed. tehnică, Buc. 1975.
50. n n n Catelog IPTAR București, Măsurările, 1985.
51. Popescu I.M., Arunfeld A., Atanasiu D. - Contribuții la calculul optic al interferențialelor cu laser, studii și cercetări de fizică.
52. Hensch A. In. - Opticele etrejustele tetraedricești de tip v și sistemele lor, Moscva, Izdat. B.G.U. în V.I. Lenin, 1982.
53. Stepanek H. - Equipment de mesură a laser LA 3002, Revue Export 6/1981, pp. 15-20.
54. n n n Catelog LORO electro-optics, Interferențiale laser Metriks M.100-4, Franța, 1984.
55. Hagedorn A. - Introducere în optică, vol. I și II, Universitatea din Fizișore, Fac. de fizică, 1974.
56. Jevandrov N.D. - Применения полихромового света, Издат. Moscva, Moscva, 1978.

57. **Успехи в области техники по лазерной технике**, Киев "Техника", 1978.
58. **Успехи в области техники по лазерной технике**. Категория переводов, ИИИД, авг. 1978.
59. **Podstave G.V.** - Analiz pogrebnosti izmerenije parametrov neharakteristik kolebanii, Izmeritelnaia tehnika, 1980, 7, pp.14-16.
60. **Quenelle R.C. și Swers L.J.** - Hewlett-Packard Journal, April, 1983, v.34, no.4, pp.3-11.
61. **Swers L.J., Burns Ch.** - Hewlett-Packard Journal, April 1983, v.34, no.4, pp.4-5.
62. **Gardner D.A.** - Hewlett-Packard Journal, April, 1983, v.34, no.4, pp.12-13.
63. **Seldwin R.H., Trube L.S., Woodruff D.C.** - Hewlett-Packard Journal, April 1983, v.34, no.4, pp.14-22.
64. **Grote R.d.** - Hewlett-Packard Journal, April 1983, v.34, no.4, pp.17-18.
65. **Steinmetz Ch.R.** - Hewlett-Packard Journal, April 1983, v.34, no.4, pp.19-20.
66. **Успехи в области техники по лазерной технике**. Application Note 156 - 1, 2, 3, 4, 5, Hewlett-Packard, 1976.
67. **Kondrashev A.V.** - Elektroopticheskie i radiogheodesicheskie izmerenija, Izdat. "Radio", Moskva, 1972.
68. **Ghenika A.A., Lorin B.A., Nazarov V.M.** - Gheodesicheskie fazovye delinometri, Izdat. "Radio", 1978, Moskva.
69. **Pop Eugen** - Posibilități de utilizare a unor efecte electrooptice în tehnica măsurătorilor și elementelor logice, Teză de doctorat, I.P.Timisoara, 1970.
70. **Crișan Sever** - Contribuții la studiul fenomenelor electrooptice în cristelul KDP și aplicății la realizarea modulatorilor de lumină, Teză de doctorat, I.P.Timisoara, 1977.
71. **Bezin A.B., Vasilovskis A.B.** - Elektro-opticheskie kristelli, Moskva, Atomizdat, 1971.
72. **Goodfellow M., Groove J.B.** - Electronic Distance Measuring, Electronic Engineering, June, 1977.
73. **Freese A.D.** - Distance Measurement by means of modulated light, Alta Frequenza, vol. XLI, no. 10, Ottobre, 1972, pp. 753-758.
74. **Ardsell R.H.** - Alta Frequenza, vol. XLI, no. 10, Ottobre, 1972, pp. 759-770.
75. **Bullock M.L., Warren R.A.** - Hewlett-Packard, Journal, April, 1976, pp.2-12.

76. Smith D.S. - Hewlett-Packard Journal, June 1980, pp.3-11.
77. Smith D.S., Brown F.L. - Hewlett-Packard Journal, June, 1980, pp.11-19.
78. Gorth A.F. - Hewlett-Packard Journal, sept.1980, pp.3-11.
79. Kerschner R.E. - Hewlett-Packard Journal, sept.1980, pp.12-14.
80. Moore Ch.E., Sims D.J. - Hewlett-Packard Journal, sept.1980, pp.14-16.
81. Johnson L.R. - Hewlett-Packard Journal, sept.1980, pp.16-17.
82. n n n elektroopticheskiy ischymeter AVI-2000, AVI-2000, danushie de utilizare, Carl Zeiss, Jena, 1976.
83. Popescu N., Opran M. - Laseri. Aplicatii, ed. Militara, Iac. 1979.
84. n n n Mente noua. Lazernie priemniki, Izdat. "Mir", Moskva, 1969.
85. Orlov V.A. - Laseri v voennoi tehnike, Voenna Izdat. Min. Obv. obsh, Moskva, 1976.
86. Stanciu I., Jasson St., Neagoin T. - Et. si cercet. de fiz. 32, 10, 1980, pp.1111-1153.
87. Neagoin T., Zisu T. - Et. si cercet. de fiz. 33, 4, 1981, pp. 427-435.
88. Neagoin T., Zisu T., Teodorescu L. - Et. si cercet. de fiz. 34, 2, 1982, pp.205-216.
89. Dragănescu V. - Et. si cercet. de fiz. 34, 5, 1982, pp.480-490.
90. Popescu M., Grosu N.D., Stanculescu Gh., Teodorescu L. - Et. si cercet. de fiz. 34, 9, 1982, pp.871-885.
91. Zisu T., Stan G., Bipesan D., Mihaloc B. - Et. si cercet. de fiz. 35, 6, 1983, pp.577-583.
92. n n n svyazkoroskie svetovye impulsi, Izdat. "Mir", Moskva, 1981.
93. Kozenko V.K. - Poluprovodnikovye laseri i ikh primeneniye v nauke i tehnike, Izdat. "Nauka i tehnika", Minsk, 1975.
94. n n n Electro-Optical Systems Design, september 1981, Denver, U.S.A.
95. n n n Electro-Optics Handbook, Radio Corp. of Am., Harrison, 1968.
96. Megrelidze I.G. - Zakonemernosti variatsii rasseyaniyev svetla i izlucheniya sverkhcinnoi stroyeniya zerni", Izdat. Metaniereos, Tbilisi, 1961.
97. Ludbrook F.P., Winstanley J.V. - Systems Technology, June, 1977, nr.26, pp.2-8.
98. n n n Melting Optics Catalog, 1981, Melting Optics Division England 1984/1985.
99. Owen J.C. - Applied Optics, Vol.6, n.1, 1967, pp.51-59.
100. Iakobsonov Ia.G. - Teoriya i raschet optiko-elektronnykh priborov, Moskva "Leningradskoe radio", 1980.



101. **И И И** Spravedcivnik po lasovan, Moskva "Sovetskoe Radio" 1978.
102. Costenco N.D.B., O'Hagan M., Esrie P.P.O. - Systems Technology, June, 1977, No.26, pp.9-14.
103. Breabăn F. - Măsurarea distanțelor cu metode optico-electronice cu laser. Referatul nr.1 în cadrul sesiunii de doctorat "Măsurarea de distanțe cu laser". I.P.Traian Vuia Timișoara, septembrie 1984.
104. Epitaru Al. - Teoria transmisiei informației, Editura Tehnică București, 1971, (Editura didactică și pedagogică, 1983)
105. Orszag A., Hopper G. - Les lasers et leurs applications, Masson, Paris, 1980.
106. Anchev S.P., Marușii T.Ia., Coskin M.S. - Perestroivcenie lazari, Moskva, Radio i Sviast, 1982.
107. Galatve G.V., Rișanțev A.I. - Selektia tipov kolebanii i stabilizatsia oscilatsii opticeskih kvantovih generatorov, Izdatelstvo "Sviast", Moskva, 1972.
108. Torepkina G.N. - Osnovi nadejnosti izdelii kvantovoj elektroniki, Moskva, "Radio i Sviast", 1983.
109. Zeiger S.G. - Teoreticeskie osnovi lazernoi spektroskopii nașiceenii, Izdatelstvo Leningradskovo Universiteta, Leningrad, 1979.
110. Hrubý V. - Zkušebnosti s kontrolnimi měřeni destinačevého délkaměru laserinterferometrem, Československá standardizace (5) 1980 - č. 1,2.
111. Hird G. - Izmerenie lazernih parametrov, Izdat. "Mir", Moskva, 1970.
112. **И И И** Studii și cercetări de fizică, Nr.7, 1964, pp.775-778.
113. **И И И** Studii și cercetări de fizică, Tom 22, Nr.2, 1970, pp.227-231.
114. Goroditșkii Ia.G. - Konstrukcii, rasčet i ekspluatatsiia izmeritelivih instrumentov i priborov, Izdat. Mașinostroenie, Moskva, 1971.
115. **И И И** Proektirovanie optico-elektronih priborov, Mașinostroenie, Moskva, 1981.
116. **И И И** Proektirovanie opticeskih sistem, Mir, Moskva, 1983.
117. Ivenov A.G. - Izmeritelnie pribori v mașinostroenie, Izdatelstvo Standartov, Moskva, 1981.
118. Vodec P. - Teoria și construcția sistemelor optice, Editura tehnică, București, 1982.
119. **И И И** Metrologia aplicată, Nr.3, 1976, pp.119-123.
120. Owens J.C. - Laser applications in metrology and geodesy.

laser applications I, Nonte Ross, 1971.

121. Arsoău P. - Metodă de creștere a rezoluției de măsurare la sperete interferometrice, Simpozionul național de metrologie, I.N.M. București, 1981.
122. n n n Gaining on the Michelson interferometer, Photonics Spectre, 10/1982, pp.34-36.
123. Billing H., Winkler W., Schilling R., Rüdiger A., Meischberger K., Schnupp L. - The Munich gravitational wave detector using laser interferometry, Nato Advanced Study Institute on Quantum Optics and Experimental General Relativity, 1981, Wiesbaden, West Germany.
124. Rüdiger A., Schilling R., Schnupp L., Winkler W., Billing H., Meischberger K., - Gravitational wave detection by laser interferometry, L.A.I.C.S., București, 1982.
125. Zastrogin Ia.F. - Kontrol parametrov dvizhenia s ispolzovaniem laserov. Metodi i sredstva, Moskva, Izdat. "Mashinostroenie", 1981.
126. n n n erori de măsurat. Terminologie, STAC 2872-74.
127. Charklik N.M. - Polarized Light ; Production and use, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass., 1962.
128. Mason N.P. - Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics, D. Van Nostrand Company N.Y., 1954.
129. Stănescu P. - Transmisia optică a informației, vol. I și II, editura tehnică, Buc. 1981.
130. Aizerman Ia.V. - Vvedenie v laserovuiu tehniku, Izdatelstvo Tehnika, Kiev, 1977.
131. Anilcoenke V.P. - Izmeritelnaia Tehnica, Nr.12, 1983, pp.18-20.
132. Arsoău P., Grigorevski V.I., Lomakin A.N. - Izmeritelnaia Tehnica Nr.12/1983, pp.24-25.
133. Andrușcoacă A.M. ș.c. - Izmeritelnaia tehnica, Nr.2/1981, pp. 31-32.
134. Sargent III H. - Theory of a Zeeman Laser, Yale University, Ph.D., 1967.
135. Nicolau Th., Apostol I. - Unidirectie electronice, editura tehnică, Buc., 1973.
136. n n n Kompiteri v opticeskikh issledovaniiah, "Mir", Moskva, 1983.
137. Gerrard A., Burch J.M. - Introduction to Matrix Methods in Optics, John Wiley & Sons, London, 1975.
138. n n n Electronics Designer's Casebook, McGraw-Hill, New York, 1976.

139. \* \* \* Electro-Optical Systems Design, September 1981, pp. 29-38.
140. \* \* \* Model 124 Helium-Neon Laser. Instruction Manual, Spectro-Physics, 1978.
141. \* \* \* Photonics spectra, July 1984, pp.37-42.
142. \* \* \* AC Input Helium-Neon Laser Power Supplies, Hughes O&M, 1983.
143. \* \* \* Applied Optics, vol.21, No.10, 15 May 1982, p-p. 1732-1737.
144. Goldstein R. - Peckels Cell Primer, Laser Focus Magazine, Feb.1968, reprinted in Lasermetrics Inc.Catalog, 1975.
145. \* \* \* Opticeleste Sviesi, Izdatelstvo "Radio i Sviesi", Moskva, 1984.
146. \* \* \* Electronic Design, July 29, 1964, p.62-67.
147. Demachi E., Mihailă Th. - Amplificatoare și detectoare de videofrecvență, Editura tehnică, Buc., 1969.
148. \* \* \* RCA Solid State Division, Electro Optics and Devices, IR Emitters, Lasers, Photodiodes and Systems Catalog, 1979.
149. \* \* \* AG & G Electro-Optics Application Note L 201A-5, Neuhüller GmbH - Optelec, Solon - U.S.A., 1981.
150. \* \* \* Test & Measurement World, mai 1984, pp.139-142.
151. O'Neal D.C., Collier W.H., Rhodes W.F. Lasernele tehnici, Moskva, Atomizdat, 1980.
152. Melnikov P.F. - Fizicile fascetelor, "Energhia", Leningradskoe otdelenie, 1974.
153. Melnikov V.I. - Pasivile izmerenii, Izdatelstvo "Energhia", Moskva, 1973.
154. Galanov J.P., Koltik E.D., Kravcenko S.A. - Osnovi fascetmetrii, Izdatelstvo "Energhia", Leningrad, 1976.
155. \* \* \* Timekeeping and Frequency Calibration, Application Note 52-2, Hewlett-Packard, 1975.
156. \* \* \* "5065 A Rubidium Vapor Frequency Standard. Operating and Service Manual", Hewlett-Packard, nov.1979.
157. \* \* \* Frequency Synthesizers Theory and Design, John Wiley & Sons, New York, 1980.
158. \* \* \* Hewlett-Packard Journal, August 1985, pp.11-48.