

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA  
FACULTATEA DE ELECTROTEHNICA

ING. IOAN-ZENO DANDEA

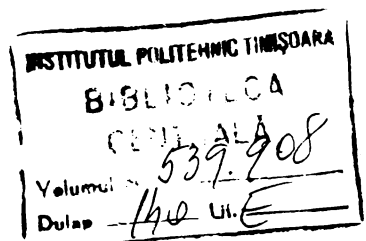
TEZA DE DOCTORAT

CONTRIBUTII IN DOMENIUL MATERIALILOR  
MAGNETICE CU MICROSTRUCTURI CILINDRICE.  
APLICATIE LA MASURAREA CIMPURILOR  
MAGNETICE

CONDUCATOR STIINTIFIC:  
PROF.DR.ING. CONSTANTIN ȘORA

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

TIMIȘOARA  
1988



C U P R I N S

Introducere		Pag.
Cap.1.	Materiale magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice.....	3
§ 1.1.	Microstructuri de domenii cilindrice.....	3
§ 1.2.	Granați magnetici uniaxiali.....	5
§ 1.3.	Considerații teoretice asupra materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice.....	7
§ 1.4.	Model teoretic al microstructurii de domenii cilindrice.....	8
§ 1.5.	Cîmp de demagnetizare în plăci subțiri magnetizate la saturație.....	18
§ 1.6.	Cîmp de demagnetizare în microstructura cu domeniu cilindric singular, avînd pereți plan-paraleli.....	20
§ 1.7.	Cîmp de demagnetizare în microstructura de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli.....	25
§ 1.8.	Energie de demagnetizare în microstructura de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli.....	32
§ 1.9.	Energie de interacțiune a microstructurii cu cîmpul magnetic exterior.....	47
§ 1.10.	Curba de magnetizare a granatului magnetic uniaxial.....	52
Cap.2.	Procedee și instalații experimentale de analiză a proceselor și de determinare a parametrilor microstructurii de domenii cilindrice.....	59
§ 2.1.	Instalații experimentale de analiză a proceselor magnetice din microstructură.....	59
§ 2.2.	Domenii cilindrice circulare în granatul magnetic uniaxial.....	69
§ 2.3.	Parametri magnetici ai granatului magnetic uniaxial.....	77
Cap.3.	Metodă și instalație de măsurare a cîmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial.....	83
§ 3.1.	Dispozitiv experimental de măsurare a cîmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial.....	83

§ 3.2. Sisteme electronice asociate traductorului de cîmp magnetic cu granat uniaxial.....	89
§ 3.3. Instalație de măsurare a cîmpurilor magnetice staționare și nestaționare cu granat magnetic uniaxial.....	97
§ 3.4. Caracteristicile metodei și instalației propuse în comparație cu alte metode și instalații.....	105
Cap.4. Concluzii - Contribuții.....	110
Bibliografie.....	114

## INTRODUCERE

Cercetări fragmentare și izolate asupra materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice au fost inițiate în anul 1959/72/. Cercetări sistematice în acest domeniu au început în anul 1967 /6/. Microstructuri de domenii cilindrice au fost semnalate în monocristale magnetice cu anizotropie uniaxială, constituite în plăci subțiri, din nichel, cobalt, ferite hexagonale, sau spinel, ortoferite, granați, cât și în pelicule amorfe. Materialele monocristaline cu microstructuri de domenii cilindrice prezintă o axă de ușoară magnetizare, normală pe suprafețele plăcii și axe de magnetizare grea, paralele cu aceste suprafețe.

Cercetările în domeniul materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice au fost orientate cu precădere în literatură spre realizarea de sisteme de prelucrare a informației codificate binar/7, pg.155-199/.

Dacă în prezent, realizarea acestor materiale nu mai prezintă dificultăți din punct de vedere tehnologic, explicarea și tratarea completă a proceselor magnetice care au loc în microstructura, este de complexitate prohibitivă /44/. Deficiențele teoretice, care au ca rezultat nepotriviri între valorile calculate și datele experimentale, sînt atribuite simplificărilor - uneori drastice - pentru a permite conceperea unor modele teoretice simple, cât și pentru a rezolva ecuațiile asociate acestor modele.

Instalațiile experimentale necesare investigării și analizării proceselor magnetice la nivel macroscopic, microscopic, de domenii, sau molecular sînt pretențioase și implică tehnologii avansate.

În teză s-a abordat o direcție nouă de cercetare, care nu este semnalată în literatura de specialitate. Cercetările autorului au fost orientate spre elaborarea unui traductor de cîmp magnetic cu granat magnetic uniaxial, cu ajutorul căruia se pot măsura cîmpuri magnetice staționare, sau variabile. Analiza proceselor și interpretarea rezultatelor s-au restrîns la aplicația de traductor de cîmp magnetic, fiind prezentate și aspecte conexe, dezvoltate teoretic, sau evidențiate experimental.

În cap.1, se face o prezentare generală a materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice, cu accent pe granații magnetici uniaxiali. Procesul de magnetizare al materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice se tratează cu ajutorul unui model. Pentru analiza procesului de magnetizare, modelul teoretic,

consacrat în literatura de specialitate/6/, s-a extins și s-a completat, rezultând un model teoretic perfecționat. Modelul teoretic a permis determinarea printr-o metodă nouă, a magnetizației de saturație- parametru magnetic important, dificil de măsurat.

În cap.2, sînt descrise detaliat metodele și instalațiile experimentale de generare a cîmpurilor magnetice normale, sau coplanare în raport cu suprafețele microstructurii, de investigare a proceselor și de determinare a parametrilor magnetici. Se pune în evidență și se justifică teoretic procesul de transformare a domeniilor cilindrice de tip labirint în circulare. Prezența unui cîmp magnetic normal, alternativ, determină apariția procesului dinamic de captare și reorganizare în microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare. Autorul elaborează un procedeu nou de determinare a defectelor magnetice din microstructura de domenii cilindrice.

În cap.3, este prezentată o metodă nouă de măsură a cîmpurilor magnetice, bazată pe deplasarea pereților domeniilor cilindrice din microstructura magnetică a granatului uniaxial. Performanțele metodei, instalației și traductorului de cîmp magnetic sînt puse în evidență prin comparație cu alte metode, instalații și traductoare cunoscute, de concepție și construcție moderne. Traductorul de cîmp magnetic cu granat uniaxial s-a realizat în două variante constructive experimentale, iar instalația de măsurare asociată, în mai multe variante, cu diverse modalități de funcționare.

Cap.4 conține contribuțiile teoretice, experimentale și aplicative ale autorului în domeniul materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice.

Cercetarea teoretică și experimentală întreprinsă se încadrează în sfera preocupărilor moderne și de anvergură în domeniul materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice, iar utilizarea acestor materiale la măsurarea cîmpurilor magnetice, constituie o direcție nouă de aplicație.

Cap.1. MATERIALE MAGNETICE CU MICROSTRUCTURI DE DOMENII  
CILINDRICE

§ 1.1 Microstructuri de domenii cilindrice

Microstructuri de domenii cilindrice au fost obținute în materiale magnetice monocristaline cu anizotropie uniaxială pronunțată. Un eșantion sub formă de placă subțire, prelevat din materialul monocristalin, sau crescut epitaxial pe un suport monocristalin, după un plan cristalografic astfel ales încât anizotropia uniaxială să fie normală pe suprafața plăcii, posedă o axă de ușoară magnetizare, orientată normal pe suprafața plăcii și axe de magnetizare grea, paralele cu suprafețele plăcii.

În materiale magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice, magnetizația spontană se va orienta de-a lungul axei de ușoară magnetizare. Energia de demagnetizare a unui domeniu magnetic extins este mare, starea de monodomeniu fiind starea cu energie de demagnetizare maximă (§1.5). Reducerea energiei de demagnetizare prin formarea de noi domenii, cu magnetizația orientată în sens opus magnetizației domeniului inițial, este compensată de creșterea energiei necesare pentru formarea unui nou perete despărțitor. Energia peretelui este minimă atunci când orientarea lui este normală la suprafețele plăcii monocristaline /71/. În fig.1a este reprezentată o microstructură de domenii cilindrice de tip labirint. Magnetizația în interiorul unui domeniu cilindric este constantă și opusă magnetizației domeniului cilindric adiacent /71/.

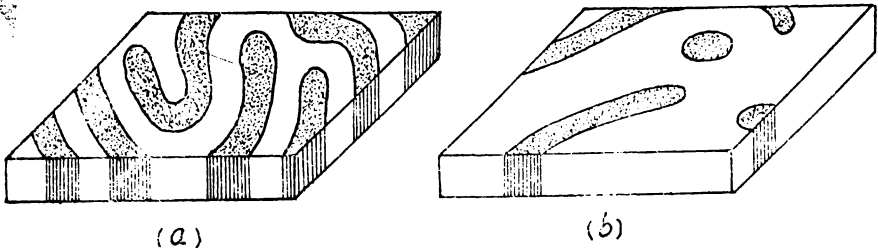


Fig.1. Microstructuri de domenii cilindrice labirint (a) și circulare (b)

În anul 1967 sînt semnalate microstructuri cu domenii magnetice de forma unor cilindri circulari drepecți /6/, cu axa perpendiculară pe suprafața plăcii. Domeniile cilindrice circulare s-au obținut prin aplicarea unui cîmp magnetic normal pe suprafața unei plăci subțiri din ortoferită, de intensitate suficientă pentru a transforma microstructura de tip labirint într-o microstructură în care apar și domenii cilindrice circulare. Ortoferitele, de formulă generală  $R Fe O_3$ , unde R este un ion de ytriu, sau din seria pămînturilor rare, sînt ferimagnetice, optic transparente și prezintă rotație magneto-optică, dependentă de sensul magnetizației domeniului. Microstructura de domenii cilindrice se poate vizualiza prin efect Faraday. Domeniile cilindrice au formă circulară atunci cînd materialul este izotropic în planul eșantionului. Domeniile circulare izolate sînt deplasabile în planul eșantionului prin aplicarea unui cîmp magnetic coplanar cu suprafețele eșantionului, păstrîndu-și forma și dimensiunile în timpul deplasării. A apărut astfel posibilitatea de a utiliza ortoferitele în realizarea de dispozitive și sisteme de memorare a informației /6/. Cercetări sistematice, cu rezultate remarcabile, au fost orientate spre obținerea de capacități, viteze și densități mari de înregistrare a informației codificate binar. Microstructuri de domenii cilindrice circulare mobile s-au observat și în alte tipuri de materiale magnetice, în ferite hexagonale, spinele, în granați uniaxiali și în pelicule amorfe. Tehnologiile de obținere a acestor materiale s-au îmbunătățit, performanțele au crescut, iar prețul de cost a scăzut considerabil.

În mai mică măsură s-a acordat atenție utilizării proprietăților acestor materiale pentru realizarea unor dispozitive în care tehnica numerică să nu fie implicată, cum sînt dispozitivele magneto-optice de afișaj /23, 59/, liniile de întîzriere pentru unde acustice de suprafață /22/, capetele de înregistrare transversală pe bandă magnetică /13/, modulatele optice, sau generatoarele holografice /7/. Deși se cunoaște /6/ că în prezența cîmpului magnetic, se modifică dimensiunile, sau configurația domeniilor cilindrice, nu s-a utilizat, pînă acum, acest efect la măsurarea cîmpului magnetic.

## § 1.2. Granați magnetici uniaxiali

Granații magnetici uniaxiali fac parte din clasa materialelor ferimagnetice, cu magnetizație spontană și anizotropie uniaxială pronunțată /7 pg.118/. Granații au formula chimică

$A_3 B_5 O_{12}$ , unde A este un element din seria pământurilor rare, sau ytriu, iar B este unul din elementele : fier, aluminiu, sau galiu. Granații cristalizează în sistem cubic și sînt optic transparenți.

Microstructuri de domenii cilindrice apar în depuneri epitaxiale din granat magnetic pe un suport din granat nemagnetic. Granații magnetici sînt magnetostrictivi și prezintă rotație magneto-optică. Stratul din granat magnetic este depus chimic prin vaporizare /4, 19, 25, 52, 64, 67, 70, 84/, sau este crescut epitaxial din fază lichidă /5, 26, 45, 46, 73/.

Creșterea epitaxială a monocristalului de granat magnetic are loc pe suprafața unui substrat monocristalin cu parametri de rețea apropiați de parametri de rețea ai granatului magnetic. Granații de galiu, cu formulă chimică  $A_3 Ga_5 O_{12}$ , unde A este, fie un element, fie un amestec a două, sau mai multe elemente din seria pământurilor rare, sînt frecvent utilizați ca material de substrat. Constanta rețelei granatului de amestec poate fi modificată în limite largi, prin schimbarea compoziției stoichiometrice a amestecului, pentru a fi compatibilă cu constanta rețelei granatului magnetic crescut epitaxial. De asemenea, se poate modifica compoziția amestecului în granatul magnetic, pentru a fi compatibil cu un anumit substrat.

Sursa predominantă a anizotropiei uniaxiale în stratul de granat magnetic depus prin vaporizare, este magnetostricțiunea /4, 52/. Stratul magnetic epitaxial prezintă în stare normală tensiuni mecanice, datorită nepotrivilor constantelor de rețea. În granatul magnetic magnetostrictiv, tensiunile mecanice produc anizotropie magnetică uniaxială.

Procedeul de creștere epitaxială din fază lichidă, spre deosebire de procedeul de depunere chimică prin vaporizare, presupune depunere epitaxială prin imersarea substratului în soluție saturată cu fondanți /45, 46, 73/. Granații crescuți pe planul (111) al substratului - din  $Ga_3 Ga_5 O_{12}$ , au proprietăți superioa-



re celor crescuți pe planul (110) al substratului /5, 26/.

Anizotropia uniaxială a straturilor magnetice din granat, crescute epitaxial din fază lichidă, este indusă în timpul creșterii monocristalului. Nepotrivirile între constantele rețelelor granatului magnetic - depus și nemagnetic - suport, determină în plus, anizotropie uniaxială indusă prin tensiune.

Granatul studiat în teză s-a realizat la Centrul de Fizică Tehnică - Iași și este format dintr-un suport nemagnetic, de formulă chimică :  $Gd_3 Ga_5 O_{12}$  și un strat magnetic, de formulă :  $(Sm Y)_3 (Ga Fe)_5 O_{12}$ , depus epitaxial pe planul atomic (111) al suportului. Stratul epitaxial, cu grosime de  $3 \mu m$ , posedă anizotropie uniaxială perpendiculară pe planul atomic (111), realizată în procesul de creștere epitaxială, prin distribuția preferențială a ionilor magnetici.

### §1.3. Considerații teoretice asupra materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice

Problemele teoretice legate de studiul materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice sînt numeroase. În lucrare se analizează sub aspect teoretic numai principalele aspecte ce sînt în strînsă legătură cu aplicația urmărită.

Procesele magnetice care au loc în microstructura cu domenii cilindrice sînt tratate cu ajutorul unui model simplificat al microstructurii /6, 7, pg.20,34/. Stările energetic stabile sînt determinate prin calcul variațional, minimizînd energia totală a microstructurii. Întrucît microstructura nu este supusă tensiunilor exterioare și nu prezintă tensiuni interioare, anizotropia uniaxială fiind indusă prin distribuție preferențială a ionilor magnetici în procesul de depunere epitaxială și nu prin nepotriviri ale constantelor de rețea ale granatului suport și depus epitaxial, energiile de magnetostricțiune și magnetoelastice nu vor fi luate în considerare în expresia energiei totale. Pereții Bloch ai domeniilor cilindrice sînt considerați suprafețe de separație între domeniile adiacente, nu posedă energie de demagnetizare și nu sînt încărcăți cu sarcini magnetice fictive. Energia totală a peretelui este o combinație între energia de anizotropie și energia de schimb a peretelui/44, 71/, fiind considerată constantă atît timp cît nu intervin modificări de formă, sau dimensiuni ale peretelui /71/. Peretele este considerat infinit subțire și rigid.

Autorul își propune să stabilească relațiile analitice între mărimile care definesc în microstructură procesele magnetice specifice aplicației de traductor de cîmp magnetic. Analiza se efectuează la nivel de domenii. Cu ajutorul modelului teoretic al microstructurii, se arată că în stare demagnetizată, lățimile domeniilor adiacente sînt egale, iar în prezența unui cîmp magnetic exterior, normal pe suprafețele microstructurii, deplasarea peretilor cilindrici este în raport direct cu intensitatea cîmpului magnetic aplicat. Linearitatea deplasării cu intensitatea cîmpului se menține pînă cînd apar modificări de formă ale domeniilor cilindrice și implicit ale peretilor despărțitori.

Modelul teoretic, preluat din literatura de specialitate, /6/, a fost completat și perfecționat de autor. Procesul de magnetizare al microstructurii de domenii cilindrice s-a analizat în termeni de cîmp de demagnetizare și magnetizație de saturație și nu cu ajutorul potențialului magnetic scalar și a sarcinilor

magnetice fictive, fapt care a permis completari ale modelului teoretic utilizat de alți autori. Dificultățile rezidă adeseori în interpretarea corectă a rezultatelor stabilite pe baza modelului teoretic și punerea lor în concordanță cu experiența fizică. Ipotezele simplificatoare care au permis conceperea modelului s-au analizat în ansamblul și în interdependența lor.

#### § 1.4. Model teoretic al microstructurii de domenii cilindrice

În materiale magnetice cu magnetizație spontană și anizotropie uniaxială pronunțată, sub formă de placă subțire, cu axa de ușoară magnetizare perpendiculară pe suprafața plăcii, din motive energetice, /72/, analizate ulterior (§ 1.8), cuplat cu un domeniu inițial, în care magnetizația este uniformă, ia naștere un nou domeniu cu magnetizația orientată în sens opus, și implicit un perete despărțitor între cele două domenii. Acest perete tinde să devină paralel cu axa de ușoară magnetizare, pentru a evita apariția sarcinilor magnetice fictive - de perete, echivalente cu o creștere de energie în perete. Energia magnetică proprie este minimă atunci când nu există sarcini magnetice fictive /9, pg.39/. Astfel, pereții domeniilor sînt normali pe suprafețele plane ale plăcii, iar domeniile magnetice rezultante sînt cilindri trunchiați în sens geometric larg. În interiorul unui domeniu cilindric, magnetizația este constantă și normală pe suprafața plăcii, iar magnetizațiile domeniilor vecine, egale ca valoare, sînt de sens opus. În teoria domeniilor, regiunile cu magnetizație uniformă, sau domeniile magnetice, sînt considerate la saturație /8, pg.813;9, pg.3/. Se face precizarea că eșantionul, sub formă de placă subțire, are compoziție și grosime uniformă. Astfel, este plauzibil de a considera proprietățile magnetice ca fiind uniforme în interiorul unui domeniu.

Prima teorie cantitativă a domeniilor magnetice aparține lui L.D.Landau și E.M.Lifschitz /41/, care au stabilit importanța energiilor de demagnetizare, sau magnetostatice interne, pentru existența structurii de domenii. Din motive termodinamice, starea fundamentală - cu energie minimă, a unei plăci de grosime finită, corespunde unei structuri stratificate de domenii.

Pentru materiale cu anizotropie uniaxială pronunțată, configurația favorabilă de domenii este o structură cu flux deschis, numită structură Kittel /37/. Cu scăderea grosimii eșantionului,

structura stratificată de domenii se transformă într-o structură cu domenii cilindrice de tip bandă, sau labirint, anticipată teoretic de J.Kaczer / 31 / și identificată experimental de R.J.Spain / 74 / și H.Saito / 69 /.

În cele ce urmează, domeniile și pereții domeniilor sînt tratați identic, domeniile fiind identificate cu regiuni în care magnetizația locală este uniformă, iar pereții domeniilor, cu regiuni în care direcția vectorului magnetizație suferă modificări substanțiale. Vectorul magnetizație se consideră o funcție "netedă" de variabilele spațiului, cu amplitudine constantă și egală cu magnetizația de saturație / 9,44 /. Experimental s-a determinat lățimea pereților ca fiind de ordinul a  $10^{-8}$  m, ceea ce reprezintă mai puțin de 1% din lățimea minimă a unui domeniu cilindric / 71 /. Pereții sînt modelați ca și cum ar fi infinit subțiri. Dacă structura peretelui este o caracteristică importantă, este necesar să fie încorporat în modelul teoretic al microstructurii, un model al peretelui.

Intr-o structură divizată în domenii de închidere / 32 /, componenta normală a vectorului magnetizație se modifică în mod continuu la trecerea de la un domeniu la altul, iar la suprafața de separație cu exteriorul, este nulă. Întrucît discontinuitățile componente normale a vectorului magnetizație generează cîmpuri de demagnetizare, continuitatea acestei componente asigură un cîmp de demagnetizare nul și o stare de energie de demagnetizare nulă. Criteriul de divergență nulă / 71/ este menținut intern.

În microstructura cu domenii cilindrice nu există domenii de închidere, vectorul magnetizație nu este nondivergent pe suprafețele eșantionului, ceea ce presupune existența unui cîmp de demagnetizare, sau a sarcinilor magnetice fictive superficiale.

În fig.2, s-a reprezentat un model simplificat al microstructurii, în care domeniile cilindrice au pereți despărțitori plan-paraleli, deși în realitate pereții de domenii sînt cvasi-paraleli ( fig.1 ).

Modelul teoretic este constituit dintr-o succesiune de perechi de domenii cu magnetizații orientate antiparalele. Proprietățile magnetice ale eșantionului constituit în placă subțire cu grosime și compoziție constante, sînt considerate uniforme, ceea ce justifică periodicitatea structurii. În stare demagnetizată a eșantionului, lățimile domeniilor adiacente sînt egale:  $d_+ = d_- = d$ , fapt constatat experimental. Această condiție se impune modelului teoretic, rezultînd ipoteze suplimentare, care au condus la perfecționarea modelului. În interiorul unui domeniu cilindric, magnetizația este presu-

pusă uniformă, prin urmare nu sînt asociate densități volumetrice de sarcină magnetică fictivă, ci numai densități superficiale, datorită discontinuității vectorului magnetizație pe suprafețele limitrofe superioară și inferioară ale domeniului.

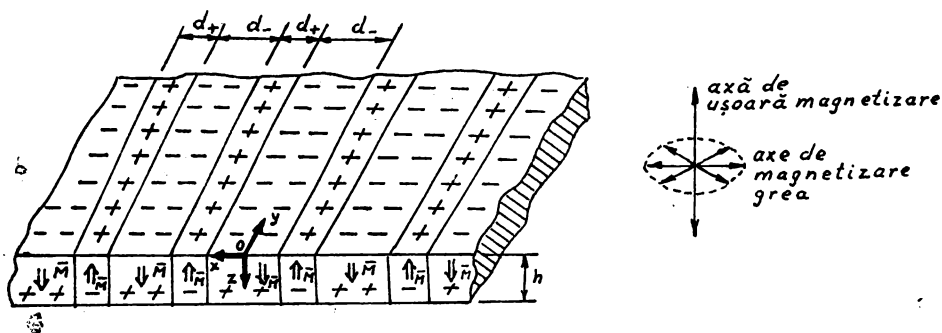


Fig.2. Model teoretic simplificat al microstructurii de domenii cilindrice

Asupra magnetizării din interiorul peretelui s-a impus condiția simplificatoare de divergență nulă / 32,71 /, în sensul că nu există sarcini magnetice fictive, sau câmpuri magnetostatice asociate peretelui, energia magnetostatică a peretelui fiind nulă. Pereții, considerați infinit subțiri, sînt paraleli cu axa de ușoară magnetizare și, prin urmare, perpendiculari pe suprafețele plane ale eșantionului. Un perete inclinat față de axa de ușoară magnetizare, în direcția căreia se orientează vectorul magnetizație, este echivalent cu prezența sarcinilor magnetice fictive - de perete, întrucît criteriul de divergență nulă nu se mai respectă în perete. Vectorul magnetizație,  $\vec{M}$  este presupus constant în interiorul unui domeniu cilindric și egal cu magnetizația de saturație,  $\vec{M}_s$ .

Din relația:

$$\text{div}_s \vec{M} = \text{div}_s \vec{M}_s = - \frac{\sigma_m}{\mu_0}, \quad (1.1)$$

unde,  $\sigma_m$  reprezintă densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive, rezultă că densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive pozitive, sau negative este o mărime constantă /14, pg.221). Pereții despărțitori ai domeniilor adiacente, în care vectorii magnetizație sînt antiparaleli, delimitează sarcinile magnetice superficiale pozitive de cele negative.

În prezența unui câmp magnetic aplicat din exterior pe direcție normală la suprafețele paralele ale plăcii, pereții domeniilor cilindrice se vor deplasa pînă la atingerea unei stări de echilibru energetic. Domeniile cu magnetizația orientată în sensul câmpului

aplicat se vor extinde în detrimentul domeniilor cu magnetizația orientată în sens opus câmpului aplicat.

Energia de demagnetizare a peretelui este nulă, câmpul de demagnetizare în perete fiind nul ( § 1.7 ). Peretelui i se atribuie energie de perete, care este o combinație între energia de schimb a peretelui și energia de anizotropie / 71 /.

În materiale cu magnetizație spontană există energie de demagnetizare, sau magnetostatică internă. Prezența magnetizației în interiorul domeniului determină existența energiei de demagnetizare ( § 1.8 ). Energia de perete este de natură diferită față de energia de demagnetizare. Energia de perete se consideră repartizată uniform pe suprafața peretelui, densitatea de energie superficială de perete, fiind o mărime constantă / 7, pg.20 /. Proprietățile magnetice ale materialului și mărimile magnetice sînt considerate uniforme în grosimea "h" a eșantionului, iar pereții de domenii sînt considerați rigizi.

Geometria eșantionului, sub formă de placă subțire, permite alegerea unui sistem de coordonate ortogonal. Pentru simplitate, un "plan orizontal" este orice suprafață plană, interioară microstructurii, paralelă cu suprafețele plan-paralele ale eșantionului, iar un plan "vertical" este orice suprafață plană, interioară unui domeniu, paralelă cu suprafețele pereților plan-paraleli. "Planul median orizontal" este planul orizontal echidistant față de suprafețele plan-paralele ale eșantionului, iar "planul median vertical", asociat unui domeniu, este planul vertical echidistant față de pereții domeniului considerat. "Planul secțiunii este un plan normal pe suprafețele eșantionului și pe pereții plan-paraleli de domenii cilindrice. "Axa centrală " a unui domeniu se obține prin intersecția planelor median vertical și median orizontal.

Autorul consideră necesar ca modelul teoretic să fie completat prin următoarele precizări:

1. Valoarea maximă a câmpului de demagnetizare în prezența, sau în absența unui câmp aplicat din exterior poate fi cel mult egală cu valoarea magnetizației de saturație, care reprezintă un parametru caracteristic al materialului. Numim stare demagnetizată, starea în care suma momentelor magnetice în orice regiune macroscopică este nulă și corespunde absenței câmpului magnetic exterior. Starea magnetizată apare în câmp aplicat din exterior, momentul magnetic al materialului fiind diferit de zero. Câmpul de demagnetizare, sau magnetostatic intern, este rezultatul prezenței magnetizației de saturație în interiorul domeniului cilindric, sau echivalent - a sarcinilor magnetice fictive distribuite uniform pe

suprafețele domeniului cilindric.

2. Pereții domeniilor cilindrice sînt suprafețe de demarcație între două domenii vecine, fiind considerați infinit subțiri și rigizi. În stare demagnetizată, cîmpul total din perete, egal cu cîmpul de demagnetizare, este nul. În prezența unui cîmp exterior, cîmpul total din perete este egal cu cîmpul aplicat din exterior (§1.7). Dacă într-un punct din interiorul materialului, cîmpul de demagnetizare în prezența, sau absența unui cîmp aplicat din exterior, este nul, punctul respectiv aparține unui perete. Prin urmare, cîmpul de demagnetizare din perete este nul și nu se anulează în nici un punct din interiorul unui domeniu - independent de prezența, sau absența unui cîmp aplicat din exterior.

Avînd în vedere aceste precizări, pentru a îndeplini și condiția, verificată experimental, ca în absența cîmpului magnetic exterior, lățimile domeniilor cilindrice adiacente să fie egale, în modelul teoretic al microstructurii cu domenii cilindrice multiple și pereți plan-paraleli se fac următoarele ipoteze suplimentare:

3. Cîmpul de demagnetizare este continuu în interiorul microstructurii, deși magnetizația este discontinuă la nivelul peretelui. Această ipoteză este acceptată în micromagnetism / 44;9 pg.5 /. Întrucît cîmpul de demagnetizare este orientat în sens opus magnetizației în punctul considerat, în puncte vecine peretelui și aparținînd unor domenii adiacente, cîmpurile de demagnetizare vor avea orientări opuse, magnetizațiile avînd orientări opuse. Cîmpul de demagnetizare este maxim în axa centrală a domeniului cilindric, scăzînd progresiv pe măsură ce punctul în care se determină cîmpul de demagnetizare se apropie de pereți, fiind nul în perete și diferit de zero, în rest.

4. Densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive este o mărime constantă.

5. În domeniul care se extinde, cîmpul de demagnetizare crește în punctele intericare și scade în punctele exterioare, aparținînd domeniilor adiacente, care se restrîng.

Cîmpul de demagnetizare se determină considerînd un spațiu finit simetric în raport cu punctul în care se determină cîmpul.

Ipoteza, unanim acceptată în abordările teoretice / 7,71 / la nivel de domenii, că în interiorul unui domeniu cilindric, magnetizația este uniformă ca valoare, direcție și sens, presupune discontinuitatea vectorului magnetizație în perete. În cadrul modelului teoretic, peretele este doar o suprafață de demarcație; domeniile și nu pereții constituie elementul de bază în analiza proceselor magnetice.

În prezența unui câmp normal pe suprafețele plăcii, domeniile cu magnetizația orientată în același sens cu câmpul exterior se extind. În câmp exterior suficient de intens, microstructura cu domenii cilindrice multiple se transformă într-o structură monodomeniu, câmpul de demagnetizare fiind egal și de sens opus cu magnetizația de saturație. Modelul teoretic este valabil atît timp cît nu apar modificări de formă ale domeniilor cilindrice. Pereții domeniilor nu se pot apropia sub influența câmpului exterior la o distanță inferioară lungimii caracteristice ( § 2.3 ). Crescînd câmpul exterior, lățimea domeniilor rămîne constantă și apar modificări de formă ale domeniilor. Energia pereților se modifică ca urmare a modificării formei pereților, care, deși sînt suprafețe cilindrice, nu mai sînt plani și nici paraleli în ansamblu ( § 1.10 ).

Se va arăta în continuare că în perete câmpul de demagnetizare este nul în prezența, sau în absența unui câmp aplicat din exterior și nu se anulează în nici un punct din interiorul domeniului.

Pentru un perete extins la infinit în direcția axei  $Oy$ , reprezentat în fig.3, din motive de simetrie, câmpul de demagnetizare  $\vec{H}_D'$ , în prezența unui câmp aplicat  $\vec{H}_A$  - diferit de câmpul de demagnetizare  $\vec{H}_D$ , în absența câmpului exterior, aparține planului  $xOz$  al secțiunii și este dirijat de-a lungul axei  $Oz$  ( § 1.6 ).

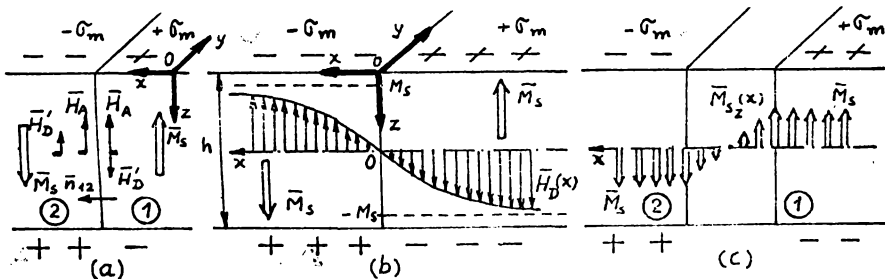


Fig.3. Câmpul de demagnetizare în perete este nul(a) și crește pe măsură ce punctul se îndepărtează de perete(b). Componenta normală mediată a magnetizației în perete este de asemenea nulă(c).

Câmpul magnetic total în domeniul "1", respectiv "2" (fig.3a) este suma vectorială între câmpul aplicat și câmpul de demagnetizare, sau:

$$H_1 = H_A - H_D' \quad (1.2a)$$

$$H_2 = H_A + H_D' \quad (1.2b)$$



Intrucît nu există curenți de conducție,

$$\operatorname{rot}_s \vec{H} = 0, \quad (1.3)$$

componenta tangențială a cîmpului magnetic total este continuă prin suprafața de separație:

$$H_{t1} = H_{t2}, \quad (1.4)$$

sau

$$H_A + H_D' = H_A - H_D', \quad (1.5)$$

relație care este îndeplinită pentru  $H_D' = 0$ , sau  $\vec{H}_1 = \vec{H}_2 = \vec{H}_A$ , fiind valabilă și pentru orientări înclinate ale cîmpului  $\vec{H}_A$  în raport cu suprafețele plăcii.

În general, cîmpul de demagnetizare  $H_D'$ , într-un punct din interiorul unui domeniu în stare demagnetizată a eșantionului este diferit de cîmpul de demagnetizare  $H_D$  în același punct, în stare magnetizată a eșantionului ( § 1.7 ).

Cîmpul de demagnetizare tinde spre valoarea magnetizației de saturație ( § 1.6 ) pe măsură ce punctul în care se determină cîmpul, se îndepărtează de perete ( fig. 3b ). Considerînd peretele de grosime finită ( fig. 3c ), vectorul magnetizație se rotește în interiorul peretelui în plane verticale, dacă peretele este de tip Bloch /12,24,96/. Componenta normală, mediată pe lățimea peretelui, a magnetizației  $M_s(x)$ , indiferent de tipul rotației: în planul secțiunii (Nèel), sau în plane verticale (Bloch), este nulă, iar cîmpul de demagnetizare mediat în perete este de asemenea nul. Modelul teoretic, presupune pereți infinit subțiri, care se pot obține prin trecere la limită a peretilor de grosime finită. În acest caz, medierea se efectuează între vectorii  $\vec{M}_s$  antiparaleli - aparținînd domeniilor adiacente, rezultatul fiind de asemenea nul.

Pereții de domenii nu sînt încărcăți cu sarcini magnetice fictive /71/, pentru că vectorul magnetizație este paralel cu suprafața peretelui ( fig. 3a ), iar

$$\operatorname{div}_s \vec{M} = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) = 0. \quad (1.6)$$

Considerăm o microstructură cu domeniu cilindric unic, reprezentată în fig. 4. C.Kooy, V.Enz/39/ și A.Bobeck/6 pg.1907/, calculează cîmpul în perete cu ajutorul unui domeniu imagine al domeniului singular, pe care îl mediază în planul secțiunii, de-a lungul peretelui. Astfel, cîmpul de demagnetizare din perete, localizat în planul  $x = 0$ , are expresia:

$$(\vec{H}_D)_{\text{med}} \text{ perete} = \frac{2M_s}{\pi} \left[ \arctg \frac{h}{d} - \frac{d}{2h} \ln \left( 1 + \frac{h^2}{d^2} \right) \right]. \quad (1.7)$$

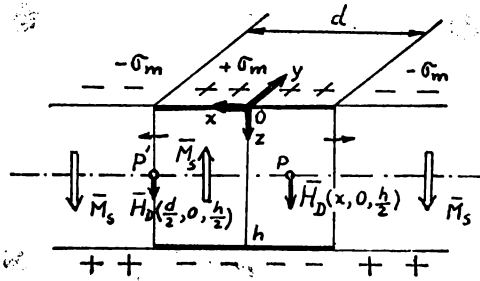


Fig.4. Condiția de anulare a câmpului de demagnetizare în perete determină extensia domeniului și transformarea în structură monodomeniu/39/.

Considerind câmpul de demagnetizare din perete drept câmp care acționează asupra peretelui, întrucît sensul câmpului este același în ambii pereți, ajung la concluzia că pereții tind să se îndepărteze unul de celălalt, iar lățimea domeniului tinde să se mărească. Argumentarea este insuficientă.

Microstructura cu domeniu cilindric singular nu se pretează la o analiză energetică a proceselor magnetice, întrucît energia de demagnetizare se păstrează constantă și la valoare maximă, independent de lățimea domeniului cilindric. Aceasta se explică prin dimensiunile infinite ale plăcii. După cum se va arăta ulterior (§19) în microstructura cu domenii cilindrice multiple, deși dimensiunile plăcii sînt infinite, modificarea energiei de demagnetizare, ca urmare a prezenței unui câmp exterior normal pe suprafețele plane, este finită, întrucît numai un volum finit își modifică magnetizația prin schimbare de sens.

Expresia (1.7) este utilizată de W. Kinser și E. Della Torre /36/ pentru determinarea lățimii stabile a domeniului cilindric singular cu pereți plan-paraleli, în prezența unui câmp magnetic exterior. H.Urai/91/ utilizează aceeași expresie pentru determinarea distribuției câmpului magnetic în dispozitive realizate prin implantare ionică.

Considerăm că se aplică asupra microstructurii reprezentată în fig.4, un câmp magnetic normal și crescător, care produce restrîngerea domeniului și în final, prin suprapunerea celor doi pereți, microstructura se transformă în monodomeniu. Câmpul de demagnetizare din interiorul domeniului este generat (§1.6) de sarcinile magnetice superficiale aparținînd domeniului - cu pondere mare, precum și de sarcinile magnetice superficiale fictive de semn opus cu pondere mai mică, ale domeniilor adiacente infinite extinse. Pe măsură ce pereții se apropie sub influența câmpului exterior normal și crescător, câmpul de demagnetizare din interiorul domeniului

lui se micșorează și în final se anulează, pereții fiind suprapuși. Această stare nu este fizic posibilă, întrucât într-o structură monodomeniu (§1.5) cîmpul de demagnetizare din interior are valoarea egală cu magnetizația de saturație, independent de prezența sau absența cîmpului magnetic exterior, valoarea  $M_s$  fiind valoarea maximă pe care o poate atinge cîmpul de demagnetizare interior.

Dacă se consideră microstructura formată din domenii cilindrice multiple, printr-un raționament similar, vor rezulta multiple puncte în care cîmpul de demagnetizare se anulează.

Prin urmare, o stare în care există unul, sau mai multe puncte interioare unui domeniu în care cîmpul de demagnetizare se anulează nu este fizic posibilă.

Modelarea microstructurii ca o succesiune de perechi de domenii cu pereți plan-paraleli și magnetizații orientate antiparalele este mai apropiată de experiența fizică și permite obținerea unor relații care se pot interpreta în limite mai largi.

Considerăm o microstructură cu domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli și cu lățimi egale, reprezentată în fig.5, în absența unui cîmp aplicat din exterior (§1.8).

Cîmpul de demagnetizare în perete se determină conform teoremei superpoziției (§1.7), ca sumă a contribuțiilor fișiiilor încărcate cu sarcini magnetice fictive uniform distribuite.

Dacă se consideră un spațiu simetric în raport cu planul vertical al peretelui, cîmpul de demagnetizare în absența unui cîmp aplicat din exterior, este nul în perete. Numărul de domenii care intervin în evaluarea cîmpului din perete este par.

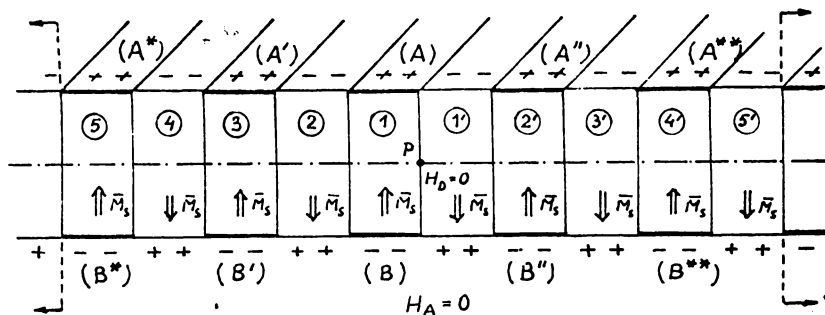


Fig.5. Microstructură de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli; domeniile adiacente au lățimi egale în absența unui cîmp magnetic extern. Cîmpul de demagnetizare în perete este nul.

În prezența unui cîmp aplicat normal pe suprafețele plăcii, domeniile cu magnetizația orientată în sensul cîmpului se extind în detrimentul domeniilor cu magnetizația orientată antiparalele, care se restrâng. Microstructura este reprezentată în fig.6.

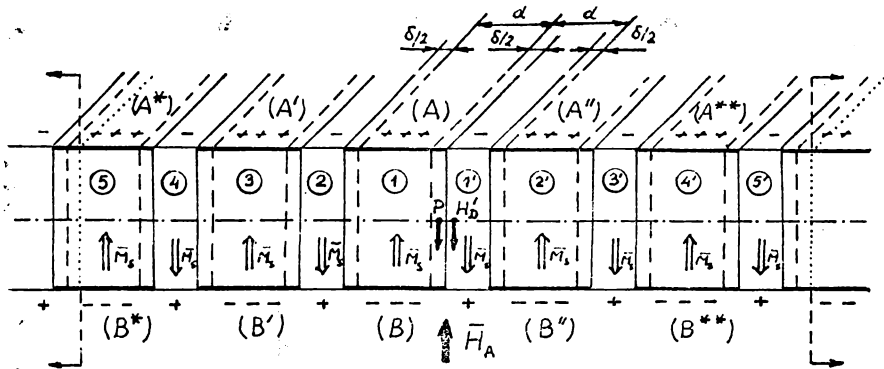


Fig.6. Microstructură de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli în prezența unui câmp magnetic exterior normal pe suprafețele plăcii. Câmpul de demagnetizare în vecinătatea peretelui este diferit de zero.

În prezența câmpului aplicat din exterior, contribuțiile fișilor de tip (A);(B) la câmpul din interiorul domeniilor (AB) vor crește, ca și în cazul precedent. Regiunea luată în considerare în evaluarea câmpului de demagnetizare este simetrică în raport cu punctul P, în care se determină câmpul. Câmpul de demagnetizare  $H_D'$ , crește în toate punctele interioare domeniilor de tip (AB) și scade în toate punctele din domeniile adiacente domeniilor de tip(AB) (sl.8).În vecinătatea peretelui câmpurile de demagnetizare sînt egale ca mărime, direcție și sens, deși punctele considerate aparțin unor domenii distincte(fig.6). Expresiile câmpurilor de demagnetizare în puncte interioare domeniilor cilindrice sînt funcții continue de poziția punctului respectiv în raport cu planul median vertical al domeniului(sl.8). În consecință, câmpul de demagnetizare se anulează în două puncte interioare domeniului care se restrînge. Pe de altă parte, în interiorul domeniilor adiacente domeniilor de tip (AB), există puncte în care câmpul de demagnetizare are același sens cu magnetizația de saturație.

Din cele expuse, rezultă necesitatea de a corecta câmpul de demagnetizare astfel încît la nivelul peretelui să se anuleze, iar în puncte interioare domeniului să crească, sau să scadă atunci cînd domeniul se extinde, respectiv se restrînge(sl.8).

Valoarea maximă a câmpului de demagnetizare corespunde punctelor care aparțin axei centrale a domeniului. Creșterea câmpului de demagnetizare în domeniile care se extind, este mai mică decît scăderea câmpului de demagnetizare în domeniile care se restrîng, variațiile fiind egale în imediata vecinătate a peretelui(sl.8).

În interiorul microstructurii, câmpul de demagnetizare nu are discontinuități; atît expresia câmpului cît și expresia derivatei câmpului sînt funcții continue(sl.8).

315. Câmp de demagnetizare în plăci subțiri magnetizate la saturație

În fig.7 este reprezentat un eșantion, sub formă de placă subțire, cu anizotropie uniaxială și magnetizație spontană, magnetizat la saturație, în absența, sau prezența unui câmp magnetic exterior perpendicular pe suprafețele plăcii. În interiorul plăcii magnetizația  $\vec{M}_1$  este egală cu magnetizația de saturație  $\vec{M}_S$ , iar în exterior, magnetizația  $\vec{M}_2$  este nulă.

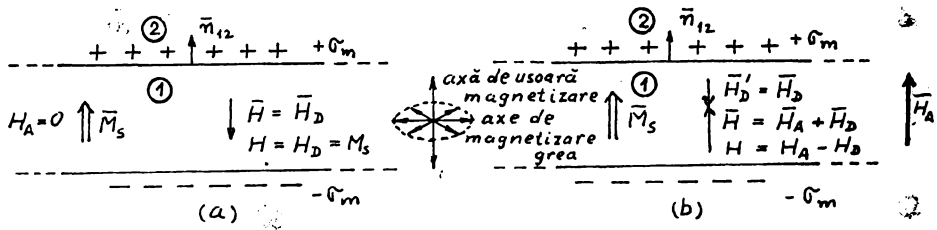


Fig.7. Câmpul de demagnetizare din interiorul unei plăci de dimensiuni infinite, magnetizate la saturație, în absența (a), sau în prezența (b) unui câmp magnetic exterior.

Astfel,

$$\text{div}_S \vec{M} = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) = \vec{n}_{12} \cdot \vec{M}_S = M_S, \quad (1.8)$$

unde,  $\vec{n}_{12}$  este vectorul unitar normal pe suprafața de separație.

Conform relației(1.1),

$$\text{div}_S \vec{M} = M_S = - \frac{\sigma_m}{\mu_0}. \quad (1.9)$$

Din relația(1.9) rezultă că dacă se cunoaște valoarea magnetizației de saturație, se cunoaște și distribuția superficială a sarcinilor magnetice fictive; în continuare, în relații se va introduce magnetizația de saturație și nu densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive.

În absența unui câmp magnetic exterior, (fig. 7a) între câmpul demagnetizant  $\vec{H}_D$ , inducția magnetică  $\vec{H}$  și magnetizația  $\vec{M}$ , există relația:

$$\vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (1.10)$$

unde,  $\vec{H} = \vec{H}_D$ .

Intrucit în spațiul considerat nu există curenți de conducție, din teorema potențialului magnetostatic, consecința a legii circuitului magnetic/81 pg.266;88 pg.266,270/, scrieă pentru o curbă care coincide cu o linie de câmp, rezultă sensul opus al câmpului demagnetizant  $\vec{H}_D$  față de magnetizația  $\vec{M}$ .

LIBRĂRIE  
UNIVERSITĂȚII  
BUCUREȘTI

În prezența unui câmp magnetic exterior  $\vec{H}_A$ , după cum se arată în fig.7b, câmpul magnetic interior are expresia:

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_D, \quad (1.11)$$

iar relația(1.10) devine:

$$\vec{B} = \mu_0 [(\vec{H}_A + \vec{H}_D) + \vec{M}] . \quad (1.12)$$

Intrucît inducția magnetică este eminentemente solenoidală, în absența unui câmp exterior, din relația (1.10) rezultă:

$$\text{div}_S \vec{B} = \text{div}_S(\mu_0 \vec{H}) + \text{div}_S(\mu_0 \vec{M}) = 0, \quad (1.13)$$

datorită faptului că atât câmpul demagnetizant cât și magnetizația au discontinuități pe suprafața de separație a plăcii.

În interiorul plăcii, câmpul magnetostatic intern,  $\vec{H}_1 = \vec{H} = \vec{H}_D$ , iar în exterior, câmpul magnetostatic  $\vec{H}_2$  este nul, câmpul exterior fiind nul. Astfel se obține o relație analoagă relației (1.8):

$$\text{div}_S \vec{H} = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{n}_{12} \cdot \vec{H}_1 = -H_D. \quad (1.14)$$

Din relațiile (1.8), (1.13) și (1.14), rezultă:  $H = H_D = -M_S$ .

Așadar, câmpul de demagnetizare din interiorul unei plăci de dimensiuni infinite, magnetizate la saturație, în absența unui câmp magnetic exterior, este egal și de sens opus cu magnetizația de saturație.

Factorul de demagnetizare,  $H_D/M_S$  este unitar pentru plăci de dimensiuni infinite, câmpul magnetic interior fiind uniform. Pentru plăci de dimensiuni finite, factorul de demagnetizare este subunitar, de exemplu: 0,95 /39/.

Presupunem un câmp magnetic crescător, aplicat din exterior normal pe suprafețele plăcii, cu aceeași direcție și sens ca și magnetizația plăcii monodomeniu (fig.7b). Densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive  $\sigma_m$ , conform relației (1.9), rămîne constantă, fiind determinată de magnetizația  $\vec{M}_S$  a plăcii, independent de câmpul exterior  $\vec{H}_A$ . Câmpul de demagnetizare  $\vec{H}_D'$ , în prezența câmpului exterior, este același ca și în absența lui :  $\vec{H}_D' = \vec{H}_D = -\vec{H}$  întrucît se menține starea de monodomeniu a plăcii.

Relația (1.14) pentru  $\vec{H}_A \neq 0$ , este:

$$\text{div}_S \vec{H} = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{H}_D + \vec{H}_A) - \vec{n}_{12} \cdot \vec{H}_A = \vec{n}_{12} \cdot \vec{H}_D = -H_D. \quad (1.15)$$

Din relațiile (1.9) și (1.15), rezultă:

$$\text{div}_S \vec{H} = M_S = -\text{div}_S \vec{H} = -H_D. \quad (1.16)$$

Pentru intensități egale ale câmpurilor de demagnetizare și exterior, câmpul din interior:  $H = H_A - H_D$ , se anulează, dar densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive rămîne constantă.

Pentru intensități superioare ale câmpului exterior, câmpul din interior are valoare inferioară câmpului exterior cu valoarea câmpului de demagnetizare, care rămâne constantă și egală cu  $M_s$ .

Dacă câmpul exterior crescător are sensul câmpului de demagnetizare, câmpul interior:  $H = H_A + H_D$ , este monoton crescător. Relațiile (1.15) și (1.16) fiind independente de sensul câmpului exterior, câmpul de demagnetizare rămâne constant și deasemenea densitatea superficială  $\sigma_m$ , rămâne constantă.

Precizăm că în cadrul modelului prezentat, invarianța vectorului magnetizație în interiorul plăcii subțiri, determină invarianța densității superficiale a sarcinilor magnetice fictive și a câmpului de demagnetizare, independent de prezența, sau absența câmpului magnetic exterior. Se presupune /44/ că magnetizația nu este afectată de modificarea câmpului de demagnetizare.

Intr-un alt caz, dacă câmpul exterior este suficient de intens, vectorul magnetizație, orientat inițial în sens opus câmpului exterior, se va orienta în direcția axei de ușoară magnetizare, în sensul câmpului exterior. Tranziția are loc instantaneu, sarcinile magnetice fictive își schimbă polaritatea, distribuția superficială rămâne constantă, iar câmpul de demagnetizare, constant ca valoare, își schimbă sensul.

În microstructura cu domenii cilindrice multiple, sensul vectorului magnetizație se modifică brusc la nivelul peretelui, modelul teoretic presupunând aceeași invarianță a vectorului magnetizație în interiorul domeniului cilindric și a densității superficiale a sarcinilor magnetice fictive.

În continuare se va determina câmpul de demagnetizare în microstructura cu domeniu cilindric singular, ca etapă intermediară în abordarea microstructurii cu domenii cilindrice multiple.

### §1.6. Câmp de demagnetizare în microstructura cu domeniu cilindric singular, avînd pereți plan-paraleli

Dificultatea majoră în analiza energetică a proceselor magnetice constă în evaluarea câmpului și energiei de demagnetizare.

Cu teorema superpoziției câmpurilor magnetice /63 pg.31/ se determină în primă instanță, componenta normală a câmpului de demagnetizare produs de o fișie de lățime finită și lungime infinită, încărcată cu sarcini magnetice fictive distribuite uniform, într-un punct din care fișia se vede sub un unghi dat.

Cîmpul de demagnetizare elementar  $d\vec{H}_D$  din fig.8, produs de elementul de suprafață  $dA = dx \cdot dy$ , încărcat cu sarcini magnetice fictive pozitive cu densitate superficială constantă  $\tilde{\sigma}_m$ , într-un punct  $P$ , de rază vectorie  $\vec{r}$ , are expresia/65 p.375/:

$$d\vec{H}_D = \frac{\tilde{\sigma}_m}{4\pi\mu_0} \frac{dA}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.17)$$

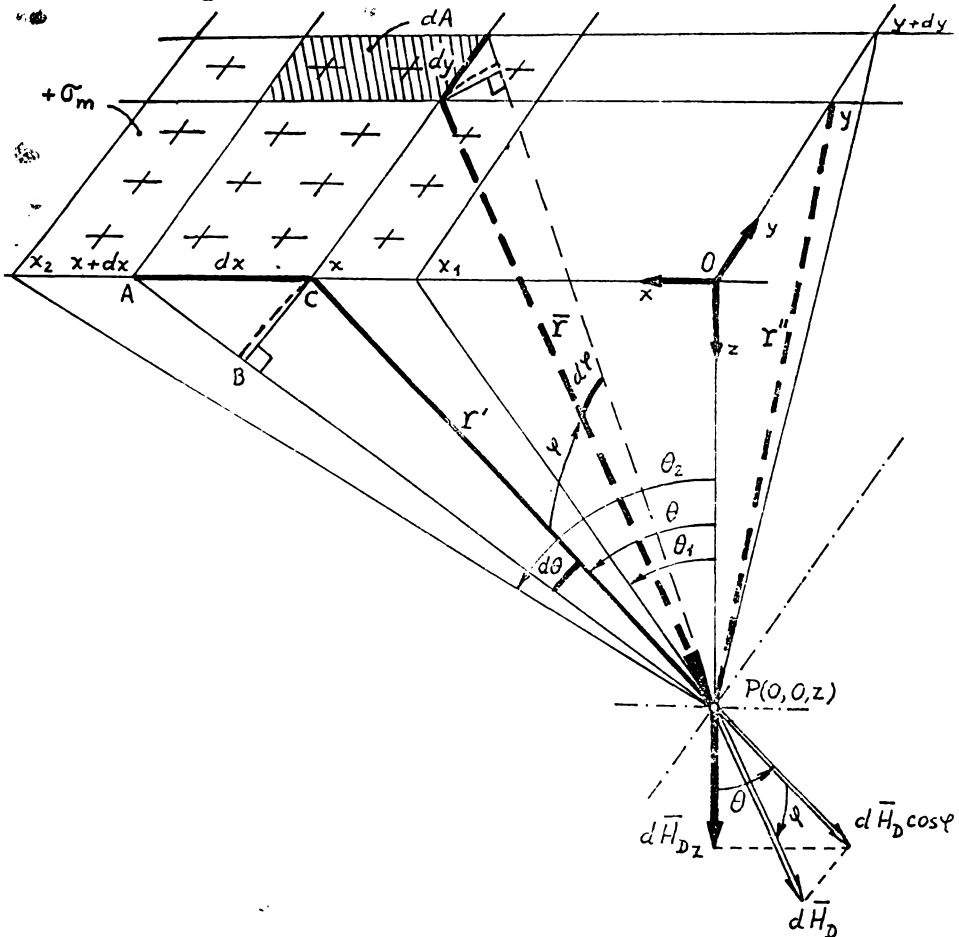


Fig.8. Componenta normală a cîmpului de demagnetizare produs de o fișie încărcată cu sarcini magnetice fictive, este în raport direct cu unghiul sub care se vede fișia din punctul respectiv.

Componenta normală a cîmpului de demagnetizare elementar, are valoarea:

$$dH_{Dz} = \frac{\tilde{\sigma}_m}{4\pi\mu_0} \frac{\cos\varphi \csc\theta}{r^2} dA. \quad (1.18)$$

Aproximînd coarda prin arc, din triunghiurile ABC și COP, caș sînt asemenea, se obține elementul de linie:



$$dx = \frac{r'^2 d\theta}{z}, \quad (1.19)$$

și analog:

$$dy = \frac{r'^2 d\varphi}{r'}. \quad (1.20)$$

Relația (1.18) se scrie cu ajutorul relațiilor (1.19) și (1.20):

$$dH_{Dz} = \frac{\sigma_m}{4\pi\mu_0 z} r' \cos\varphi \cos\theta = \frac{\sigma_m}{4\pi\mu_0} \cos\varphi d\varphi d\theta. \quad (1.21)$$

Prin integrarea relației (1.21) între limitele  $\varphi(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ ;

$\theta \in [\theta_1, \theta_2]$ , se obține expresia componentei normale a cîmpului de demagnetizare produs de o fișie de lungime infinită și lățime finită, încărcată cu sarcini magnetice fictive distribuite uniform pe suprafața fișiei, în punctul P, din care se vede fișia sub unghiul  $\theta_2 - \theta_1$ .

$$H_{Dz} = \frac{\sigma_m}{2\pi\mu_0} (\theta_2 - \theta_1). \quad (1.22)$$

Cu relațiile (1.22) și (1.9), și ținînd cont că în interiorul plăcii magnetizația este orientată în sens opus cîmpului de demagnetizare, se obține:  $H_{Dz} = M_s$ , pentru  $\theta_2 - \theta_1 = \pi$ .

Cîmpul de demagnetizare s-a determinat pe baza teoremei superpoziției, care va fi utilizată și în determinarea cîmpului de demagnetizare în microstructuri cu domenii cilindrice singulare, sau multiple, considerînd contribuțiile ambelor suprafețe încărcate cu sarcini magnetice fictive.

Cu ajutorul reprezentărilor din fig.9, se determină expresia cîmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii cu domenii cilindric unic și dimensiuni extinse la infinit în planul  $xOy$ .

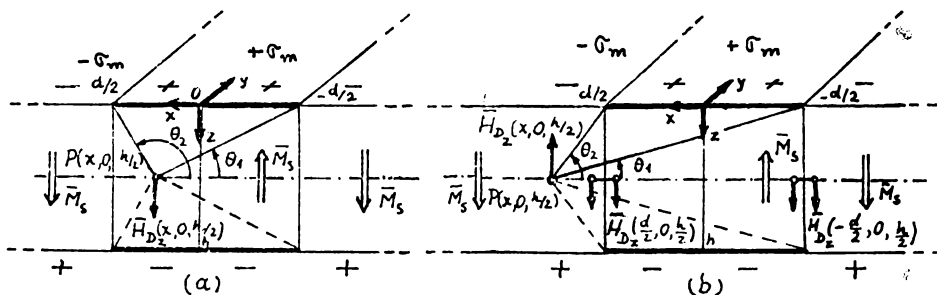


Fig.9. Componenta normală a cîmpului de demagnetizare din interiorul (a), sau exteriorul (b) unui domeniu cilindric singular, într-un punct din planul median orizontal, este o funcție de unghiul sub care se văd suprafețele încărcate cu sarcini magnetice ale domeniului cilindric singular.

Unghiurile  $\theta_1$  și  $\theta_2$ , sub care se văd suprafețele încărcate cu sarcini magnetice au expresiile:

$$\theta_1 = \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+d}, \quad (1.23)$$

$$\theta_2 = \operatorname{arctg} \frac{h}{2x-d}, \quad (1.24)$$

cu specificația că:  $\theta \in (\operatorname{arctg} h/2d, \pi/2)$ ;  $\theta_2 \in (\pi/2, \operatorname{arctg} -h/2d)$  pentru punctele interioare domeniului cilindric:  $x < d/2$  (fig. 9a) și  $\theta_1 \in (0, \operatorname{arctg} h/2d)$ ;  $\theta_2 \in (0, \pi/2)$  pentru punctele exterioare domeniului cilindric:  $x > d/2$  (fig. 9b).

Cîmpul de demagnetizare în interiorul, sau exteriorul domeniului cilindric, conform teoremei superpoziției, este egal cu diferența dintre magnetizația de saturație și dublul contribuției celor două fișii de lățime "d" și lungime infinită, aparținînd domeniului. Pentru un punct situat în planul median orizontal, cîmpul de demagnetizare are valoarea:

$$H_{Dz}(x, 0, \frac{h}{2}) = M_s - \frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left( \operatorname{arctg} \frac{h}{2x-d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+d} \right). \quad (1.25)$$

Primul termen reprezintă contribuția plăcii monodomeniu, iar termenul al doilea, este dublul contribuției fișiiilor aparținînd domeniului cilindric; din placa monodomeniu se decupează domeniul cilindric pe de o parte și pe de altă parte, contribuția domeniului cilindric este de sens și semn opus contribuției plăcii monodomeniu. Modificarea magnetizației la nivelul peretelui este  $2M_s$ ; semnele corespund sensului pozitiv al axei Oz.

Intrucît proprietățile magnetice ale materialului și mărimile magnetice sînt presupuse uniforme în grosimea plăcii, se justifică medierea expresiei obținute în raport cu coordonata "z".

Considerînd magnetizația cu sensul și semnul corespunzător punctului în care se determină cîmpul de demagnetizare, relația (1.25) obține forma:

$$H_{Dz}(x, 0, z) = -M_s + \frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left( \operatorname{arctg} \frac{2z}{2x-d} - \operatorname{arctg} \frac{2z}{2x+d} \right), \quad (1.26)$$

iar cîmpul mediat în raport cu "z" este:

$$H_{Dz \text{ med}}(x, 0) = \frac{1}{h} \int_0^h H_z(x) dz = -M_s + \frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left( \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x-d} - \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x+d} \right) + \frac{2M_s}{\mathcal{H} h} \left\{ \frac{2x+d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x+d)^2} \right] - \frac{2x-d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x-d)^2} \right] \right\}. \quad (1.27)$$

Expresia (1.27) nu se anulează pentru nici o valoare a variabilei "x", cîmpul de demagnetizare fiind diferit de zero în orice punct din interiorul plăcii în care există magnetizație - de saturație.

Din relația (1.26) rezultă cîmpul de demagnetizare corespunzător unui punct interior plăcii, plasat la infinit și aparținînd planului median orizontal al plăcii (fig. 9b):

$$H_{D_z} (x \rightarrow \pm\infty, 0, \frac{h}{2}) = H_{D_z \text{ med}} (x \rightarrow \pm\infty, 0) = - M_s, \quad (1.28)$$

magnetizația în punctul plasat la infinit fiind de sens și semn opus magnetizației din interiorul domeniului cilindric singular. Cîmpul de demagnetizare mediat din imediata apropiere a peretelui are expresia:

$$H_{D_z \text{ med}} (x = \pm d/2, 0) = - M_s + \frac{2M_s}{\pi} \left[ \frac{d}{2h} \ln \left( 1 + \frac{h^2}{d^2} \right) - \arctg \frac{h}{d} \right]. \quad (1.29)$$

Relațiile (1.29) și (1.7), obținute prin procedeul asemănător, diferă prin termenul  $M_s$ , întrucît originea axelor de coordonate este diferită.

Pentru a compara cîmpurile de demagnetizare din imediata vecinătate a peretelui, este necesar să atribuim semne termenilor relației (1.25) în raport cu un sistem unic de axe de coordonate. Sensul pozitiv al axei Oz (fig. 9), implică semnul pozitiv pentru cîmpul produs de placa monodomeniu și semnul negativ pentru cîmpul produs de domeniul cilindric. Expresia (1.25), fiind continuă în raport cu variabila "x", se va anula în două puncte exterioare domeniului cilindric: pentru  $x = \pm \sqrt{d^2 - h^2}/2$ . Domeniul va tinde să se extindă la infinit pentru ca în perete, cîmpul de demagnetizare să se anuleze.

Relațiile (1.27), (1.29) pot fi interpretate în limite restrînse, întrucît modelul teoretic cu domeniu singular diferă substanțial de experiența fizică, de care este mai apropiat modelul teoretic cu domenii cilindrice multiple.

Desigur că simplificările inerente conduc la relații aproximative, suficiente însă pentru explicarea proceselor magnetice care interesează în cadrul tezei.

§ 1.7. Câmp de demagnetizare în microstructura de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli

Câmpul de demagnetizare din interiorul domeniilor cilindrice se determină considerând microstructura o succesiune de perechi de fișii încărcate cu sarcini magnetice fictive, de semn opus.

În fig. 10, cu (A) sînt notate fișii suprafeței superioare încărcate cu sarcină magnetică superficială pozitivă, iar cu (B), fișii suprafeței inferioare încărcate cu sarcină negativă. Domeniile cu magnetizația orientată în același sens, sînt mărginite lateral de pereți, considerați infinit subțiri, rigizi și plan-paraleli, și de o pereche (A),(B) de fișii. Lățimile domeniilor adiacente se consideră egale:  $d_+ = d_- = d$ .

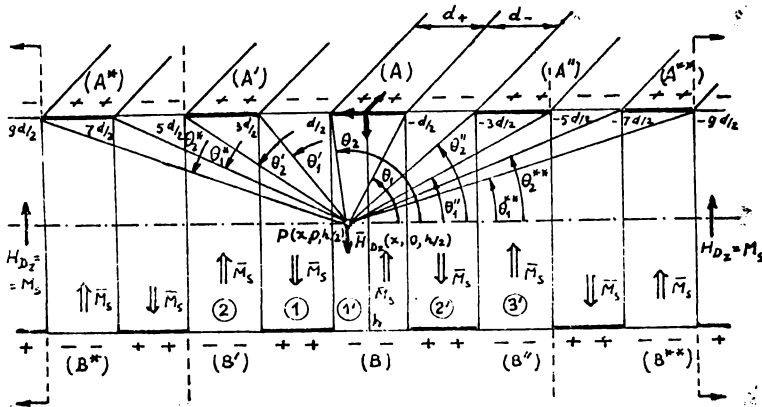


Fig.10. Microstructura de domenii cilindrice este modelată ca o succesiune de perechi de domenii cu magnetizații orientate antiparalele. Câmpul de demagnetizare din interiorul domeniului central (AB), se determină ținînd cont de contribuțiile domeniilor din vecinătate și de contribuțiile spațiilor adiacente monodomeniu, infinit extinse  $S_{\infty}$  și  $S'_{\infty}$ .

Ca și anterior, câmpul de demagnetizare din interiorul domeniului (AB) se determină într-un punct din planul median orizontal și se mediază în interior în raport cu coordonata "z". Punctele exterioare domeniului (AB) sînt interioare altor domenii și nu aparțin pereților; pentru domeniul (AB),  $x \in (-d/2, d/2)$ .

Conform teoremei superpoziției, în membrul dci al relației(1.2) se vor adăuga dublul contribuțiilor fișiiilor de tip (A) și (B).

Contribuțiile fișiiilor (A'), respectiv (A'') sînt:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^I(x, 0, \frac{h}{2}) &= \frac{M_S}{2\pi}(\varphi_2^I - \varphi_1^I) = \frac{M_S}{2\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x-5d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x-3d}) = \\
 &= \frac{M_S}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{-2hd}{15d^2 - 16xd + 4x^2 + h^2}, \quad (1.30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^{II}(x, 0, \frac{h}{2}) &= \frac{M_S}{2\pi}(\varphi_2^{II} - \varphi_1^{II}) = \frac{M_S}{2\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x+3d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+5d}) = \\
 &= \frac{M_S}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2hd}{15d^2 + 16xd + 4x^2 + h^2}, \quad (1.31)
 \end{aligned}$$

iar contribuțiile fișiiilor ( $A^{\text{III}}$ ), respectiv ( $A^{\text{IV}}$ ) sînt:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^{\text{III}}(x, 0, \frac{h}{2}) &= \frac{M_S}{2\pi}(\varphi_2^{\text{III}} - \varphi_1^{\text{III}}) = \frac{M_S}{2\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x-9d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x-7d}) = \\
 &= \frac{M_S}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{-2hd}{63d^2 - 32xd + 4x^2 + h^2}, \quad (1.32)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^{\text{IV}}(x, 0, \frac{h}{2}) &= \frac{M_S}{2\pi}(\varphi_2^{\text{IV}} - \varphi_1^{\text{IV}}) = \frac{M_S}{2\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x+7d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+9d}) = \\
 &= \frac{M_S}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2hd}{63d^2 + 32xd + 4x^2 + h^2}. \quad (1.33)
 \end{aligned}$$

Semnele negative din expresiile (1.30) și (1.31) provin din motive de simetrie; unghiul  $\varphi_1^I$  corespunde unghiului  $\varphi_2^{II}$  și nu unghiului  $\varphi_1^{II}$ . Contribuțiile fișiiilor ( $A^{\text{III}}$ ) și ( $A^{\text{IV}}$ ) sînt neglijabile pentru  $d > h$  și cu atît mai mult vor fi neglijabile contribuțiile fișiiilor de tip (AB), mai îndepărtate de domeniul central (AB).

Expresia cîmpului de demagnetizare în punctul P, interior domeniului (AB) și în planul median orientat, ținînd cont numai de contribuțiile fișiiilor ( $A'$ ), ( $A''$ ), ( $B'$ ), ( $B''$ ), este:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}(x, 0, \frac{h}{2}) &= -M_S + \frac{2M_S}{\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x-d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+d}) + \quad (A);(B) \\
 &+ \frac{2M_S}{\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x-5d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x-3d}) + \quad (A');(B') \\
 (A'');(B'') &+ \frac{2M_S}{\pi}(\operatorname{arctg} \frac{h}{2x-7d} - \operatorname{arctg} \frac{h}{2x+9d}). \quad (1.34)
 \end{aligned}$$

În expresia (1.34), termenul  $-M_s$  apare datorită faptului că teorema superpoziției s-a aplicat în felul următor: Din placa monodomeniu, de dimensiuni infinite, în care câmpul de demagnetizare are valoarea  $-M_s$ , s-au "decupat" domeniile de tip (AB), (fig. 10), a căror contribuție este dublată. Din placa monodomeniu, domeniile de tip (AB) lipsesc pe de o parte, și pe de altă parte, câmpul de demagnetizare produs de aceste domenii este de sens opus câmpului produs de placa monodomeniu, ceea ce justifică dublarea contribuțiilor domeniilor de tip (AB). În expresia (1.34), magnetizația intervine cu sensul și semnul corespunzător punctului în care se evaluează câmpul de demagnetizare.

Expresia mediată în raport cu coordonata "z", este:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z \text{ med}}(x,0) &= \frac{1}{h} \int_0^h H_z(x) dz = -M_s + \frac{2M_s}{\pi} \left( \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x-d} - \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x+d} \right) + \\
 (A);(B) &+ \frac{2M_s}{\pi h} \left\{ \frac{2x+d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x+d)^2} \right] - \frac{2x-d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x-d)^2} \right] \right\} + \\
 (A');(B') &+ \frac{2M_s}{\pi} \left( \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x-3d} - \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x-5d} \right) + \\
 &+ \frac{2M_s}{\pi h} \left\{ \frac{2x-3d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x-3d)^2} \right] - \frac{2x-5d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x-5d)^2} \right] \right\} + \\
 (A'');(B'') &+ \frac{2M_s}{\pi} \left( \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x+3d} - \operatorname{arctg} \frac{2h}{2x+5d} \right) + \\
 &+ \frac{2M_s}{\pi h} \left\{ \frac{2x+5d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x+5d)^2} \right] - \frac{2x+3d}{4} \ln \left[ 1 + \frac{4h^2}{(2x+3d)^2} \right] \right\}. \quad (1.35)
 \end{aligned}$$

Câmpul de demagnetizare mediat, din imediata apropiere a peretelui are expresia:

$$H_{D_z \text{ med}}(x=d/2,0) = -M_s + \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \frac{3d}{2h} \ln \left[ 1 + \frac{h^2}{(3d)^2} \right] - \operatorname{arctg} \frac{h}{3d} \right\}. \quad (1.36)$$

Înlocuind lățimea "d" a domeniului cilindric în expresia (1.36), cu "3d", se obține expresia (1.36), care reprezintă o aproximație mai exactă a câmpului de demagnetizare din vecinătatea peretelui.

Câmpul de demagnetizare, conform relațiilor (1.35) și (1.36), are valoare mai mică decât magnetizația  $M_s$ , termenul pozitiv fiind mai mare decât  $M_s$ .

Dacă considerăm unghiurile " $\theta$ " în sens trigonometric, sau orar, valorile lor sînt inferioare unghiului  $\pi/2$ , iar în expresia cîmpului de demagnetizare, variabila " $x$ " va apare la numărătorul fracțiilor. Expresia astfel obținută, este valabilă doar pentru puncte interioare domeniului considerat, datorită faptului că unghiurile " $\theta$ " nu au, ca în fig.10, același sens. Expresia (1.35) permite determinarea cîmpurilor de demagnetizare din interiorul și exteriorul domeniului considerat, în imediata apropiere a peretelui. Valorile lor sînt egale, conform relației (1.36) și de același semn, întrucît sensul și semnul pozitiv al magnetizației  $M_s$  corespunde punctelor interioare ale domeniului cilindric.

Valoarea diferită de zero a cîmpurilor de demagnetizare din imediata vecinătate a peretelui este rezultată din considerarea unui număr impar de domenii, și anume cinci, care participă prin contribuțiile lor la cîmpul de demagnetizare din perete, sau din vecinătatea lui. Dacă numărul de domenii considerate este par, cîmpul de demagnetizare din perete este nul.

Expresia (1.36) reprezintă contribuția domeniului "nepereche" (A",B"), întrucît contribuțiile domeniilor "pereche" se anulează reciproc în perete. Considerînd un număr impar crescător de domenii în calculul cîmpului de demagnetizare din perete, contribuția domeniului nepereche se va micșora treptat, la fel și cîmpul de demagnetizare în perete.

Din cele expuse, se pot desprinde două procedee de a determina cîmpul de demagnetizare în interiorul microstructurii cu domenii cilindrice multiple. Un procedeu constă în stabilirea unui spațiu finit simetric în raport cu planul vertical care trece prin punct, pentru determinarea cîmpului de demagnetizare în punctul respectiv (fig.11a). Deplasînd punctul în raport cu planul median vertical, limitele spațiului finit, cu extindere de cinci domenii, se deplasează identic pentru a păstra simetria față de punct. Alt procedeu de determinare a cîmpului de demagnetizare constă în stabilirea unui spațiu finit simetric cu limite fixate, reprezentat în fig.11b.

În ambele procedee, pentru starea în care lățimile domeniilor adiacente sînt egale, nu se vor lua în considerare contribuțiile fișiiilor încărcate cu sarcini magnetice fictive aparținînd spațiilor adiacente spațiului finit. Aceste contribuții sînt neglijate în conformitate cu relațiile (1.32),(1.33).

Din fig.11a se observă că prin deplasarea limitelor spațiului finit, contribuțiile fișiiilor ( $C^{\#}$ ), ( $D^{\#}$ ), conduc la scăderea pronunțată a cîmpului  $H_D(x)$  cu creșterea deplasării " $x$ ", cîmpul de demagnetizare fiind nul.

Cîmpul de demagnetizare în perete, în absența cîmpului exterior, determinat prin al doilea procedeu (fig.11b), este diferit de zero ca urmare a asimetriei spațiului finit considerat în raport cu punctul în care se evaluează cîmpul.

În stare magnetizată, în prezența cîmpului exterior, eroarea de asimetrie a spațiului finit considerat în raport cu punctul în care se efectuează determinarea cîmpului de demagnetizare, crește cu deplasarea " $\delta$ " a pereților, sub influența cîmpului exterior (fig. 11d). Contribuțiile domeniilor (A'B') și (A"B") intervin integral în determinarea cîmpului  $H_D^j$ . Considerînd un spațiu finit simetric, contribuțiile acestor<sup>2</sup> domenii intervin doar parțial, iar cîmpul rezultat are valoare mai scăzută.

Eroarea de calcul a cîmpului de demagnetizare prin procedeul al doilea este în raport direct cu deplasarea " $\delta$ " și cu valoarea " $x$ ". Astfel, pe măsură ce punctul P, în care se evaluează  $H_D^j(x)$  se îndepărtează de planul median vertical al domeniului, cîmpul de demagnetizare este determinat cu aproximație mai mare, aproximația fiind maximă pentru cîmpul de demagnetizare din vecinătatea peretelui.

În spațiul finit simetric, unghiurile  $\Theta$ , sub care se văd spațiile adiacente infinit extinse, sînt egale (fig.11c), spre deosebire de spațiul finit asimetric, în care unghiurile  $\Theta'$  și  $\Theta''$  sînt diferite:  $\Theta' > \Theta''$  (fig.11d). Astfel, în spațiul finit apar și contribuțiile spațiilor adiacente:  $S_\infty'$  - în măsură mai mică și  $S_\infty''$  în măsură mai mare. Eroarea de aproximație a cîmpului  $H_D^j(x)$  nu este constantă decît atunci cînd unghiurile  $\Theta$  sînt egale, ceea ce presupune că spațiile adiacente  $S_\infty'$  și  $S_\infty''$  sînt neglijate în aceeași măsură.

Eroarea totală de aproximație este desigur cu atît mai mică cu cît spațiul finit considerat este mai extins. Expresiile cîmpului de demagnetizare vor avea complexitate mai ridicată.

În concluzie, determinarea cîmpului de demagnetizare este recomandabil să se efectueze considerînd contribuțiile fișiiilor încărcate cu sarcini magnetice fictive aparținînd unui spațiu finit simetric în raport cu punctul în care se evaluează cîmpul, contribuțiile spațiilor adiacente de dimensiuni infinite, cu pondere identică, fiind neglijate.

Este necesară corectarea expresiei cîmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii astfel încît în perete cîmpul de demagnetizare să nu prezinte discontinuități, să crească în dome-



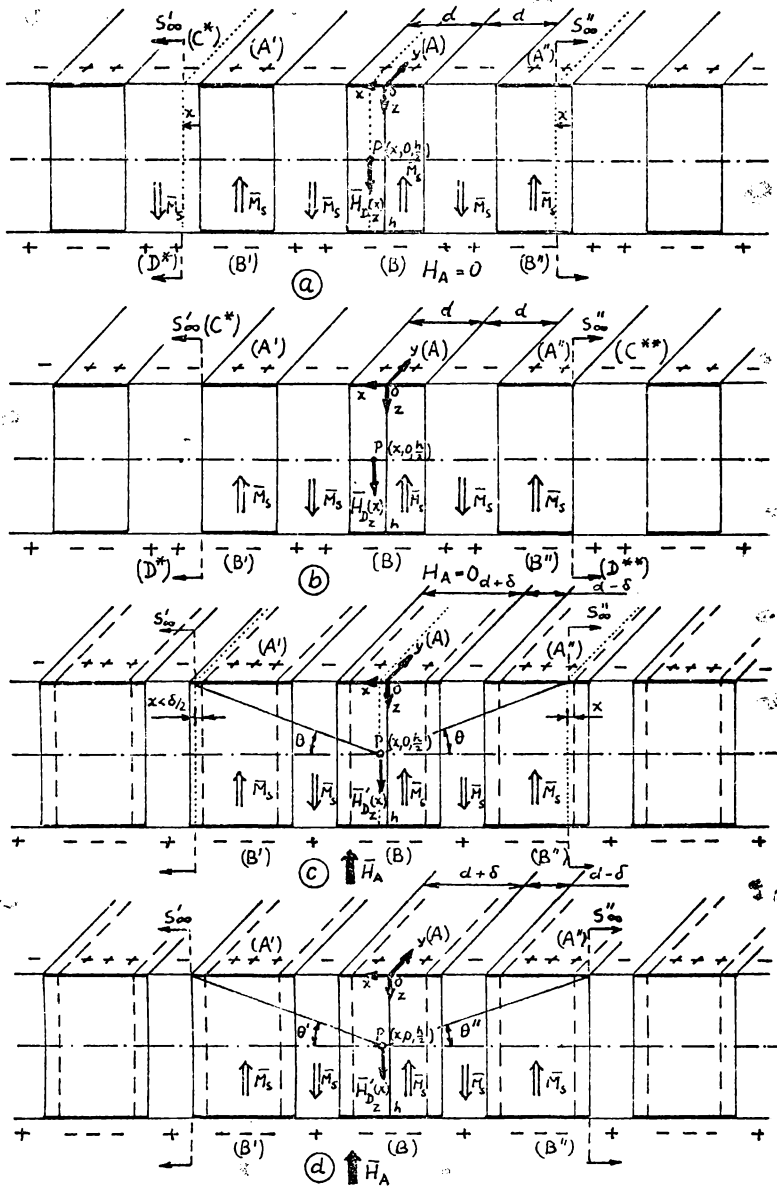


Fig.11. Câmpul de demagnetizare într-un punct din interiorul unui domeniu cilindric se determină ca sumă a contribuțiilor domeniilor cuprinse într-un spațiu finit simetric în raport cu planul vertical ce trece prin punct (a),(c), sau într-un spațiu finit asimetric de aceeași extindere (b),(d). Contribuțiile spațiilor adiacente spațiului finit și infinite extinse  $S'_{\infty}$ ,  $S''_{\infty}$  nu sînt luate în considerare.

niile care se extind și să scadă în cele care se restrâng. Starea demagnetizată a microstructurii se va obține din starea magnetizată, prin anularea deplasării " $\delta$ " a pereților.

Cîmpul de demagnetizare din interiorul microstructurii, conform relației (1.22), este inferior magnetizației de saturație, fiind rezultatul contribuțiilor fișiiilor încărcate cu sarcini magnetice de polarități opuse. Intrucît domeniile de tip (AB) produc un cîmp de demagnetizare de sens opus cîmpului produs de domeniile adiacente domeniilor de tip (AB), cîmpul rezultat este diferența acestor cîmpuri, fiecare dintre ele fiind inferior magnetizației de saturație.

Obiectivele pe care și le-a propus autorul sînt de a arăta cu ajutorul modelului teoretic că în absența cîmpului magnetic exterior, lățimile domeniilor adiacente sînt egale, și de a stabili relația între valcarea deplasării " $\delta$ " și intensitatea cîmpului magnetic aplicat normal pe suprafețele plăcii, atît timp cît nu apar modificări de formă ale domeniilor cilindrice, pereții fiind considerați plan-paraleli.

Modelul teoretic descris în literatura de specialitate presupune domenii cilindrice cu pereți plan-paraleli rigizi și neîncărcați cu sarcini magnetice fictive. În interiorul domeniilor vectorul magnetizație este uniform ca mărime, direcție și sens, magnetizațiile domeniilor adiacente, egale ca mărime, avînd sensuri opuse. Cîmpul de demagnetizare din vecinătatea pereților domeniului cilindric singular este diferit de zero și determină, după A.H. Bobeck /6 pg. 1907/, extinderea domeniului la infinit. Cîmpul de demagnetizare se anulează în exteriorul domeniului cilindric, iar în puncte exterioare domeniului cilindric și apropiate de perete, cîmpul de demagnetizare are același sens cu magnetizația în punctul considerat. A.J.W. Dušjvestijn și B.P.A. Boonstra /15/ determină densitatea energiei de demagnetizare cu ajutorul potențialului magnetic scalar și a densității superficiale a sarcinilor magnetice fictive, în microstructura modelată ca o succesiune de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli. Densitatea superficială a sarcinilor magnetice fictive este exprimată cu ajutorul unor funcții Dirac, iar potențialul magnetic scalar este determinat pentru puncte interioare și exterioare microstructurii. Expresiile obținute și metoda de calcul sînt de complexitate ridicată. Cîmpul de demagnetizare nu este exprimat explicit nefiind utilizat în evaluarea energiei de demagnetizare și în stabilirea dependenței energiei de demagnetizare de lățimile dome-

niilor adiacente.

Cu ajutorul modelului teoretic propus de autor, energia de demagnetizare a microstructurii se determină prin intermediul câmpului de demagnetizare și a magnetizației de saturație. Condiția de scădere a câmpului de demagnetizare în interiorul domeniului care se restrânge, nu este respectată în punctele din vecinătatea peretelui, dacă câmpul de demagnetizare în porete este diferit de zero.

Se va arăta în continuare că energia de demagnetizare corespunzătoare unor lățimi inegale ale domeniilor cilindrice adiacente este superioară energiei de demagnetizare corespunzătoare lățimilor egale. Dacă nu se corectează expresia câmpului de demagnetizare în domeniul care se restrânge (§1.8), astfel încât să fie îndeplinite ipotezele modelului teoretic, starea cu energie minimă în absența câmpului magnetic exterior, nu corespunde lățimilor egale ale domeniilor cilindrice adiacente. Energia structurii monodomeniu este minimă, iar energia microstructurii cu lățimi egale ale domeniilor cilindrice adiacente, este maximă. Prin calcul variațional se va determina relația între depășirea "δ" și câmpul magnetic aplicat  $H_A$  (§1.9), în limitele de valabilitate ale modelului teoretic, care presupun că nu apar modificări de formă ale domeniilor cilindrice; pereții sînt și rămîn plan-paraleli.

Câmpul de demagnetizare s-a determinat prin considerarea unui spațiu simetric, rezultînd expresii simple și interpretabile din punct de vedere fizic, pentru energia de demagnetizare și de interacțiune cu câmpul magnetic aplicat.

### § 1.8. Energie de demagnetizare în microstructura de domenii cilindrice multiple cu pereți plan-paraleli

Intensitatea câmpului de demagnetizare în interiorul microstructurii de domenii cilindrice este amănunțit potențială, întrucît nu există curenți de conducție în spațiul considerat, sau:

$$\operatorname{rot} \vec{H}_D = 0, \quad (1.37)$$

expresie care permite definirea potențialului magnetic scalar,  $V_H$  prin relația:

$$\vec{H}_D = - \operatorname{grad} V_H. \quad (1.38)$$

În interiorul microstructurii, potențialul magnetic scalar

satisface ecuația Poisson /7 pg.21,66/ :

$$\nabla^2 V_H = \text{div } \vec{M} , \quad (1.39)$$

și ecuația Laplace:

$$\nabla^2 V_H = 0 , \quad (1.40)$$

în punctele exterioare.

Energia de demagnetizare, sau magnetostatică internă are expresia /14 vol.II pg.222; vol.I pg.113,41,66/:

$$E_D = \frac{1}{2} \int_{S_m} \sigma_m V_H dS , \quad (1.41)$$

unde,  $S_m$  este suprafața formată din suprafețele plane ale plăcii, exceptând suprafețele laterale, care nu posedă sarcini magnetice fictive.

Pentru microstructura izolată în vid, în prezența, sau absența unui câmp exterior, sarcina magnetică totală este nulă/89pg.269/. Considerăm o suprafață  $S$  care înconjoară microstructura. Intrucît în toate punctele din vid ale suprafeței  $S$ , vectorul magnetizației este nul,

$$-\mu_0 \int_S \vec{M} \cdot d\vec{S} = 0 . \quad (1.42)$$

Cu teorema Gauss - Ostrogradski și conform relației (1.9), rezultă:

$$-\mu_0 \int_S \vec{M} \cdot d\vec{S} = -\mu_0 \int_{S_m} \text{div}_S \vec{M} dS = \int_{S_m} \sigma_m dS = 0 , \quad (1.43)$$

$S_m$  reprezentînd ca și anterior, suprafețele plane ale plăcii, de discontinuitate a vectorului magnetizației, de limitate de suprafața  $S$ .

Pentru a exprima energia de demagnetizare în funcție de vectorii  $\vec{M}$  și  $\vec{H}_D$ , se utilizează expresia:

$$\text{div } V_H \cdot \vec{M} = \vec{M} \text{ grad } V_H = V_H \text{ div } \vec{M} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_D = V_H \text{ div } \vec{M} , \quad (1.44)$$

expresie care se integrează pe întreg spațiul:

$$\int_{V_\infty} \text{div } V_H \vec{M} dv = \int_{\sum_\infty, S_m} \vec{M} V_H \cdot d\vec{S} = \int_{S_m} \vec{M} V_H \cdot d\vec{S} = - \int_{S_m} \text{div}_S \vec{M} V_H dS , \quad (1.45)$$

integrala pe suprafața  $\Sigma_{\infty}$  a spațiului fiind nulă, microstructura ocupând un spațiu finit. Elementul de suprafață  $\overline{dS}$  este orientat din interiorul plăcii spre exterior.

Relația (1.45), cu relația (1.1) se scrie sub forma:

$$\int_{V_{\infty}} \operatorname{div} V_H \cdot \overline{M} \, dv = \int_{S_m} \frac{\sigma_m}{\mu_0} V_H \, dS . \quad (1.46)$$

Prin integrarea relației (1.44) pe întreg spațiul, se obține:

$$\int_{V_{\infty}} \operatorname{div} V_H \cdot \overline{M} \, dv = \int_{V_{\infty}} \overline{H}_D \cdot \overline{M} \, dv = - \int_{V_m} \overline{H}_D \cdot \overline{M} \, dv , \quad (1.47)$$

vectorul magnetizație avînd divergență nulă în interiorul volumului  $V_m$  al plăcii și valoare nulă în exterior.

Din relațiile (1.41), (1.46) și (1.47) rezultă expresia energiei de demagnetizare /7 pg.18 ; 9 pg.34,39;14 pg.222;16 pg.615/:

$$E_D = - \frac{\mu_0}{2} \int_{V_m} \overline{H}_D \cdot \overline{M} \, dv \quad (1.48)$$

În continuare se va arăta că în microstructura demagnetizată, cu moment magnetic nul, lățimile domeniilor cilindrice adiacente sînt egale. Presupunînd lățimi inegale, energia de demagnetizare va rezulta superioară energiei de demagnetizare corespunzătoare lățimilor egale. Spațiul considerat în evaluarea cîmpului de demagnetizare este simetric în raport cu punctul  $P(x,0,h/2)$ , (fig.12), lățimea domeniului care se extinde, crește cu valoarea " $\delta$ ", deplasarea maximă a pereților fiind:  $\delta_{\max} = d/2$ .

Cîmpul de demagnetizare se determină separat pentru valori " $x$ " inferioare, respectiv superioare valorii " $\delta/2$ " (fig.12).

În expresia cîmpului de demagnetizare, variabila " $x$ " și unghiurile  $\theta \in [0, \pi/2)$  se vor lua cu semne pozitive.

Expresiile cîmpului de demagnetizare în puncte  $P(x,0,h/2)$ , aparținînd planului median orizontal, planului secțiunii și interioare domeniului care se extinde, pentru valori ale deplasării  $\delta \leq d/2$ , conform relației (1.22) sînt:

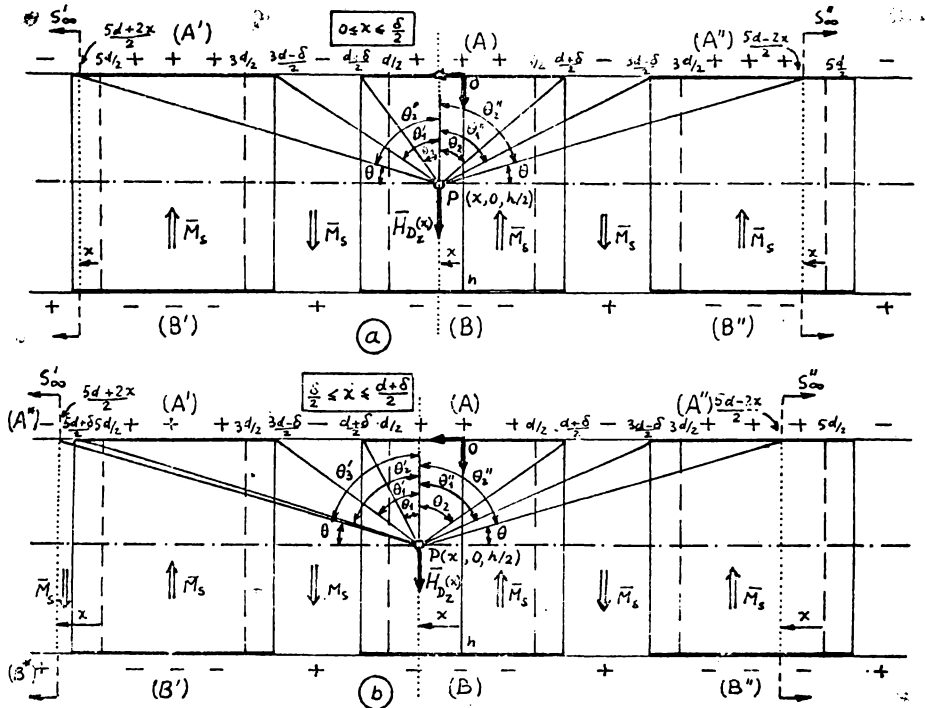


Fig. 1 2. Cîmpul de demagnetizare în interiorul microstructurii cu lățimi inegale ale domeniilor cilindrice adiacente se determină ca sumă a contribuțiilor fișilor încărcate cu sarcină magnetică fictivă care aparțin unui spațiu finit simetric în raport cu planul vertical ce trece prin punctul în care se evaluează cîmpul. Contribuțiile spațiilor adiacente spațiului finit,  $S_{\infty}^+$ ,  $S_{\infty}^-$ , se neglijează.

$$H_{Dz}(0 < x < \frac{\delta}{2}) = -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d+\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d+\delta+2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d-\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d-\delta+2x}{h} \right], \quad (1.49)$$

$$H_{Dz}(\frac{\delta}{2} < x < \frac{d+\delta}{2}) = -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d+\delta+2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{5d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d-\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d-\delta+2x}{h} \right] \quad (1.50)$$

Cîmpul de demagnetizare în perete, de același sens cu cîmpul de demagnetizare din interior, are expresia:

$$H_{D_z}(x=\frac{d+\delta}{2}) = -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} \right], \quad (1.51)$$

iar cîmpul de demagnetizare maxim, corespunzător punctelor aparținînd axei centrale a domeniului, este:

$$H_{D_z \max} = H_{D_z}(x=0) = -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - 2(\operatorname{arctg} \frac{3d-\delta}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d+\delta}{h}) \right], \quad (1.52)$$

Analog, pentru același domeniu, care însă se restrînge, expresiile cîmpurilor de demagnetizare sînt:

$$\begin{aligned} H_{D_z}(0 < x < \frac{\delta}{2}) = & -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d-\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d-\delta+2x}{h} + \right. \\ & + \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta+2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - \\ & \left. - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta+2x}{h} \right], \quad (1.53) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{D_z}(\frac{\delta}{2} < x < \frac{d-\delta}{2}) = & -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d-\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d-\delta+2x}{h} + \right. \\ & \left. + \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta+2x}{h} \right], \quad (1.54) \end{aligned}$$

$$H_{D_z}(x=\frac{d-\delta}{2}) = -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} \right], \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} H_{D_z \max} = H_{D_z}(x=0) = & -\frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ 2\operatorname{arctg} \frac{5d-\delta}{h} - \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - \right. \\ & \left. - 2(\operatorname{arctg} \frac{3d+\delta}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d-\delta}{h}) \right]. \quad (1.56) \end{aligned}$$

Schimbînd semnul deplasării "g" în relațiile (1.50) și (1.51), se obțin relațiile (1.54) și (1.55).

În literatura de specialitate se întîlnesc expresii asemănătoare ale cîmpului de demagnetizare /6,36,91/, stabilite pe baza unui model mai simplificat față de cel utilizat de autor. Aceste expresii nu sînt utilizate pentru determinarea energiei de demagnetizare, sau de interacțiune cu cîmpul magnetic exterior.

Cîmpul de demagnetizare în perete, pentru domeniul care se extinde este de semn opus cîmpului de demagnetizare corespunzător domeniului care se restrînge.

Cîmpul de demagnetizare maxim în domeniul care se restrînge are semnul pozitiv, pentru deplasări "g" de valori mici și semnul negativ, pentru valori mari ale deplasării "g", conform relației (1.54).

In stare demagnetizată, cîmpul de demagnetizare din interiorul domeniului se obține prin anularea deplasării "δ", sau:

$$H_{D_z}(0 \leq x \leq \frac{d}{2}) = -\frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d+2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{5d-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+2x}{h} \right]. \quad (1.57)$$

Cîmpul de demagnetizare este nul în perete, iar valoarea maximă este:

$$H_{D_z \max} = H_{D_z}(x=0) = -\frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - 2(\operatorname{arctg} \frac{3d}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d}{h}) \right]. \quad (1.58)$$

In relația (1.58), expresia dintre paranteză este pozitivă pentru valori ale lățimii "d" a domeniilor cilindrice, superioare dar apropiate valorii "h" a grosimii plăcii.

Cîmpul de demagnetizare din interiorul domeniului care se extinde, sau se restrînge, se va nota cu  $H_{D_z}(x; \delta > 0)$ , respectiv  $H_{D_z}(x; \delta < 0)$ , iar pentru starea demagnetizată,  $H_{D_z}(x; \delta = 0)$ .

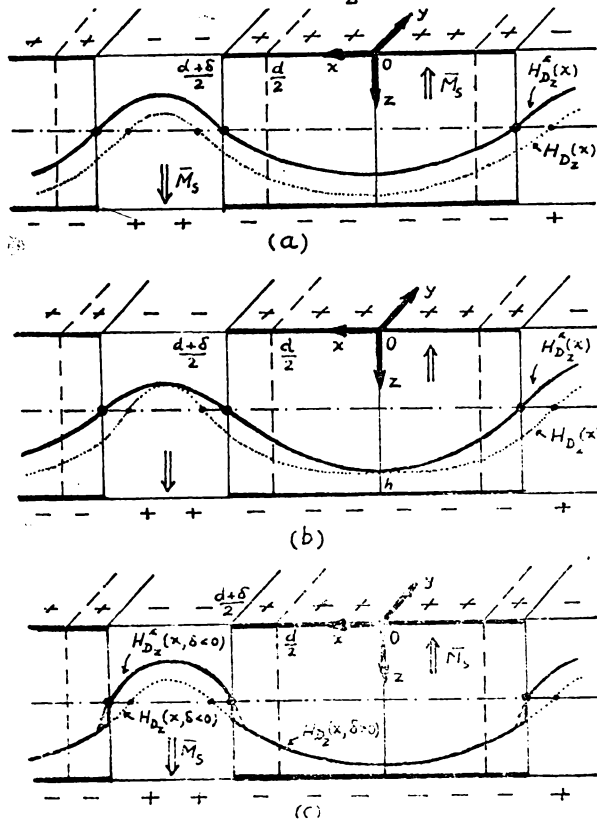


Fig.13. Corecții aplicate cîmpului de demagnetizare.



Pentru ca starea cu energie minimă în absența cîmpului magnetic exterior, să corespundă microstructurii cu lățimi egale ale domeniilor cilindrice adiacente, ceea ce este echivalent cu îndeplinirea ipotezelor care stau la baza modelului teoretic, este necesar să se corecteze expresiile anterioare ale cîmpurilor de demagnetizare. S-au încercat diferite corecții, expresiile funcțiilor de corecție fiind de tip "arctg x", ca și expresia cîmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii. În fig.13 sînt reprezentate corecțiile aplicate cîmpului de demagnetizare  $H_D(x, 0, h/2)$ .

Anularea cîmpului de demagnetizare în perete se obține prin translatarea caracteristicii  $H_D(x)$  cu valoarea cîmpului de demagnetizare din perete (fig.13a). Prin aplicarea unei corecții de tip "arctg", care se scade din cîmpul de demagnetizare, ținînd cont că deplasarea " $\delta$ " este cu semn schimbat dacă domeniul se restrînge (fig.13b), sau prin translatarea caracteristicii  $H_D(x, \delta < 0)$  numai în domeniul care se restrînge (fig.13c), se obține același rezultat.

Funcțiile de corecție, care nu alterează valoarea maximă a cîmpului de demagnetizare (fig.13b) sînt:

$$H_{D_z}^{\delta} (x, \delta > 0) = - \frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{4x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{4(d-\delta)x}{h(d+\delta)} \right], \quad (1.59)$$

$$H_{D_z}^{\delta} (x, \delta < 0) = - \frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{4x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{4(d+\delta)x}{h(d-\delta)} \right], \quad (1.60)$$

sau

$$H_{D_z}^{\delta} (x, \delta > 0) = - \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} \right] - \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta-2x)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)(d+\delta-2x)}{h(d+\delta)} \right] \right\}, \quad (1.61)$$

$$H_{D_z}^{\delta} (x, \delta < 0) = - \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} \right] - \left[ \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta-2x)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)(d-\delta-2x)}{h(d-\delta)} \right] \right\}, \quad (1.62)$$

iar cîmpul de demagnetizare corectat este:

$$H_D^C(x) = H_D(x) - H_{D_z}^{\delta}(x). \quad (1.63)$$

Cîmpurile de corecție:

$$H_{D_z}^{\delta} \left( \frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d+\delta}{2}; \delta > 0 \right) = - \frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{4x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{4(d-x)}{h} \right], \quad (1.64)$$

$$H_{D_z}^{\delta} \left( \frac{d-2\delta}{2} \leq x \leq \frac{d-\delta}{2}; \delta < 0 \right) = - \frac{2M_s}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{4(\delta+x)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{4(d-\delta-x)}{h} \right], \quad (1.65)$$

care se scad, respectiv se adună cu câmpul de demagnetizare, realizează o corecție mai puternic localizată în regiunea peretelui, regiunea de corecție avînd extinderea " $\delta$ ". Dacă extinderea regiunii de corecție se micșorează sub valoarea deplasării " $\delta$ ", punctele pentru care  $H_D(x)$  se anulează (fig.13b), vor fi exterioare regiunii de corecție, determinînd anularea câmpului de demagnetizare corectat în patru puncte interioare domeniului care se restrînge.

Scaderea câmpului de demagnetizare în domeniile care se restrîng este mult mai pronunțată decît creșterea câmpului de demagnetizare din domeniile care se extind. Câmpul de demagnetizare maxim din domeniul care se restrînge, pentru  $\delta_{\max} = d/2$  este, conform relației (1.53), de același semn și sens ca și magnetizația de saturație din domeniul respectiv. Astfel, corecțiile de tip "arctg x" (fig.13b), care nu alterează valoarea maximă a câmpului de demagnetizare nu pot fi aplicate domeniilor care se restrîng. Translatarea caracteristicii  $H_D(x)$  cu valoarea câmpului din perete (fig.13a), nu se poate aplica domeniilor care se extind, pentru că energia de demagnetizare a ansamblului format din două domenii cilindrice adiacente scade cu creșterea deplasării " $\delta$ ", conform relației (1.79). În relația (1.79) valorile câmpurilor de demagnetizare din domeniile adiacente sînt corectate cu valoarea câmpului de demagnetizare din perete, dată de relația (1.51). Starea de monodomeniu posedă energie de demagnetizare minimă, microstructura cu lățimi egale ale domeniilor adiacente, avînd energia de demagnetizare maximă. Același rezultat se obține și pentru corecția de tip "arctg x" (fig.13b).

Scăderea câmpului de demagnetizare maxim în domeniul care se restrînge este mai pronunțată decît creșterea câmpului de demagnetizare în perete, care reprezintă câmpul de corecție. Câmpul de demagnetizare corectat scade cu creșterea deplasării " $\delta$ " și este de sens opus magnetizației în toate punctele aparținînd domeniului care se restrînge (fig.13c). Desigur că în regiunea din vecinătatea peretelui, aparținînd domeniului care se extinde, se poate aplica o corecție de tip "arctg x", sau liniară, reprezentată punctat în fig.13c. Pentru deplasări " $\delta$ " tinzînd spre lățimea "d", peste limita de valabilitate  $\delta_{\max} = d/2$  a modelului teoretic, considerînd și contribuțiile fișiiilor de tip  $(A^{\times}), (B^{\times})$ , (fig.12b), care determină o creștere suplimentară a câmpului de demagnetizare în domeniul care se extinde, corecția determină anularea câmpului

de demagnetizare în cele două puncte suprapuse, care corespund pereților domeniului care se restrânge. În stare de monodomeniu a plăcii, câmpul de demagnetizare nu se anulează în nici un punct din interior, fiind egal cu magnetizația de saturație în toate punctele interioare. Câmpul de demagnetizare maxim, pentru deplasări " $\delta$ " tinzând spre valoarea " $d$ ", este conform relației (1.49),  $-(2M_g/\pi)$ .  $(\arctg 5d/h)$ , iar câmpul în perete, conform relației (1.50), este  $-(2M_g/\pi)(\arctg 4d/h)$ . Extinzând spațiul finit simetric considerat în evluarca câmpului de demagnetizare, cele două valori tind spre  $M_g$ . Dacă se aplică o corecție suplimentară, astfel încît pentru deplasări " $\delta$ " tinzând spre valoarea "0", câmpul de demagnetizare în perete să tindă spre  $M_g$ , se obțin valori ale câmpului de demagnetizare din vecinătatea peretelui superioare câmpului de demagnetizare din centrul domeniului, atît pentru domeniile care se extind cît și pentru domeniile care se restring. Dacă se consideră câmpul de demagnetizare din vecinătatea peretelui în domeniul care se restrânge, egal și de sens opus cu câmpul de demagnetizare din vecinătatea peretelui în domeniul care se extinde, astfel încît prin mediere, câmpul în perete să fie nul, se obține același rezultat pentru domeniul care se restrânge. Corecția de tip " $\arctg x$ ", sau liniară trebuie aplicată într-o regiune care se restrânge pe măsură ce deplasarea " $\delta$ " crește. Expresia astfel corectată a câmpului de demagnetizare este mai complexă prin aplicarea acestei corecții, iar eroarea care se face prin neaplicarea corecției este neglijabilă, avînd în vedere suprafața relativ mică (hașurată) cuprinsă între caracteristicile corectată și necorectată ale câmpului de demagnetizare (fig.13c). Pentru deplasări mici ale peretelui, câmpul de demagnetizare în perete este scăzut, deși regiunea de corecție este extinsă. Pentru deplasări " $\delta$ " mari, câmpul de demagnetizare în perete este ridicat, iar regiunea de corecție este restrînsă. În continuare, câmpul de demagnetizare se va considera nul în perete și diferit de zero în punctele din imediata vecinătate a peretelui și interioare domeniului care se extinde, în acest domeniu nefiind aplicată corecția. Acest procedeu conduce la expresii simple ale energiei, neaplicarea corecției în domeniul care se extinde afectînd forma și nu fondul problemei. Ipotezele modelului teoretic sînt respectate, deși aparent, în regiunea peretelui câmpul de demagnetizare este discontinuu.

Expresiile corectate ale câmpului de demagnetizare din domeniul care se restrânge sînt:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^c (0 \leq x \leq \frac{\delta}{2}; \delta < 0) = & - \frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d-\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d-\delta+2x}{h} + \right. \\
 & + \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta+2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{5d}{h} - \\
 & - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta+2x}{h} + \\
 & \left. + \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} \right], \quad (1.66)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{D_z}^c \left( \frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d-\delta}{2}; \delta < 0 \right) = & - \frac{2M_s}{\mathcal{H}} \left[ \operatorname{arctg} \frac{d-\delta-2x}{h} + \operatorname{arctg} \frac{d-\delta+2x}{h} + \right. \\
 & + \operatorname{arctg} \frac{5d-\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta-2x}{h} - \operatorname{arctg} \frac{3d+\delta+2x}{h} \\
 & \left. + \operatorname{arctg} \frac{2(d+\delta)}{h} - \operatorname{arctg} \frac{2(d-\delta)}{h} \right]. \quad (1.67)
 \end{aligned}$$

Valoarea cîmpului de corecție, dată de relațiile (1.51), (1.55) este în raport direct cu deplasarea "δ", fiind nulă pentru starea demagnetizată. Corecția nu se aplică cîmpului de demagnetizare din elementul care se excita.

Între valorile maxime ale cîmpurilor de demagnetizare, considerate cu semnul pozitiv, există relațiile:

$$H_{D_z \max} (\delta > 0) - H_{D_z \max}^c (\delta < 0) > 0, \quad (1.68)$$

$$H_{D_z \max} (\delta > 0) - H_{D_z \max} (\delta = 0) > 0, \quad (1.69)$$

$$H_{D_z \max} (\delta = 0) - H_{D_z \max}^c (\delta < 0) > 0, \quad (1.70)$$

pentru valori "d" și "h" apropiate și  $d > h$ . Valoarea cîmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii este inferioară magnetizației de saturație  $M_s$ .

Proprietățile și mărimile magnetice fiind considerate uniforme în grosimea plăcii, este justificată medierea cîmpului de demagnetizare în raport cu coordonata "z" (Fig.11). În acest scop, se înlocuiește grosimea "h" cu "2z" în expresiile (1.49), (1.50), (1.66) și (1.67) ale cîmpurilor de demagnetizare. Cîmpul de demagnetizare mediat în raport cu coordonata "z" are expresia:

$$H_{D_z \text{ med}}(x) = \frac{1}{h} \int_0^h H_{D_z}(x, z) dz. \quad (1.71)$$

Pentru unghiuri  $\theta = \arctg a$ , pozitive și de valori mai mici decît  $\pi/2$ , este valabilă relația:

$$\arctg a + \arctg \frac{1}{a} = \frac{\pi}{2}. \quad (1.72)$$

Astfel, expresiile cimpurilor de demagnetizare mediate sînt:

$$\begin{aligned} H_{D_z \text{ med}}(0 \leq x \leq \frac{\delta}{2}; \delta > 0) = & - \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d+\delta-2x}{2h} + \arctg \frac{d+\delta+2x}{2h} + \right. \\ & + \arctg \frac{5d}{2h} - \arctg \frac{3d-\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d-\delta+2x}{2h} \left. \right\} - \\ & - \frac{M_s}{\pi} \left\{ \frac{d+\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d+\delta-2x} \right)^2 \right] + \frac{d+\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d+\delta+2x} \right)^2 \right] + \right. \\ & + \frac{5d}{2h} \ln 1 + \left( \frac{2h}{5d} \right)^2 - \frac{3d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d-\delta-2x} \right)^2 \right] - \\ & \left. - \frac{3d-\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d-\delta+2x} \right)^2 \right] \right\}, \quad (1.73) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{D_z \text{ med}}(\frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d+\delta}{2}; \delta > 0) = & - \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d+\delta-2x}{2h} + \arctg \frac{d+\delta+2x}{2h} + \right. \\ & + \arctg \frac{5d+\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d-\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d-\delta+2x}{2h} \left. \right\} - \\ & - \frac{M_s}{\pi} \left\{ \frac{d+\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d+\delta-2x} \right)^2 \right] + \frac{d+\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d+\delta+2x} \right)^2 \right] + \right. \\ & + \frac{5d+\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d+\delta-2x} \right)^2 \right] - \frac{3d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d-\delta-2x} \right)^2 \right] - \\ & \left. - \frac{3d-\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d-\delta+2x} \right)^2 \right] \right\}, \quad (1.74) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{D_z \text{ med}}^c(0 \leq x \leq \frac{\delta}{2}; \delta < 0) = & - \frac{2M_s}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d-\delta-2x}{2h} + \arctg \frac{d-\delta+2x}{2h} + \right. \\ & + \arctg \frac{5d-\delta-2x}{2h} + \arctg \frac{5d-\delta+2x}{2h} - \arctg \frac{5d}{2h} - \\ & - \arctg \frac{3d+\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d+\delta+2x}{2h} + \arctg \frac{d+\delta}{h} - \arctg \frac{d-\delta}{h} \left. \right\} - \\ & - \frac{M_s}{\pi} \left\{ \frac{d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d-\delta-2x} \right)^2 \right] + \frac{d-\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d-\delta+2x} \right)^2 \right] + \right. \\ & + \frac{5d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d-\delta-2x} \right)^2 \right] + \frac{5d-\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d-\delta+2x} \right)^2 \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{5d}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d} \right)^2 \right] - \frac{3d+\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d+\delta-2x} \right)^2 \right] - \\
 & - \frac{3d+\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d+\delta+2x} \right)^2 \right] + \frac{d+}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] - \\
 & - \frac{d-\delta}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] \Big\}, \quad (1.75)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{D_z \text{ med}}^c \left( \frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d-\delta}{2}; \delta < 0 \right) = & - \frac{2M_B}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d-\delta-2x}{2h} + \arctg \frac{d-\delta+2x}{2h} + \right. \\
 & + \arctg \frac{5d-\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d+\delta-2x}{2h} - \arctg \frac{3d+\delta+2x}{2h} + \\
 & + \arctg \frac{d+\delta}{h} - \arctg \frac{d-\delta}{h} \Big\} - \frac{M_S}{\pi} \left\{ \frac{d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d-\delta-2x} \right)^2 \right] + \right. \\
 & + \frac{d-\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d-\delta+2x} \right)^2 \right] + \frac{5d-\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d-\delta-2x} \right)^2 \right] - \\
 & - \frac{3d+\delta-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d+\delta-2x} \right)^2 \right] - \frac{3d+\delta+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d+\delta+2x} \right)^2 \right] + \\
 & + \frac{d+\delta}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] - \frac{d-\delta}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] \Big\}, \quad (1.76)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{D_z \text{ med}}^d \left( 0 \leq x \leq \frac{d}{2}; \delta = 0 \right) = & - \frac{2M_B}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d-2x}{2h} + \arctg \frac{d+2x}{2h} + \right. \\
 & + \arctg \frac{5d-2x}{2h} - \arctg \frac{3d-2x}{2h} - \arctg \frac{3d+2x}{2h} \Big\} - \\
 & - \frac{M_S}{\pi} \left\{ \frac{d-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d-2x} \right)^2 \right] + \frac{d+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{d+2x} \right)^2 \right] + \right. \\
 & + \frac{5d-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{5d-2x} \right)^2 \right] - \frac{3d-2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d-2x} \right)^2 \right] - \\
 & - \frac{3d+2x}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2h}{3d+2x} \right)^2 \right] \Big\}, \quad (1.77)
 \end{aligned}$$

iar cimpul de corecție mediat are expresia:

$$\begin{aligned}
 H_{D_z \text{ med}}^m = H_{D_z \text{ med}}^d \left( x = \frac{d+\delta}{2}; \delta > 0 \right) = & - \frac{2M_B}{\pi} \left\{ \arctg \frac{d+\delta}{h} - \arctg \frac{d-\delta}{h} + \right. \\
 & + \frac{d+\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] - \frac{d-\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] \Big\}. \quad (1.78)
 \end{aligned}$$

Relațiile (1.68) - (1.70) sînt valabile și pentru cimpurile de demagnetizare mediate.

Energia de demagnetizare se determină pentru un ansamblu format din două domenii adiacente de lățimi inegale și lungimi "l" finite egale, reprezentat în fig.14. Se va compara energia de demagnetizare astfel determinată, cu energia de demagnetizare corespunzătoare ansamblului cu lățimi egale ale domeniilor adiacente.

Energia de demagnetizare, conform relației (1.48) este pozitivă, vectorii  $\vec{H}_D$  și  $\vec{M}_S$  fiind antiparaleli și este de forma:

$$E_D = \mu_0 M_S \cdot h \cdot l \left\{ \int_0^{\frac{d+\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}(x; \delta > 0) dx + \int_0^{\frac{d-\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}^c(x; \delta < 0) dx \right\} =$$

$$= \mu_0 M_S \cdot h \cdot l (\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2) . \quad (1.79)$$

Vom arăta că suprafața sumă și implicit energia de demagnetizare, pentru deplasare "δ" diferită de zero, este mai mare decât pentru deplasare δ = 0. Energia de demagnetizare este maximă pentru placa monocromeni, cîmpul de demagnetizare din interior fiind maxim și egal cu  $M_S$ .

Suprafețele  $\mathcal{A}_1^c$  și  $\mathcal{A}_2^c$  sînt de forma:

$$\mathcal{A}_1 = \int_0^{\frac{d+\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}(x; \delta > 0) dx = \int_0^{\frac{\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}(0 \leq x \leq \frac{\delta}{2}; \delta > 0) dx +$$

$$+ \int_{\frac{\delta}{2}}^{\frac{d+\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}(\frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d+\delta}{2}; \delta > 0) dx , \quad (1.80)$$

$$\mathcal{A}_2^c = \int_0^{\frac{d-\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}^c(x; \delta < 0) dx = \int_0^{\frac{\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}^c(0 \leq x \leq \frac{\delta}{2}; \delta < 0) dx +$$

$$+ \int_{\frac{\delta}{2}}^{\frac{d-\delta}{2}} H_{Dz \text{ med}}^c(\frac{\delta}{2} \leq x \leq \frac{d-\delta}{2}; \delta < 0) dx . \quad (1.81)$$

Pentru δ = 0, suprafețele sînt egale,

$$\mathcal{A}_0 = \int_0^{\frac{d}{2}} H_{Dz \text{ med}}(0 \leq x \leq \frac{d}{2}; \delta = 0) . \quad (1.82)$$

În relațiile (1.80) - (1.82) se introduc expresiile (1.73) - (1.77) ale cîmpurilor de demagnetizare mediate. Diferența energiilor de demagnetizare corespunzătoare ansamblului cu lățimi inegale, respectiv egale, ale domeniilor cilindrice adiacente, este în raport direct cu diferența suprafețelor sumă, de forma:

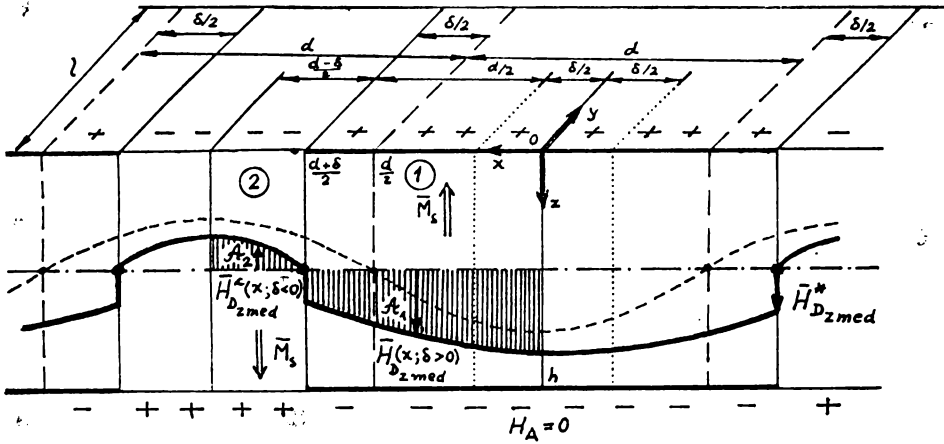


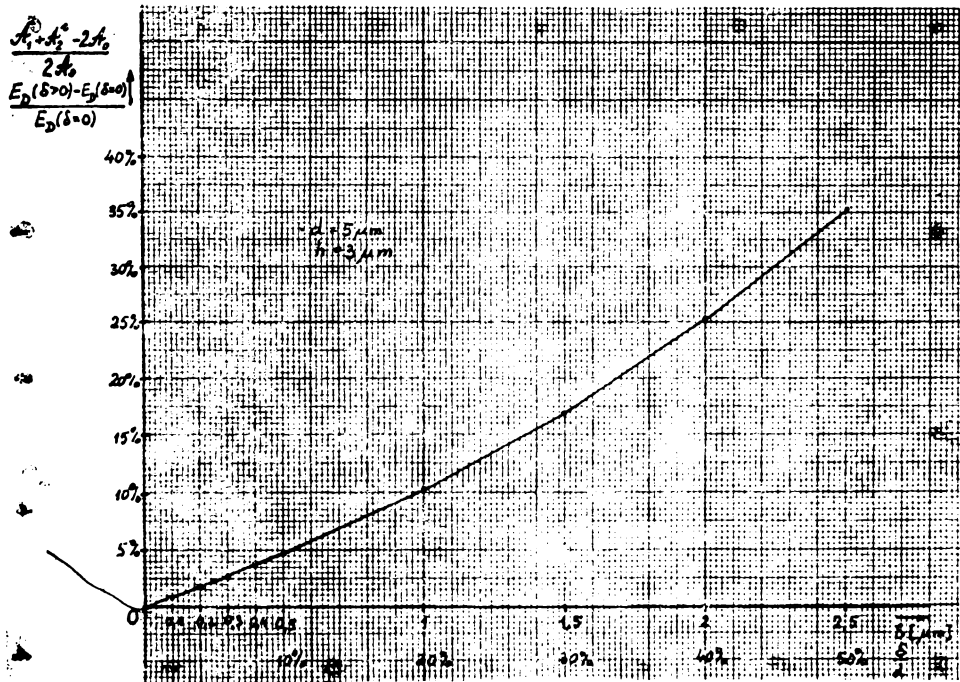
Fig.14. Energia de demagnetizare a ansamblului format din două domenii adiacente este în raport direct cu suprafața  $\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2$ .

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2^c - 2\mathcal{A}_0 = & -\frac{2M_s}{\pi} h \left\{ 2 \frac{d+\delta}{h} \operatorname{arctg} \frac{d+\delta}{h} + 2 \frac{d-\delta}{h} \operatorname{arctg} \frac{d-\delta}{h} - \right. \\
 & - 4 \frac{d}{h} \operatorname{arctg} \frac{d}{h} + \ln \left[ 1 + \left( \frac{d}{h} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{d+\delta}{h} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{d-\delta}{h} \right)^2 \right] \\
 & + \frac{1}{2} \left( \frac{d+\delta}{h} \right)^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left( \frac{d-\delta}{h} \right)^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] - \left( \frac{d}{h} \right)^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d} \right)^2 \right] - \\
 & - \frac{M_s}{\pi} (d-\delta) \left\{ \operatorname{arctg} \frac{d+\delta}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d-\delta}{h} + \frac{d+\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] - \right. \\
 & \left. - \frac{d-\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] \right\}. \tag{1.83}
 \end{aligned}$$

Expresia (1.83) este pozitivă pentru valori "d" și "h" apropiate,  $d > h$  și  $0 \leq \delta \leq d/2$ . Diferența dintre energia de demagnetizare corespunzătoare domeniilor care au lățimi inegale și energia de demagnetizare corespunzătoare lățimilor egale, s-a evaluat pentru cîmpuri de demagnetizare necorectate, sau corectate prin translatarea caracteristicii  $H_D(x)$  cu valoarea cîmpului de demagnetizare din perete (fig.13a), sau prin aplicarea unei corecții de tip "arctg x", rezultînd negativă. Astfel, structura monodomeniu posedă energie de demagnetizare minimă, iar energia de demagnetizare a microstructurii cu domenii adiacente cu lățimi egale este maximă. Numai corecția - prin translatare, cu valoarea cîmpului din perete (fig.13c), în domeniul care se restrînge, aplicată cîmpului de demagnetizare, determină satisfacerea tuturor ipotezelor care stau la baza modelului teoretic. Energia de demagnetizare calculată cu cîmpul de demagnetizare astfel corectat este minimă pentru lățimi



egale ale domeniilor cilindrice adiacente, în absența cîmpului magnetic exterior, fapt constatat experimental, fiind maximă pentru structura monodomeniu. Pentru granatul magnetic uniaxial studiat  $d = 5\mu\text{m}$ ,  $h = 3\mu\text{m}$ . S-au atribuit valori deplasării " $\delta$ " între limitele 0;  $2,5\mu\text{m}$  cu pasul de  $0,25\mu\text{m}$ , rezultînd caracteristica reprezentată în fig.15. S-a utilizat limbajul de programare FORTRAN 77.



$\delta / \mu\text{m}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
$\frac{E_D(\delta) - E_D(\delta=0)}{E_D(\delta=0)}$	0	0,84	1,73	2,64	3,59	4,59	10,18	16,99	25,24	35,25

Fig.15. Variația relativă a energiei de demagnetizare în funcție de valoarea deplasării " $\delta$ " pentru granatul magnetic uniaxial  $(\text{S Y})_2(\text{Ga Fe})_5\text{O}_{12}$ , în absența cîmpului magnetic exterior.

Pentru deplasări  $\delta < 0$ , se obține aceeași expresie dacă sistemul de axe de coordonate se asociază domeniului "2", care se restrînge (fig.14).

Relația (1.85) este o funcție pară, energia de demagnetizare fiind minimă pentru deplasare:  $\delta = 0$ , sau pentru lățimi egale ale domeniilor cilindrice adiacente. C.Kooy și V.Erz /39/ ajung la ace-

lași rezultat printr-un procedeu diferit. Pentru aceeași modificare a deplasării "δ", creșterea energiei de demagnetizare este mai pronunțată cu cât valoarea "δ" este mai mare.

În continuare, prin minimizarea energiei de interacțiune cu câmpul magnetic exterior și a energiei de demagnetizare -determinată cu expresiile corectate ale câmpului de demagnetizare, se va stabili relația între valoarea deplasării "δ" și intensitatea câmpului magnetic aplicat, în limitele de valabilitate ale modelului teoretic.

### § 1.9. Energie de interacțiune a microstructurii cu câmpul magnetic exterior

Energia de interacțiune a unui material magnetizabil cu câmpul aplicat din exterior, (determinată din lucrul mecanic specific efectuat prin deplasarea eșantionului pe direcția câmpului exterior A4 pg. 225,226; 16 pg.639,640/), este de forma:

$$E_H = -\mu_0 \int_{V_m} \vec{M} \cdot \vec{H}_A \, dv, \quad (1.84)$$

unde,  $V_m$  reprezintă volumul materialului magnetic, iar  $\vec{H}_A$  este câmpul exterior. Se admite că magnetizația nu are influență asupra câmpului aplicat din exterior /44/.

Considerăm în fig.16 un ansamblu format din două domenii adiacente de lungime "l".

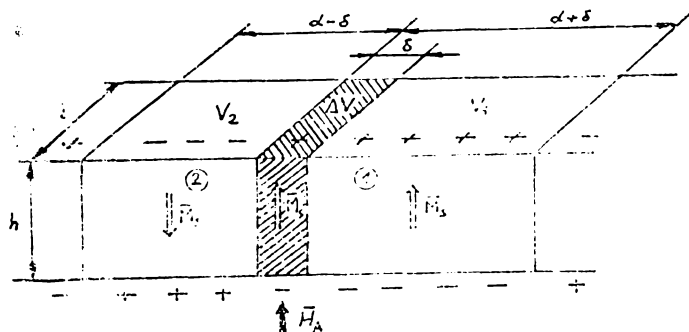


Fig.16. Ansamblu format din două domenii cilindrice adiacente în prezența câmpului magnetic exterior.

În volumul ΔV, magnetizația se orientează de-a lungul axei de ușoară magnetizare, în sensul câmpului aplicat  $\vec{H}_A$ .

Cîmpul exterior aplicat normal pe suprafețele plăcii, determină modificarea magnetizației în volumul  $\Delta V$  prin schimbare de sens, astfel variația magnetizației este:  $2M_g$ . Momentul magnetic al ansamblului este:

$$m_H = \Delta V \cdot 2M_g = l \cdot h \cdot \delta \cdot 2M_g \quad (1.85)$$

Ansamblul celor două domenii se echivalează cu un mediu omogen cu magnetizație  $\vec{M}$  uniformă, care reprezintă magnetizația întregului eșantion, format dintr-o succesiune de astfel de perechi de domenii /7 pg.23/, momentul magnetic fiind:

$$m_H = l \cdot h \cdot 2d \cdot M \quad (1.86)$$

Din relațiile (1.85), (1.86), rezultă:

$$M = \frac{\delta}{2d} \cdot M_g \quad (1.87)$$

magnetizația  $M$  fiind în raport direct cu deplasarea " $\delta$ " a pereților în cazul în care lățimea " $2d$ " a ansamblului nu se modifică sub influența cîmpului aplicat  $\vec{H}_A$ .

În stare magnetizată, microstructura nu poate fi echivalată cu o structură monodomeniu cu sarcini magnetice fictive distribuite uniform pe suprafețe, cu densitate  $\sigma'_m = -\mu_0 \operatorname{div}_S \vec{M}$   $\langle \sigma_m = -\mu_0 \operatorname{div}_S$  Sarcinile magnetice fictive superficiale se asociază cu prezența magnetizației - de saturație în domeniul cilindric și cu discontinuitatea magnetizației la nivelul suprafeței de separație. Pe de altă parte, echivalarea spațiilor infinit extinse din cadrul modelului teoretic, adiacente spațiului finit simetric în raport cu punctul în care se determină cîmpul de demagnetizare, cu structuri monodomeniu, conduce la nerespectarea ipotezelor care stau la baza modelului teoretic.

Energia de interacțiune a microstructurii cu cîmpul aplicat din exterior normal pe suprafețele plăcii este:

$$E_H = -\mu_0 \int_{V_m} \vec{H}_A \cdot \vec{M}_g \, dv \quad (1.88)$$

fiind pozitivă, sau negativă în funcție de orientarea vectorului  $\vec{M}_g$  în raport cu cîmpul aplicat  $\vec{H}_A$ .

Energia se determină pentru ansamblul format din două domenii adiacente "1" și "2" (fig.16) și are expresia:

$$E_H = -\mu_0 \int_{V_1} H_A \cdot M_S dv - \mu_0 \int_{V_2} H_A \cdot M_S dv =$$

$$= -\mu_0 H_A M_S \cdot h \cdot l \cdot 2\delta < 0 . \quad (1.89)$$

Expresia energiei totale a ansamblului este de forma:

$$E_T = E_D + E_H + E_P , \quad (1.90)$$

expresia energiei peretelui avind expresia /7, pg.20/:

$$E_P = \sigma_P \cdot l \cdot h , \quad (1.91)$$

unde,  $\sigma_P$  este densitatea superficială de energie a peretelui. Câmpul de demagnetizare și energia de demagnetizare în pereți sînt nule, iar sub acțiunea unui câmp magnetic exterior, pereții se apropie, sau se îndepărtează reciproc, forma lor de suprafețe plan-paralele rămînd neschimbată. Câmpul de demagnetizare din interiorul domeniilor cilindrice și energia de demagnetizare depinde prin intermediul deplasării " $\delta$ ", de câmpul magnetic exterior.

Expresia energiei totale în funcție de câmpul aplicat  $H_A$  și deplasarea " $\delta$ " se obține introducînd în relația (1.90) expresiile (1.79), (1.89) și (1.91) :

$$E_T = \mu_0 H_A \cdot h \cdot l \left[ \mathcal{A}_1(\delta) + \mathcal{A}_2(\delta) - 2H_A \cdot \delta \right] + \sigma_P \cdot l \cdot h . \quad (1.92)$$

Deplasarea " $\delta$ " în funcție de câmpul aplicat normal pe suprafețele microstructurii se determină din condițiile de minim ale energiei totale a ansamblului format din două domenii adiacente, sau:

$$\frac{\partial E_T}{\partial \delta} = \frac{\partial [\mathcal{A}_1(\delta) + \mathcal{A}_2(\delta)]}{\partial \delta} - 2H_A = 0 , \quad (1.93)$$

și

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial \delta^2} = \frac{\partial^2 [\mathcal{A}_1(\delta) + \mathcal{A}_2(\delta)]}{\partial \delta^2} > 0 . \quad (1.94)$$

Cu relațiile (1.80), (1.81) și (1.73) - (1.76), condițiile de minim sînt:

$$\frac{\partial E_T}{\partial \delta} = 3(\operatorname{arctg} \frac{d+\delta}{h} - \operatorname{arctg} \frac{d-\delta}{h}) + \frac{3d+4\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] -$$

$$- \frac{3d-4\delta}{2h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] - 2\pi \frac{h_A}{M_B} = 0, \quad (1.95)$$

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial \delta^2} = \frac{2}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d+\delta} \right)^2 \right] + \frac{2}{h} \ln \left[ 1 + \left( \frac{h}{d-\delta} \right)^2 \right] +$$

$$+\delta \left\{ \frac{h}{(d-\delta)[h^2 + (d-\delta)^2]} - \frac{h}{(d+\delta)[h^2 + (d+\delta)^2]} \right\} > 0. \quad (1.96)$$

Se observa că schimbînd semnul deplasării "δ" și cîmpului aplicat  $H_A$ , în relația (1.95), rezultă o expresie identică; dependența  $\delta = f(H_A)$ , obținută din relația (1.95), este o funcție impară, reprezentată în fig.17 prin același procedeu de atribuire de valori deplasării "δ", utilizat pentru reprezentarea din fig.16. Limbajul de programare utilizat este FORTRAN 77.

Dependența  $H_A = f(\delta)$  obținută din relația (1.95), se poate considera o funcție de tip "arctg x", întrucît primii doi termeni au pondere ridicată în comparație cu următorii doi termeni.

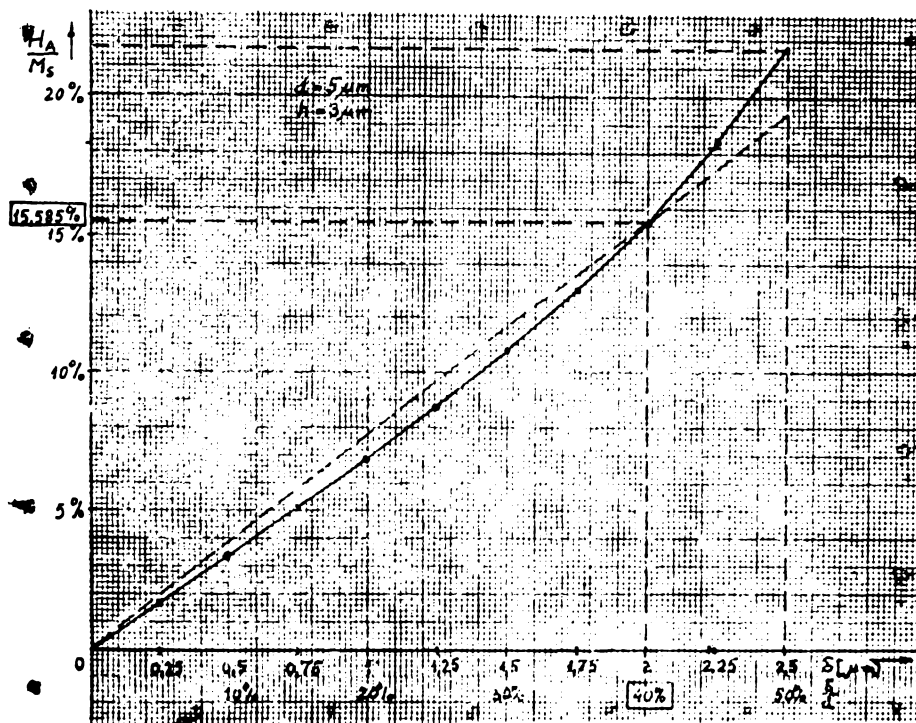
Simplitatea relației (1.95) în comparație cu relații similare din literatura de specialitate /7 pg.24/, provine din considerarea unui spațiu finit simetric în raport cu punctul în care se evaluează cîmpul de demagnetizare. Prin extinderea spațiului finit simetric se obțin expresii mai exacte ale cîmpului de demagnetizare, dar în același timp și de complexitate mai ridicată. În relația (1.95) factorul primei paranteze crește ca valoare, determinînd liniarizarea caracteristicii  $\delta = f(H_A)$ .

Deși analiza s-a efectuat pentru un ansamblu de două domenii cilindrice adiacente, rezultatul se poate generaliza pentru întregă microstructură, modelată ca o succesiune de astfel de ansambluri.

Deplasarea "δ" este o măsură a cîmpului aplicat normal din exterior pe suprafețele microstructurii și în același timp este și o măsură a magnetizației eșantionului, conform relației (1.87).

Relația (1.95), obținută pe baza modelului teoretic al microstructurii este generală, iar reprezentarea din fig.17 se referă la cazul particular al granatului magnetic uniaxial studiat. Prin liniarizarea caracteristicii din fig.17, rezultă o metodă simplă de determinare a magnetizației de saturație, dacă se cu-

noaște curba de magnetizare a materialului (S1.10). Pentru materia-  
lul studiat, cîmpul magnetic  $H_A$ , aplicat din exterior normal pe su-  
prafețele plăcii, care determină o deplasare " $\delta$ " egală cu 40% din  
lățimea " $d$ " a domeniilor cilindrice din starea demagnetizată ( $H_A=0$ ),  
reprezintă 15,585% din valoarea magnetizației  $M_s$  (fig.17). Pentru  
aceeași valoare a deplasării " $\delta$ ", din curba de magnetizare rezul-  
tă un cîmp  $H_A = 4,15$  kA/m (S1.10). Magnetizația de saturație are va-  
loarea  $M_s = 4,15/0.156 = 26,7$  kA/m pentru granatul uniaxial studiat.



$\delta / \mu\text{m}$	0	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,25	2,5
$H_A / M_s / \%$	0	1,63	3,29	5,01	6,81	8,72	10,79	13,06	15,58	18,42	21,67

Fig.17. Dependența deplasării " $\delta$ " de cîmpul magnetic  $H_A$  aplicat normal pe suprafețele granatului uniaxial  $(\text{Sm Y})_2(\text{Ga Fe})_5 \text{O}_{12}$ , stabilită cu ajutorul metodei Socratic.

A.A. Thiels /86/ și A.H. Sobock /77 pg.-1-44/ utilizează o metoda grafo - analitică de determinare a magnetizației de saturație cu ajutorul unor funcții de stabilizate și de formă ale domeniilor cilindrice circulare. Metoda și expresiile funcțiilor

sint de complexitate ridicată și apelează la măsurarea vizuală a diametrului minim al domeniilor cilindrice circulare și cunoașterea grosimii materialului. Magnetizația de saturație a granatului magnetic studiat, determinată prin această metodă, are valoarea  $M_s = 25$  kA/m. Determinarea experimentală a magnetizației de saturație a materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice necesită o instalație pretentioasă, de tip magnetometru cu probă vibrantă /3/.

### § 1.10. Curba de magnetizare a granatului magnetic uniaxial

Materialul studiat este un granat de Galiu - Gadolinium depus epitaxial prin imersare în soluție saturată cu fondanți. Granatul suport este nemagnetic și constituit sub formă de placă subțire cu grosimea de  $530 \mu\text{m}$ , suprafața de depunere epitaxială fiind planul atomic (111). Stratul epitaxial, din granat magnetic, de grosime  $3 \mu\text{m}$ , prezintă anizotropie uniaxială perpendiculară pe suprafață, indusă prin distribuție preferențială a ionilor magnetici în procesul de creștere epitaxială. Compoziția granatului suport este:  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , iar a granatului magnetic:  $(\text{YSm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ . Depunerea epitaxială s-a efectuat pe ambele fețe ale granatului suport, rezultând un strat cu grosime controlată de  $3 \mu\text{m}$ , pentru care s-a ridicat curba de demagnetizare și un strat de grosime variabilă, analizat în §2.3.

În absența câmpului exterior, microstructura de domenii cilindrice este de tip labirint, iar lățimile domeniilor adiacente sînt egale, avînd valoarea de  $5 \mu\text{m}$ . Cu ajutorul instalației descrise în §2.1, au fost obținute imagini fotografice ale microstructurii pentru diferite valori ale câmpului exterior aplicat normal pe suprafața plăcii. Potențiale au fost evidențiate în lumină polarizată, prin efect Faraday. În vederea trasării curbei de magnetizare, din granat s-a selectat o regiune fără defecte de structură cristalină, sau magnetică, prin procedeele descrise în §2.2. Imaginile 1 - 10 reprezintă aceeași microstructură pentru diferite valori ale câmpului exterior normal  $H_n$ .

Curba de magnetizare s-a trasat prin planimetrarea suprafețelor întunecate și luminoase. În acest scop, imaginile fotografice ale microstructurii au fost acoperite prin protecție de 25 ori.

Prin decupare, s-au separat regiunile întunecate de cele luminoase, iar prin cântărire cu o balanță analitică WA 35 TYP PRLT A 14, s-a stabilit diferența dintre suprafețele întunecate și luminoase pentru un anumit câmp aplicat. În absența câmpului exterior, diferența suprafețelor este nulă. În prezența câmpului exterior, diferența suprafețelor raportată la suma lor este o măsură a magnetizației  $M$  a eșantionului. În câmpuri exterioare intense, microstructura de tip labirint se transformă în monodomeniu, magnetizația în fiecare punct al monodomeniului fiind egală cu  $M_s$ , cu orientare în direcția câmpului aplicat normal pe suprafețele microstructurii. Raportul dintre diferența și suma suprafețelor este unitar, întregă suprafață a monodomeniului fiind luminoasă.

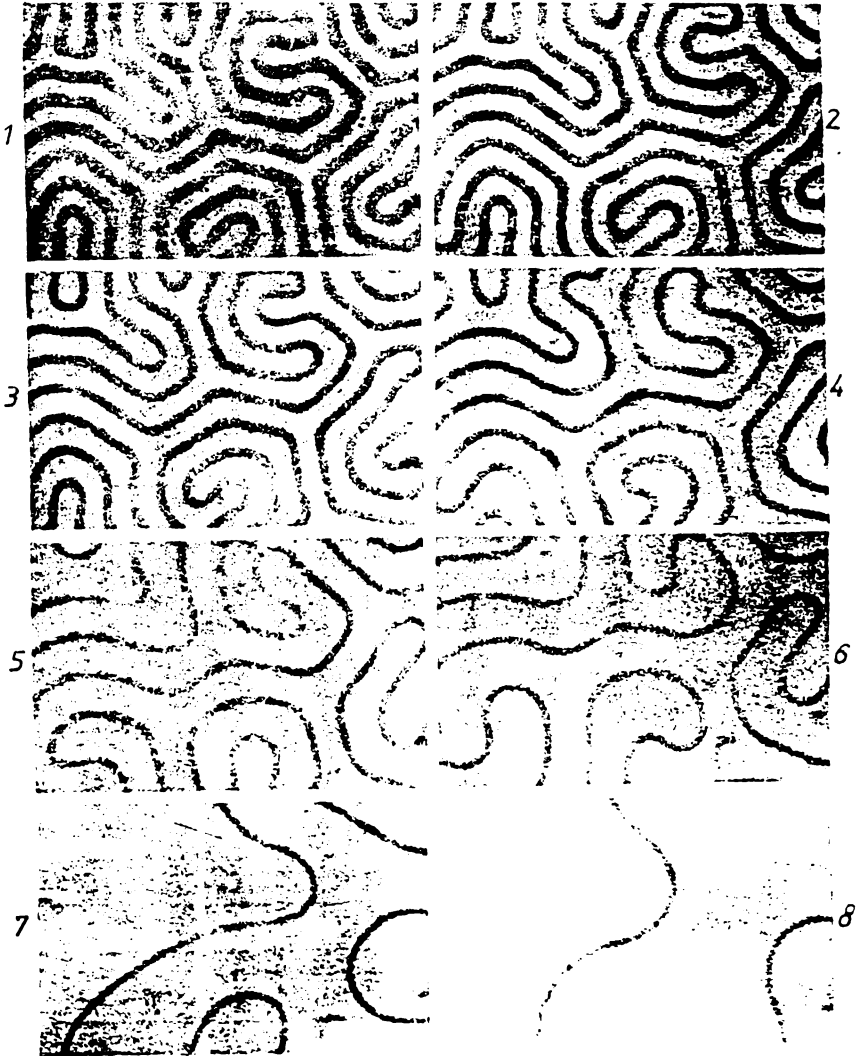
Imaginile fotografice s-au obținut prin procedeul următor: Pentru fiecare valoare a câmpului magnetic exterior, inclusiv pentru valoarea nulă, corespunzătoare stării demagnetizate a microstructurii, s-a aplicat un câmp pulsator normal pe suprafață, de intensitate superioară câmpului coercitiv, a cărui valoare s-a micșorat pînă la anulare. Câmpul coercitiv se opune deplasării pereților domeniilor cilindrice și reprezintă câmpul magnetic minim care determină deplasări de pereți /60,62/. Pentru granatul studiat, câmpul coercitiv normal pe suprafețele microstructurii are valoarea 68 A/m, iar câmpul coercitiv colanar cu suprafețele microstructurii are valoarea 0,7 A/m. Măsurările câmpurilor coercitive s-au efectuat cu ajutorul instalațiilor descrise în §2.1. Modificarea valorii câmpului magnetic normal continuu s-a efectuat astfel: Inițial s-a crescut câmpul normal pulsator pînă la o valoare superioară câmpului coercitiv normal, care s-a păstrat constantă în timpul modificării valorii câmpului magnetic continuu. Pentru noua valoare a câmpului magnetic continuu, câmpul pulsator s-a micșorat treptat pînă la anulare. Prin acest procedeu, imaginile microstructurii sînt reproductibile, eliminându-se procesul de histeresis asociat câmpului coercitiv.

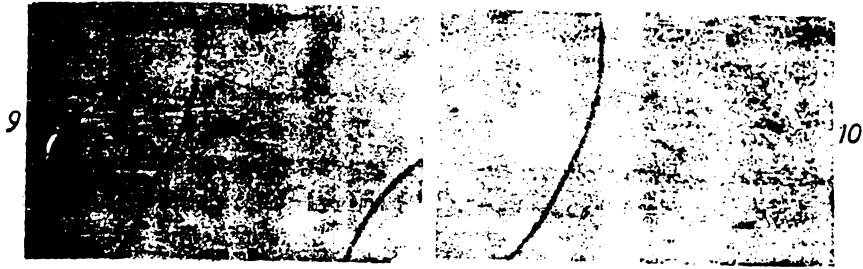
Curba de magnetizare a granatului uniaxial, reprezentată în fig.18, este asemănătoare curbei de magnetizare trasată de C.Kooy și V.Enz /39/, pentru  $BaFe_{12}O_{19}$  sub formă de placă de grosime 5μm.

Pe baza modelului teoretic s-a stabilit dependența depla-

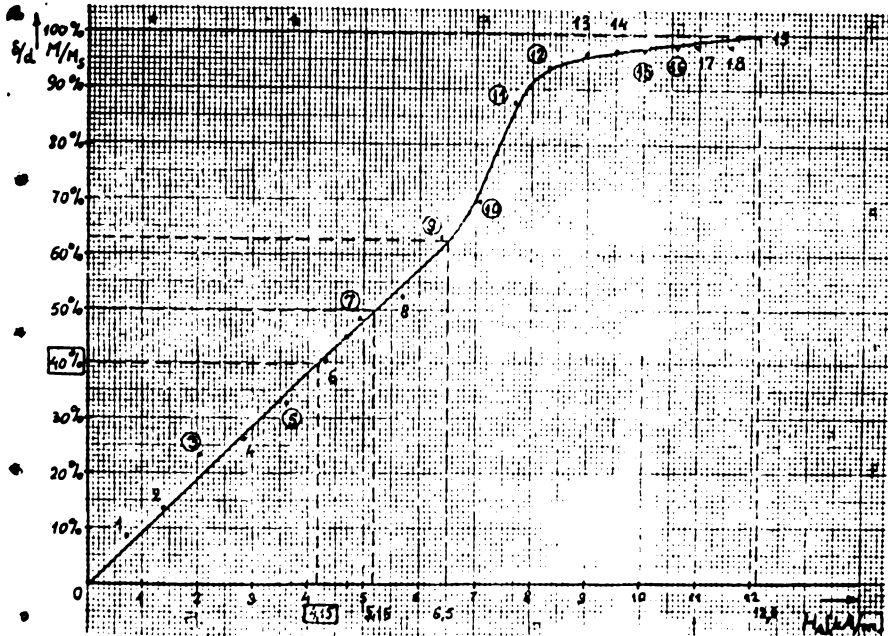


Relația (1.87) între magnetizația  $M$  și deplasarea " $\delta$ " este liniară pentru lățime constantă " $2d$ ", a ansamblului format din două domenii cilindrice adiacente. Dependența deplasării " $\delta$ " de cîmpul magnetic  $H_A$ , stabilită cu ajutorul modelului teoretic se liniarizează (fig.17), rezultînd în consecință, relația liniară între magnetizația  $M$  și cîmpul aplicat  $H_A$  în domeniul de valabilitate:  $\delta \leq d/2$ , al modelului teoretic.





Im.1-10. Microstructura de tip labirint în câmp magnetic normal crescător de la valoarea zero (Im.1) la valoarea 10,6 kA/m (Im.10). Valorile intermediare sînt: 2,1 kA/m (Im.2); 3,6 kA/m (Im.3); 4,9 kA/m (Im.4); 6,4 kA/m (Im.5); 7,1 kA/m (Im.6); 7,7 kA/m (Im.7); 8,3 kA/m (Im.8); 10 kA/m (Im.9).



$H_A$ /A/m/	692	1383	2075	2853	3631	4323	4928	5706	6398	7089	7695
$M/M_s$ /%/	8,6	13,7	23,4	26,0	32,9	40,2	48,5	52,4	63,1	69,6	87,5

8300	8991	9511	10030	10635	10981	11585	12105
93,9	95,4	95,9	96,0	97,6	97,9	98,0	100

Fig.18. Curba de magnetizare a granatului  $(YSm)_3(GaFe)_5O_{12}$ . Sînt marcate punctele și valorile corespunzătoare imaginilor 1-10.

Deplasarea " $\delta$ " se modifică sub influența cîmpului aplicat între zero și 50% din lățimea " $d$ " a domeniilor cilindrice din starea demagnetizată a microstructurii, iar magnetizația  $M$  se modifică corespunzător între zero și 50% din  $M_g$ .

Din curba de magnetizare trasată experimental, rezultă pentru granatul studiat, liniaritate într-un domeniu mai extins și anume, pînă la 63% din  $M_g$ .

Procesul de magnetizare a microstructurii a fost abordat de C.Kooy, V.Enz /39/, A.J.W.Duijvestijn, B.P.A.Bonstra /15/ și A.H. Bobeck /6 pg.21-24/ cu ajutorul potențialului magnetic scalar și a densității superficiale a sarcinilor magnetice fictive. A rezultat o dependență neliniară a deplasării " $\delta$ " de cîmpul aplicat normal, care poate fi considerată liniară numai pentru valori scăzute ale deplasării " $\delta$ ", și anume pînă la 20% din lățimea " $d$ " a domeniilor cilindrice corespunzătoare stării demagnetizate a microstructurii. Curba de magnetizare s-a trasat experimental de C.Kooy și V.Enz /39/ pentru  $Ba Fe_{12} O_{19}$  prin măsurarea lățimilor domeniilor adiacente, rezultînd o alură diferită de cea obținută de autor prin planimetrare.

Pentru valori ale cîmpului  $H_A > 6,5$  kA/m, apar modificări pronunțate de formă ale domeniilor cilindrice (Im. 6,7), rezultînd o pantă mai accentuată a curbei de magnetizare. Pentru  $H_A \geq 8$  kA/m, există posibilitatea de formare a domeniilor cilindrice circulare prin aplicarea unui cîmp magnetic pulsator normal pe suprafețele microstructurii, sau paralel cu aceste suprafețe, de intensitate suficientă pentru a produce modificări substanțiale în microstructură. Prin scăderea treptată a cîmpului magnetic pulsator, se pot obține domenii cilindrice circulare (fig.1b). Aplicînd din nou un cîmp pulsator, de aceeași intensitate, domeniile cilindrice circulare se pot transforma în domenii cilindrice de tip bandă, sau labirint. Fără aportul suplimentar de energie datorită prezenței cîmpului pulsator, microstructura rămîne la forma inițială de labirint. Prin urmare, forma de labirint a microstructurii este stabilă și reproductibilă pentru cîmpul pulsatorului de intensitate scăzută.

Pentru valori ale cîmpului aplicat  $H_A \geq 8$  kA/m, lățimea domeniilor cu magnetizația orientată în sens opus cîmpului aplicat nu se mai micșorează cu creșterea cîmpului  $H_A$ , în schimb apare un

proces de contractare a acestor domenii.

Pentru valori  $H_A \leq 5$  kA/m, forma domeniilor cilindrice nu se modifică și de asemenea nu se modifică nici suma lățimilor corespunzătoare ansamblului format din două domenii adiacente. În acest interval de valori ale câmpului  $H_A$ , este valabil modelul teoretic (Im.1-4). Pentru valori superioare ale câmpului  $H_A$ , apar modificări de formă, iar suma lățimilor domeniilor adiacente crește cu creșterea câmpului; cu toate acestea, liniaritatea curbei de magnetizare se păstrează pînă la  $H_A = 6,5$  kA/m. Modificarea formei domeniilor și pereților presupune modificarea energiei de anizotropie și de schimb a pereților /71/, care nu a fost luată în considerare în analiza procesului de magnetizare cu ajutorul modelului. Modelul teoretic presupune că pereții despărțitori ai domeniilor cilindrice sînt plan-paraleli. În microstructura reală, pereți plan-paraleli apar numai în regiuni restrînse, pereții fiind cvasi-paraleli în sens geometric larg și prezintă zone de curbură cu atît mai numeroase cu cît câmpul  $H_A$  este mai ridicat (Im.5-10). Raza de curbură crește cu creșterea câmpului aplicat (Im.1-7) și presupune modificări ale energiei peretelui /9/.

Pentru valori  $H_A > 8$  kA/m, apare un proces de saturație. Pereții domeniilor cu magnetizația orientată în sens opus câmpului aplicat nu se pot apropia sub o valoare limită, pentru că creșterea energiei prin formarea de pereți suplimentari depășește scăderea maximă a energiei de demagnetizare /71/.

Efectul câmpului magnetic aplicat normal pe suprafețele granatului uniaxial este maxim pentru valori cuprinse între 6,5 kA/m și 8 kA/m. În acest interval de valori, apar modificări de formă a domeniilor cilindrice, iar suma lățimilor domeniilor adiacente se modifică substanțial. Lățimea domeniului cilindric care se extinde, se modifică pronunțat în comparație cu lățimea domeniului care se restrînge, rezultînd o modificare pronunțată în suma celor două lățimi (Im.5-8). Neliniaritatea și panta curbei de magnetizare sînt maxime în acest interval.

Efectul câmpului magnetic asupra microstructurii este minim pentru valori ale câmpului  $H_A$  cuprinse între 8 kA/m și 12 kA/m, în care apare procesul de saturație a microstructurii. În acest interval, curba de magnetizare este neliniară, procesul de contractare fiind accelerat în câmpuri magnetice mai intense.

Pentru intensități scăzute ale câmpului magnetic exterior, valoarea cu care crește lățimea domeniului cu magnetizația orientată în sensul câmpului aplicat, este egală cu valoarea cu care

scade lățimea domeniului adiacent. Liniaritatea curbei în acest interval:  $H_A \leq 6,5$  kA/m, sugerează posibilitatea utilizării microstructurii granatului pentru realizarea unui traductor de câmp magnetic bazat pe deplasarea pereților domeniilor cilindrice în prezența unui câmp exterior aplicat normal pe suprafețele microstructurii. Pentru alte materiale magnetice liniaritatea curbei se manifestă într-un interval diferit de valori ale câmpului  $H_A$  /7 pg.25,26,36/. Pentru eliminarea procesului de histeresis și pentru a asigura reproductibilitatea procesului de magnetizare prin deplasarea pereților, este necesar să se suprapună peste câmpul magnetic exterior care se măsoară, un câmp magnetic pulsator normal, sau coplanar în raport cu suprafețele microstructurii, de intensitate scăzută, dar superioară intensității câmpului coercitiv.

Fluxul luminos care străbate microstructura este în raport direct cu diferența dintre suprafețele întunecate și luminoase. Fluxul luminos crește, sau scade în raport cu fluxul luminos corespunzător stării demagnetizate a microstructurii, în funcție de orientarea câmpului exterior. Dacă magnetizația domeniilor luminoase este orientată în sensul câmpului exterior, fluxul luminos transmis crește, iar la schimbarea sensului câmpului exterior, fluxul luminos scade cu creșterea câmpului exterior. Astfel apare posibilitatea de a determina atât valoarea cât și sensul câmpului magnetic exterior.

Magnetizația  $M$  și deplasarea " $\delta$ " sînt mărimi intermediare în aplicația de traductor de câmp, care realizează conversia : câmp magnetic - flux luminos. Întrucît fluxul luminos este în raport direct cu deplasarea " $\delta$ ", care la rîndul ei este în raport direct cu magnetizația  $M$ , caracteristica de conversie flux luminos - câmp magnetic are aceeași alură ca și curba de magnetizare, diferind printr-un factor de scară.

Microstructura de tip labirint este stabilă și reproductibilă în câmp pulsator. În §2.2 sînt descrise și alte stări stabile ale microstructurii în absența câmpului magnetic exterior, care nu sînt recomandabile a fi utilizate în aplicația de traductor de câmp, pentru că intervalul de stabilitate și reproductibilitate este mai restrîns decît cel al structurii de tip labirint.

Cap.2. PROCEDEE SI INSTALATII EXPERIMENTALE DE ANALIZA  
A PROCESELOR SI DE DETERMINARE A PARAMETRILOR  
MICROSTRUCTURII DE DOMENII CILINDRICE

Analiza microscopică a proceselor magnetice din microstructura de domenii cilindrice a granatului magnetic uniaxial s-a efectuat cu ajutorul unui microscop de cercetare I.O.R.-MC-5A și a unui microscop de interferență cu polarizare Carl Zeiss AMPLIVAL pol.u. Granatul magnetic uniaxial, transparent în spectrul vizibil și infraroșu și prezentând rotații magneto-optice diferite, în funcție de sensul magnetizației domeniului, s-a iluminat prin intermediul unei fibre optice multimod GROFON 1, cu suprafețe șlefuite plan și normal pe axă, eliminându-se astfel condensorul și oglinda concavă, sau plană a microscopului. S-a utilizat un filtru de polarizare /30 pg.102/ de grosime 0,27 mm, plasat între granat și suprafața plană a fibrei optice, și un filtru analizor încrucișat aparținând microscopului. Lumina provenită de la sursele microscopului s-a filtrat pentru îmbunătățirea contrastului între domenii, care apar luminoase, sau întunecate, prin filtre galben-verde plasate între sursa luminoasă și fibra optică. Granatul magnetic s-a iluminat și cu un laser SPECTRA PHYSICS model 120 cu lungime de undă 628,8 nm și putere de 1 mW, zgomotul "Specle" /99 pg.199/ eliminându-se prin plasarea unui disc de difuzie rotitor între sursa laser și fibra optică. Imaginile microscopice s-au vizualizat prin intermediul unei camere TV VIDEOLUX - 1 Tip ITV11-11/G cu prag de sensibilitate 2-8 lux, adaptată microscopului, pe un monitor TV TEHNOTON.

§ 2.1. Instalații experimentale de analiză a proceselor magnetice din microstructură

Granații magnetici uniaxiali sînt transparentți în spectrul infraroșu și vizibil adiacent, pentru lungimi de undă cuprinse între 100 nm și 1  $\mu$ m /7 pg.141/ și prezintă rotații magneto-optice diferite ca sens și egale ca valoare în domenii cilindrice adiacente, ca efect al orientării diferite a vectorului magnetizație /66/. Rotația magneto-optică, sau efectul Faraday, servește la punerea în evidență a domeniilor cilindrice, unghiul de rotație  $\theta_p$

pe unitatea de lungime, pentru granatul studiat și pentru lumina albă utilizată, are valoarea:  $\theta_F/l = 4 \cdot 10^5$  grade sexagesimale/m.

În fig.19 este reprezentat ansamblul format din sistemele polarizante și granatul uniaxial.

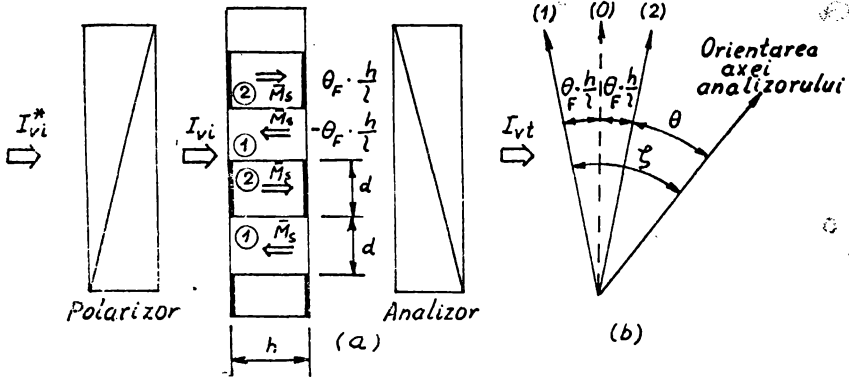


Fig.19. Ansamblu polarizor - granat magnetic uniaxial - analizor (a) și orientările axei analizorului (b). Orientările (1), (2) ale axei analizorului determină extincțiile pentru domeniile "1", respectiv "2", iar pentru orientarea (0), dispăre contrastul între domeniile cilindrice adiacente.

Radiația incidentă nepolarizată de intensitate luminoasă  $I_{vi}^*$  este polarizată prin intermediul unui sistem polarizant, rezultând intensitatea luminoasă  $I_{vi}$ . Granatul magnetic uniaxial, de grosime  $h = 3\mu\text{m}$ , rotește planul de polarizare cu un unghi  $\theta_F \cdot h/l = 1.2^\circ$ , în sens orar, sau trigonometric, în funcție de orientarea vectorului magnetizație din domeniul respectiv.

Conform legii lui Malus /42 pg.230;77/, intensitatea luminoasă transmisă prin granat și al doilea sistem polarizant are expresia:

$$I_{vt} = I_{vi}(\Delta + \sin^2 \zeta), \quad (2.1)$$

unde,  $\Delta$  este raportul de extincție al analizorului, cu valoarea tipică  $10^{-5}/77$ , iar  $\zeta$  este unghiul între direcția de extincție a analizorului și direcția de polarizare a luminii incidente (fig.19b).

Microstructura magnetică a granatului uniaxial este formată dintr-o succesiune de perechi de domenii care au lățimi egale în absența cîmpului magnetic exterior. Astfel, domeniul "1" reprezintă o fracțiune  $d/2d$  din ansamblul format dintr-o pereche de domenii "1" și "2", iar domeniile "2" reprezintă aceeași fracțiune

din microstructura magnetică. Intensitatea luminoasă transmisă prin domeniile "1", neglijând efectele de difracție, are conform relației (2.1), expresia:

$$I_{vt1} = I_{vi} e^{-\alpha h} \left[ \Delta + \sin^2(\theta + 2 \frac{\theta_F}{1} \cdot h) \right] \frac{d}{2d}, \quad (2.2)$$

unde,  $e^{-\alpha h}$  este absorbția optică a domeniului "1", constanta de atenuare " $\alpha$ ", fiind de ordinul  $0,25 \mu\text{m}^{-1}$  pentru lumina albă utilizată și avînd, la fel ca și constanta de rotație Faraday a materialului,  $\theta_F/1$ , o puternică dependență de lungimea de undă, în cazul iluminării monocromatice [77].

Similar, intensitatea luminoasă transmisă prin domeniile "2", pentru lățimi egale ale domeniilor adiacente, este:

$$I_{vt2} = I_{vi} e^{-\alpha h} (\Delta + \sin^2\theta) \left(1 - \frac{d}{2d}\right). \quad (2.3)$$

Intensitatea luminoasă totală care ajunge la dispozitivul fotosensibil este suma intensităților  $I_{vt1}$  și  $I_{vt2}$ , sau:

$$I_{vt} = I_{vi} e^{-\alpha h} \left[ \Delta + \sin^2\theta + 4 \frac{d}{2d} \frac{\theta_F}{1} \cdot h \left( \frac{\theta_F}{1} \cdot h \cos\theta + \sin\theta \right) \cos\theta \right], \quad (2.4)$$

unde s-a înlocuit  $\sin\theta_F \cdot h/1$  cu  $\theta_F \cdot h/1$ , întrucît  $\theta_F \cdot h/1 = 1,2^\circ$  pentru granatul studiat.

Contrastul maxim  $|I_{vt1} - I_{vt2}| / I_{vt}$  se obține pentru orientarea axei analizorului care determină extincție pentru domeniile "2", pentru care unghiul  $\theta = 0$  și  $I_{vt2}$  este minim. Datorită simetriei, aceeași valoare maximă a contrastului se obține și pentru orientarea axei analizorului care determină extincție pentru domeniile "1", pentru care unghiul  $\theta = -2\theta_F \cdot h/1$  și  $I_{vt1}$  este minim.

Să presupunem ca în fig. 16, cu în prezența cîmpului magnetic exterior  $H_A$ , domeniul "1" se extinde - în aceeași măsură în care se restrînge domeniul "2". Lățimea domeniului "1" se mărește cu valoarea " $\delta$ ", iar relațiile (2.2) și (2.3) se scriu:

$$I'_{vt1} = I_{vi} e^{-\alpha h} \left[ \Delta + \sin^2(\theta + 2 \frac{\theta_F}{1} \cdot h) \right] \frac{d+\delta}{2d}, \quad (2.5)$$

$$I'_{vt2} = I_{vi} e^{-\alpha h} \left[ \Delta + \sin^2\theta \right] \frac{d-\delta}{2d}. \quad (2.6)$$

Creșterea unghiului " $\theta$ ", determină mărirea intensităților luminoase  $I_{vt1}$ ,  $I_{vt2}$ , dar și micșorarea contrastului între domeniile adiacente. Contrastul dispare pentru  $\theta = -\theta_F \cdot h/1$ , intensitățile luminoase fiind egale:  $I_{vt1} = I_{vt2}$ .



Modificarea intensității luminoase transmise, ca urmare a deplasării "δ" a peretelui despărțitor al domeniilor "1" și "2" sub influența cîmpului magnetic  $H_A$ , reprezintă semnalul util în aplicația de traductor de cîmp, a cărui expresie este:

$$I'_{vt} - I_{vt} = 4I_{vi} e^{-\alpha h} \frac{\delta}{2d} \left[ \frac{\theta_F}{1} \cdot h \left( \frac{\theta_F}{1} \cdot h \cos\theta + \sin\theta \right) \cos\theta \right]. \quad (2.7)$$

Sensul, respectiv semnul deplasării "δ" determină sensul variației intensității luminoase transmise, care se modifică în raport direct cu  $\delta/2d$ , în timp ce magnetizația granatului se modifică, conform relației (1.87), în raport direct cu  $\delta/d$ .

Raportul semnal/zgomot depinde de valoarea unghiului "θ"/77/. Pentru lumina albă utilizată, raportul semnal/zgomot maxim s-a obținut pentru unghiuri  $\theta = 2,5^\circ \div 4,3^\circ$ , în funcție de calitatea sistemelor polarizante; unghiul mai mic corespunde sistemelor polarizante de calitate superioară.

Cîmpul magnetic normal pe suprafețele granatului s-a generat cu bobine Helmholtz, reprezentate în fig.20.

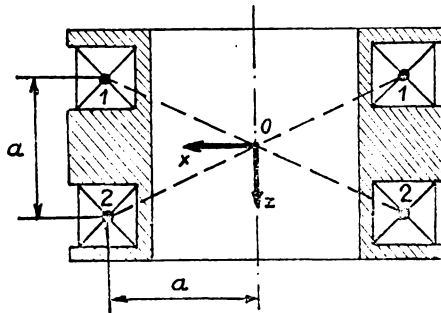


Fig.20. Bobine Helmholtz pentru generarea cîmpului magnetic uniform în planul  $z = 0$ .

Cîmpul magnetic produs de bobine Helmholtz parcurse de curent se determină cu relația Biot - Savart - Laplace /81 pg.254/. Astfel, cîmpul magnetic într-un punct situat pe axa bobinelor produs de un curent "i" care trece prin înfășurările "1" și "2", fiecare cu câte "N" spire, are expresia /76 pg.353/:

$$H(z) = \frac{a^2 Ni}{2} \left\{ \frac{1}{\left[ a^2 + \left( \frac{a}{2} + z \right)^2 \right]^{3/2}} + \frac{1}{\left[ a^2 + \left( \frac{a}{2} - z \right)^2 \right]^{3/2}} \right\}, \quad (2.8)$$

unde, "a" este raza înfășurărilor, egală cu distanța dintre ele.

Particularizînd pentru  $z = 0$ , se obține:

$$H(z = 0) = \frac{8NI}{5\sqrt{5} a} \cdot \quad (2.9)$$

Experimental s-a constatat că regiunea în care cîmpul magnetic este uniform cu aproximație sub 1%, se extinde  $\pm 20\%$  din "a", de-a lungul axei Oz și  $\pm 13,3\%$  din "a", de-a lungul axei Ox.

Cîmpul magnetic coplanar cu suprafețele granatului, rotor, sau eliptic, se poate genera cu ajutorul a două bobine ortogonale alimentate cu curenți sinusoidali defazați cu  $90^\circ$ , în diferite configurații geometrice /17, 48, 56, 59, 93/.

Un procedeu relativ nou de generare a cîmpului magnetic rotor /28, 53/ este analizat în continuare.

Presupunem o cavitate infinit lungă în direcția Oz, delimitată de un material magnetic ideal, cu permeabilitate infinită, a cărei secțiune este reprezentată în fig.21.

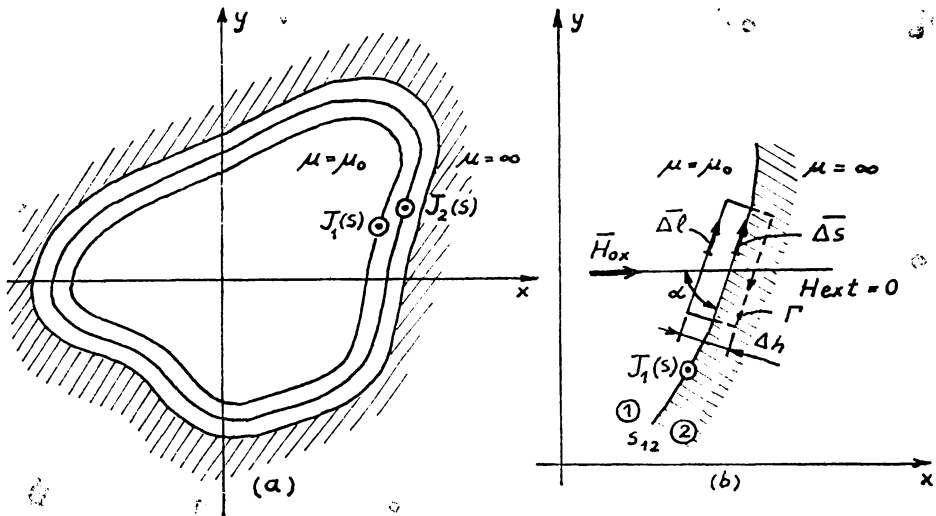


Fig.21. Cavitate practică într-un material magnetic ideal; curenți superficiali sînt distribuiți pe suprafața de separație.

Pe frontieră considerăm două pinze de curent cu densitățile  $J_1(s)$ ,  $J_2(s)$ , "s" fiind coordonata de-a lungul frontierei, în planul secțiunii. Un punct de pe frontieră are coordonatele  $x(s)$  și  $y(s)$ , originea coordonatei "s" fiind arbitrar aleasă pe conturul suprafeței de separație.

Considerăm un contur "r" dreptunghiular (fig.21b), de lungime  $\Delta s$  mult mai mare decât lățimea  $\Delta h$ . Se pune problema de a determina condiția pe care trebuie să o îndeplinească repartiția densității liniare  $J_1(s)$  pentru ca să rezulte un câmp magnetic  $H_{ox}$  uniform în interiorul cavității. Aplicând legea circuitului magnetic pentru conturul "r", se obține:

$$\oint H_{ox} \cdot d\vec{l} = H_{ox} \cdot \Delta s \cdot \cos \alpha = i_r = J_1(s) \cdot \Delta s , \quad (2.10)$$

câmpul magnetic în exteriorul cavității fiind nul. Fiind că:

$$\cos \alpha = \frac{\Delta x}{\Delta s} , \quad (2.11)$$

se obține condiția pe care trebuie să o îndeplinească densitatea  $J_1(s)$  a curentului superficial pentru a produce un câmp magnetic de intensitate  $H_{ox}$  paralel cu axa Ox și uniform în interiorul cavității:

$$J_1(s) \frac{ds}{dx} = H_{ox} . \quad (2.12)$$

Analog, condiția impusă densității  $J_2(s)$  a curentului superficial pentru a produce un câmp magnetic de intensitate  $H_{oy}$ , paralel cu axa Oy, uniform în cavitate, este:

$$J_2(s) \frac{ds}{dy} = H_{oy} . \quad (2.13)$$

Relațiile (2.12) și (2.13) se pot obține și din expresia rotorului superficial:

$$\text{rot}_s H = J(s) . \quad (2.14)$$

Câmpul exterior cavității fiind considerat nul, componenta tangențială la suprafața de separație a câmpului magnetic din cavitate, paralel cu axa Ox este:

$$H_{ox_t} = H_{ox} \frac{dx}{ds} = J_1(s) , \quad (2.15)$$

și analog:

$$H_{oy_t} = H_{oy} \frac{dy}{ds} = J_2(s) . \quad (2.16)$$

Presupunind îndeplinite condițiile (2.12) și (2.13) și intensitățile  $H_{ox}$  și  $H_{oy}$  egale, se obține teoretic un câmp magnetic rotitor și uniform în cavitate, dacă cele două pânze de curent cu densitățile  $J_1(s,t)$ ,  $J_2(s,t)$  au variație sinusoidală în timp, cu defazaj de  $90^\circ$  între ele. Numărul de rotații pe secundă a câmpului rotitor este egal cu frecvența curenților sinusoidali.

Condițiile (2.12) și (2.13) pot fi satisfăcute în mai multe configurații de cavitate /28/. Configurația pătrată este mai avantajoasă din punctul de vedere al realizării constructive. Cavitata pătrată și tabelul de corespondențe care rezultă din relațiile (2.12) și (2.13) sînt reprezentate în fig.22, pentru:  $H_{ox}=H_{oy}=H_0/28/$ .

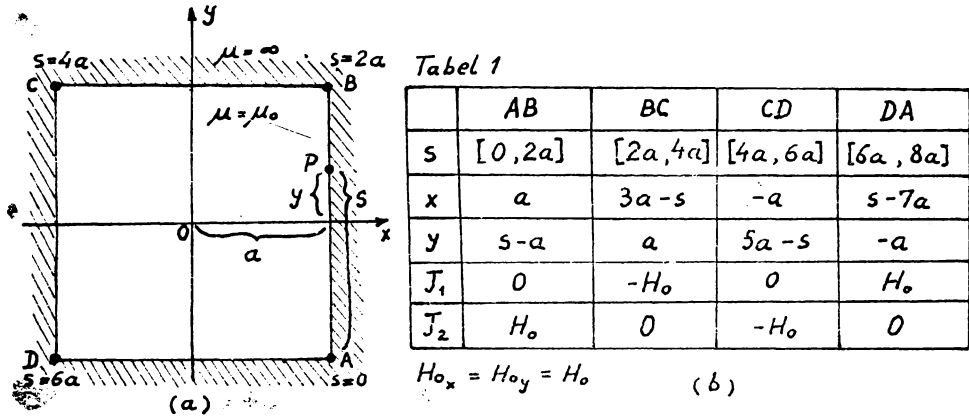


Fig.22. Configurație pătrată de cavitate (a) și tabel de corespondențe (b).

Câmpul magnetic uniform în cavitate, paralel cu axa Ox este generat de două pânze de curent cu sensuri opuse, care circulă pe laturile BC și DA ale conturului suprafeței de separație. Analog, câmpul magnetic uniform, paralel cu axa Oy este produs de două pânze de curent cu sensuri opuse, care circulă pe laturile AB și CD. Densitatea superficială de-a lungul unei laturi este constantă și independentă de dimensiunea "a", spre deosebire de forma rotundă de cavitate, care presupune densități ale pânzelor de curent distribuite sinusoidal, sau cosinusoidal de-a lungul circumferinței cavității.

Pentru lungimi finite ale cavității, există o dispersie a câmpului magnetic în exteriorul cavității. Pentru frecvențe relativ ridicate, aplicarea a două folii conductoare paralele cu planul  $z=0$ , micșorează dispersia câmpului magnetic /28,53/.

O soluție constructivă relativ simplă pentru generarea cîmpului magnetic rotitor /28,53/, constă dintr-un cadru din material fero-, sau ferimagnetic cu patru înfășurări identice, alimentate cu curenți de formă sinusoidală, defazați cu  $90^\circ$ . Forma curenților poate fi triunghiulară în loc de sinusoidală, pentru reducerea puterii surselor de curent. Este necesar ca inducția remanentă a materialului magnetic să fie scăzută și este de dorit ca permeabilitatea lui magnetică să fie cît mai ridicată(fig.23).

Avantajul utilizării cadrului din material magnetic constă în posibilitatea investigării microscopice a microstructurii de domenii cilindrice, spre deosebire de înfășurările ortogonale /56/, care acoperind granatul, nu permit iluminarea și vizualizarea microstructurii magnetice.

Desigur că în ceea ce privește calitatea cîmpului magnetic rotitor generat cu ajutorul cadrului, aceasta este modestă, dar după cum a rezultat și din experiența autorului, soluția adoptată este satisfăcătoare în scopul urmărit. Cu acest cîmp se pot deplasa domenii cilindrice circulare pe trasee prestabilite /7 pg. 167; 28;53/ în aplicațiile de memorare a informației, sau se pot vibra pereții domeniilor cilindrice în aplicația de traductor de cîmp magnetic, pentru asigurarea repetabilității proceselor magnetice din microstructura de domenii cilindrice.

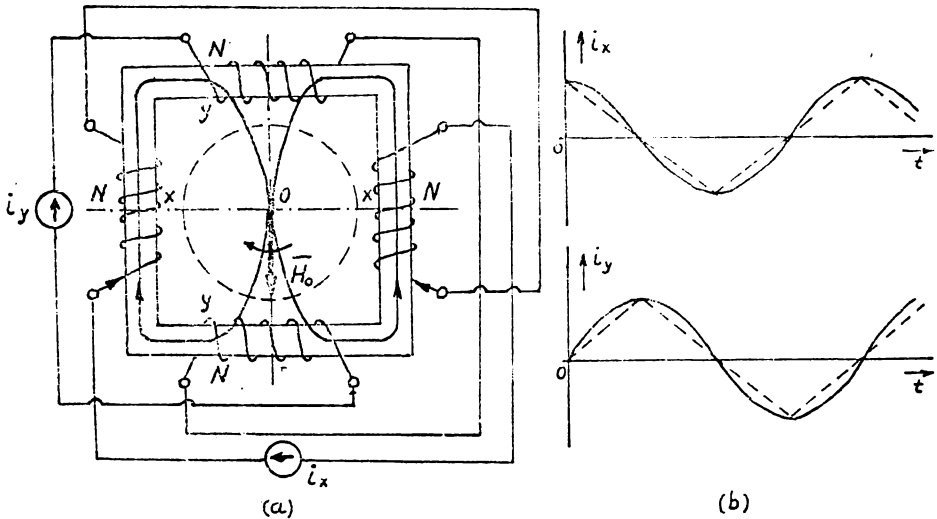


Fig.23. Cadru din material magnetic cu patru înfășurări cu același număr de spire pentru producerea cîmpului magnetic coplanar rotitor (a) și forma curenților(b).

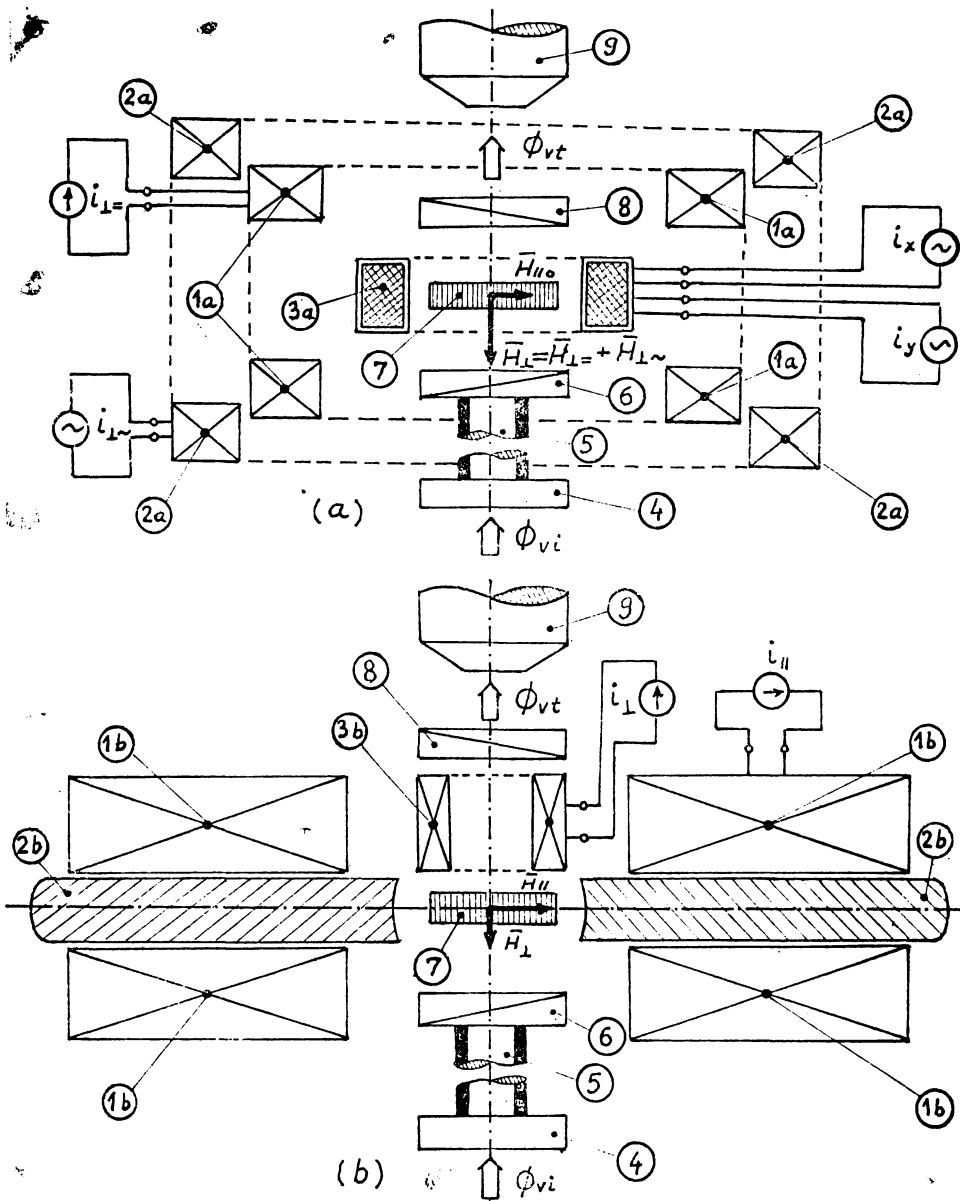


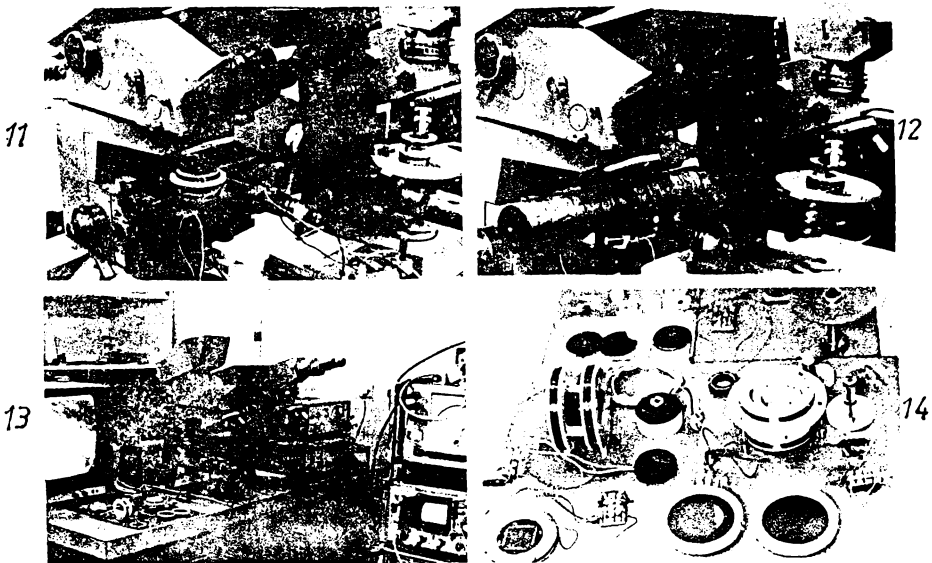
Fig.24. Instalații experimentale de analiză a proceselor magnetice din granatul magnetic uniaxial sub influența unor cîmpuri magnetice normale  $H_{\perp}$  ridicate și coplanare  $H_{\parallel}$  scăzute (a), sau coplanare ridicate și normale scăzute (b). 1a-bobine Helmholtz pentru  $H_{\perp}$ , sau  $H_{\parallel}$ ; 2a-bobine Helmholtz pentru  $H_{\perp}$ , sau  $H_{\parallel}$ ; 3a-cadru pentru  $H_{\parallel}$ , sau  $H_{\perp}$ ; 2b-miez feromagnetic; 3b-bobină pentru  $H_{\perp}$ , sau  $H_{\parallel}$ ; 4-filtru; 5-fibra optică; 7-granat; 8-analizor; 9-obiectiv microscop

Instalația experimentală de analiză a proceselor magnetice din granatul uniaxial, reprezentată în fig.24a, este o combinație

a dispozitivelor și sistemelor reprezentate în fig.19, 20, 23. În fig.24b, este reprezentată instalația experimentală destinată analizei proceselor magnetice din microstructura de domenii cilindrice în câmpuri magnetice coplanare de intensitate ridicată.

Fluxul luminos  $\Phi_{VI}$  este filtrat cu un filtru galben - verde pentru îmbunătățirea contrastului între domeniile cilindrice adiacente. Pentru măsurări fotometrice, obiectivul microscopului s-a înlocuit cu un dispozitiv fotosensibil. Obiectivul microscopului și filtrul analizor se pot interschimba, iar dispozitivul fotosensibil se poate plasa după obiectiv. Asupra granatului magnetic s-a aplicat un câmp magnetic normal continuu:  $H_{\perp c}$ , sau pulsator:  $H_{\perp \sim}$ , un câmp magnetic coplanar continuu:  $H_{\parallel c}$ , pulsator:  $H_{\parallel \sim}$ , sau rotitor:  $H_{\parallel \circ}$ , sau o combinație a acestor câmpuri, analizându-se efectele asupra microstructurii, la nivel de domenii. Utilizarea fibrelor optice cu suprafețe șlefuite plan, este esențială în realizarea instalațiilor experimentale.

Imaginile 11-14 prezintă instalații și dispozitive destinate cercetării experimentale a granatului magnetic uniaxial.



Im.11-14. Instalații și dispozitive experimentale pentru studiul și analiza proceselor și proprietăților magnetice din microstructura de domenii cilindrice a granatului  $(Y_3Fe_5O_{12})$ .

Dispozitivele și instalațiile experimentale au fost astfel concepute încât să permită diverse combinații și modificări spațiale controlate. De exemplu, în instalația reprezentată în fig.

24a, poziția granatului în raport cu cadrul magnetic, sau cu cele două perechi de bobine Helmholtz, se poate modifica prin deplasarea granatului în planul median al sisemului, sau prin înclinarea granatului în raport cu acest plan. Axele bobinelor Helmholtz "1" și "2" se pot suprapune, sau nu și deasemenea pot forma între ele un unghi maxim de  $15^{\circ}$ . Axa sistemului optic se poate decala față de axa bobinelor Helmholtz. Aceste modificări sînt necesare pentru a asigura uniformitate, sau neuniformitate a cîmpului magnetic aplicat granatului. Instalația reprezentată în fig.24b permite modificări spațiale controlate ale granatului în raport cu ansamblul de bobine "1" cu miez feromagnetic pentru a obține cîmpuri magnetice copanare cu grad mai ridicat, sau mai scăzut de neuniformitate.

Ambele instalații reprezentate în fig.24 au fost realizate în două variante constructive pentru a mări posibilitățile de investigare a microstructurii magnetice. Astfel, pentru cîmpuri magnetice coplanare cu viteze de rotație scăzute, sau ridicate, s-a utilizat un cadru feromagnetic, respectiv ferimagnetic. Cîmpurile coplanare continue de intensități scăzute, sau ridicate, s-au generat cu bobine Helmholtz, respectiv cu bobine cu miez feromagnetic, iar cîmpurile magnetice normale s-au produs cu bobine Helmholtz de diferite dimensiuni, în funcție de intensitățile cîmpurilor respective.

## § 2.2. Domenii cilindrice circulare în granatul magnetic uniaxial

Starea energetic stabilă a microstructurii de domenii cilindrice în absența cîmpului magnetic exterior este de formă labirint, cu lățimi egale ale domeniilor cilindrice adiacente (§1.8). Microstructura cu domenii cilindrice circulare în absența cîmpului magnetic exterior, se poate obține prin două procedee //77/. Primul procedeu constă în aplicarea unor impulsuri de cîmp magnetic cu orientare normală în raport cu suprafețele granatului, pentru a secționa domeniile cilindrice labirint și a le transforma în domenii cilindrice circulare. Al doilea procedeu utilizează un cîmp magnetic coplanar uniform, de intensitate superioară cîmpului de anizotropie, peste care se suprapune un cîmp magnetic necoplanar, de intensitate scăzută, astfel încît orientarea cîmpului rezultat să fie înclinată în raport cu suprafețele granatului. Cîmpul



de anizotropie este definit ca fiind câmpul magnetic coplanar minim, necesar alinierii vectorului de magnetizație de-a lungul unei axe de magnetizare grea (fig.2)/85/. Obținerea microstructurii cu domenii cilindrice circulare prin primul procedeu este dificilă, în timp ce al doilea procedeu necesită determinarea pentru fiecare eșantion în parte, a direcției optime a câmpului magnetic coplanar și presupune rotirea eșantionului în câmp.

Cu ajutorul instalației din fig.24b, autorul a obținut printr-un procedeu nou microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare în stare demagnetizată.

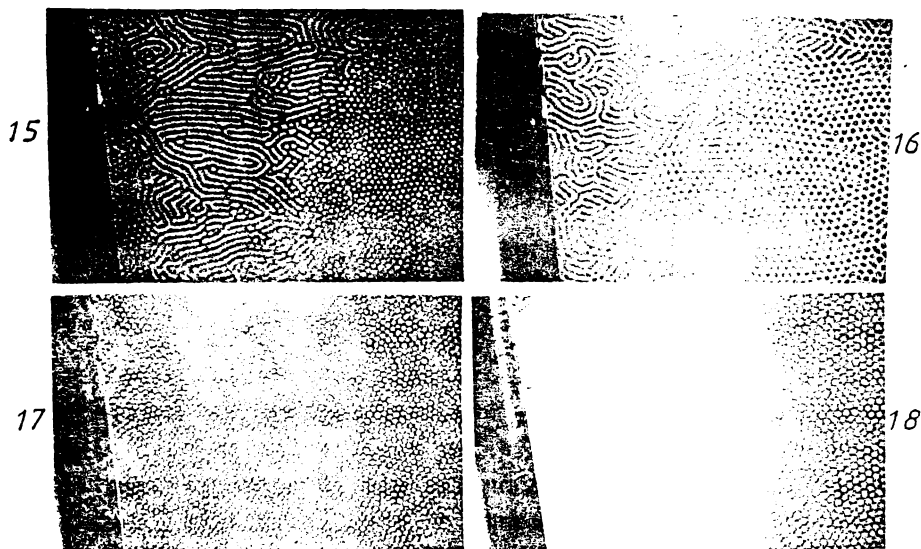
Prin aplicarea repetată a unui câmp coplanar neuniform, de intensitate superioară câmpului de anizotropie, s-a obținut microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare. Pentru granatul studiat, câmpul de anizotropie al microstructurii de tip labirint este  $H_K^1 = 155$  kA/m, iar pentru microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare:  $H_K^2 = 145$  kA/m. Valorile diferite ale câmpurilor de anizotropie determină procesul de modificare a domeniilor cilindrice din forma de labirint în circulară. Prin aplicarea unui câmp magnetic coplanar, de intensitate  $H_{||} > H_K^1$ , vectorul magnetizație se aliniază într-un plan paralel cu suprafețele granatului. Anulând câmpul magnetic exterior, vectorul magnetizație revine la orientarea normală în raport cu suprafețele granatului, fiind favorizată apariția microstructurii cu domenii circulare, câmpul de anizotropie al acestei microstructuri având valoare inferioară câmpului de anizotropie corespunzător microstructurii de tip labirint. Prin aplicarea repetată a câmpului magnetic coplanar, se obține treptat microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare. Microstructura cu domenii cilindrice circulare se extinde în detrimentul microstructurii de tip labirint la fiecare nouă aplicare a câmpului magnetic coplanar.

Procesul de transformare a domeniilor cilindrice labirint în domenii cilindrice circulare este prezentat în imaginile 15,16.

Pentru obținerea microstructurii de domenii cilindrice exclusiv circulare, este necesar ca aplicarea câmpului magnetic coplanar  $H_{||} > H_K^1$  să se efectueze cât mai rapid. La variații lente ale câmpului coplanar, se menține microstructura de tip labirint. În imaginea 15 se observă orientarea domeniilor de tip labirint în direcția câmpului magnetic coplanar.

Câmpul coercitiv normal  $H_{C1}$ , este definit ca fiind câmpul magnetic minim, normal pe suprafețele granatului, care determină

deplasarea pereților /60,62/ și are valoarea 68 A/m pentru granatul studiat. Prin aplicarea unui câmp magnetic normal alternativ, de intensitate maximă  $H_{l \sim max} > H_{c\perp}$ , în absența câmpului magnetic coplanar, apare un proces de captare a domeniilor cilindrice circulare și de alterare a alinierii domeniilor cilindrice de tip labirint în direcția câmpului magnetic coplanar (Im.16). Câmpul coercitiv coplanar  $H_{c\parallel}$ , este diferit de câmpul coercitiv normal și se definește analog, ca fiind câmpul magnetic coplanar minim care determină deplasare de pereți. Pentru granatul studiat, câmpul coercitiv are valoarea 0,7 A/m.



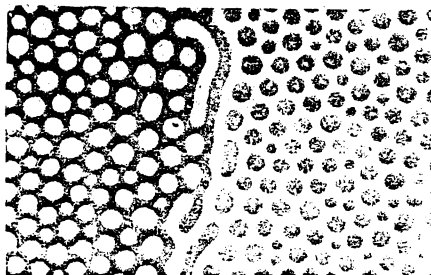
Im.15-18. Proces de transformare a domeniilor cilindrice labirint în circulare (15,16); Microstructuri de domenii cilindrice circulare: dezorganizată (17) și organizată (18). Imaginile reprezintă aceeași regiune din granatul magnetic uniaxial în absența câmpului magnetic exterior.

Procesul dinamic de captare a domeniilor cilindrice circulare constă în înglobarea domeniilor cilindrice circulare de dimensiuni mici în domeniile cilindrice circulare de dimensiuni mari. Prin procesul de captare, dimensiunile domeniilor cilindrice circulare se uniformizează, dimensiunile domeniilor cilindrice mari crescînd pe seama domeniilor cilindrice mici, care dispar.

La intensități scăzute ale câmpului magnetic normal alternativ, dar superioare câmpului coercitiv normal, procesul de captare se desfășoară treptat. În câmpuri magnetice alternative de intensități mari, apare microstructura de tip labirint (Im.18).

Microstructura dezorganizată de domenii cilindrice circulare se transformă în microstructură organizată, de tip hexagonal (Im.18). Vibrarea pereților domeniilor cilindrice circulare, prin aplicarea câmpului magnetic normal alternativ, determină prin captare, organizarea microstructurii.

Imaginea 19 pune în evidență existența simultană a domeniilor cilindrice circulare cu magnetizații opuse ca sens, care apar întunecate, sau luminoase, prin efect Faraday.



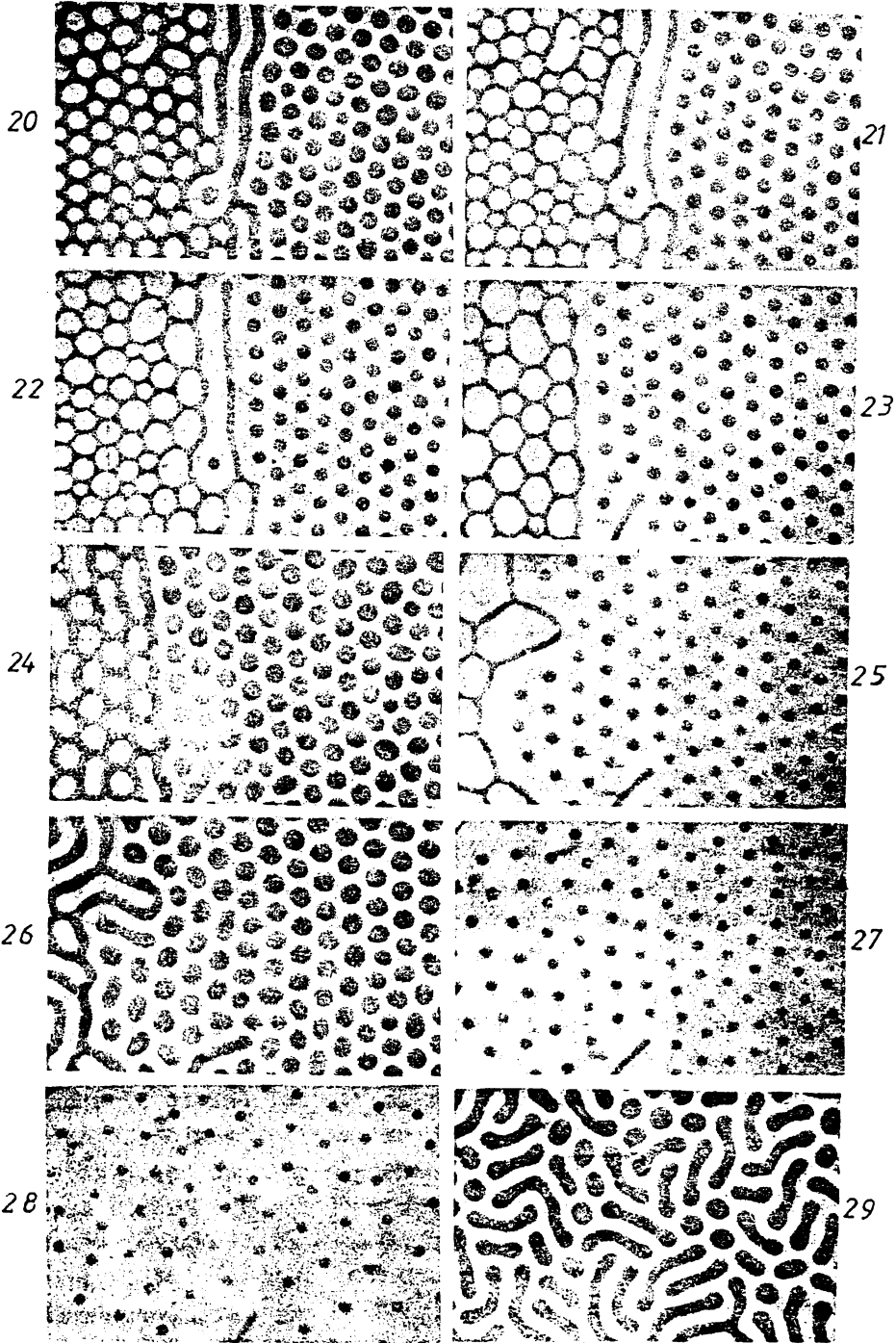
Im.19. Domenii cilindrice circulare pozitive și negative în granatul magnetic uniaxial, în absența câmpului exterior.

Domeniile cilindrice circulare luminoase vor fi denumite pozitive, iar cele întunecate, negative. Prin modificarea de sens și semn a unghiului "O", (fig.19), domeniile pozitive devin negative și reciproc, cele negative devin pozitive. Convenția se va aplica și domeniilor cilindrice de tip labirint. În imaginea 19, microstructura de domenii cilindrice este în stare dezorganizată, procesul de captare neavând loc.

Procesele magnetice din microstructura cu domenii cilindrice pozitive și negative, la aplicarea unui câmp magnetic normal continuu:  $H_{1z}$ , peste care se suprapune un câmp magnetic normal alternativ, sînt prezentate în imaginile 20-29. Pentru comparare dimensională, lățimile domeniilor cilindrice de tip labirint din imaginea 20, sînt egale, de 5 $\mu$ m.

Imaginea 20 corespunde stării demagnetizate a microstructurii, procesul de captare fiind parțial realizat. Spre deosebire de imaginea 19, domeniile cilindrice circulare de dimensiuni minime au dispărut, domeniile cilindrice circulare avînd dimensiuni medii și mari.

Cîmpul magnetic continuu  $H_{1z} = 4,3$  kA/m determină extinderea domeniilor cilindrice pozitive, cu magnetizația orientată în sensul câmpului aplicat și restrîngerea domeniilor cilindrice negative (Im.21). Microstructura domeniilor circulare pozitive se menți-



Im.20-29. Domenii cilindrice circulare pozitive și negative în aceeași regiune din granatul magnetic uniaxial.

ne în formă dezorganizată, iar microstructura domeniilor cilindrice negative se organizează în rețea hexagonală.

În câmpuri magnetice normale mai intense:  $H_{1z} = 5,3$  kA/m (Im.22);  $H_{1z} = 6,1$  kA/m (Im.23), organizarea microstructurii domeniilor cilindrice circulare negative în rețea hexagonală este mai pronunțată, iar dimensiunile domeniilor cilindrice circulare se micșorează pe măsura ce intensitatea câmpului magnetic aplicat se mărește. Se observă tendința de organizare a microstructurii de domenii cilindrice pozitive prin proces de captare. În imaginea 23 nu mai apar domeniile cilindrice circulare pozitive mici, prezente în imaginile 20-22, ci numai domenii cilindrice circulare pozitive de dimensiuni medii și mari.

Modificarea câmpului magnetic normal continuu s-a efectuat în prezența câmpului magnetic normal alternativ. Inițial s-a crescut valoarea câmpului magnetic normal alternativ de la valoarea zero pînă la o valoare maximă - superioară, dar apropiată de valoarea câmpului coercitiv normal. S-a procedat la modificarea câmpului magnetic normal continuu, după care s-a micșorat valoarea câmpului magnetic alternativ pînă la anulare. Câmpul magnetic normal alternativ s-a menținut la valoarea maximă pînă cînd procesul de captare s-a efectuat treptat. Prin vibrarea pereților domeniilor cilindrice în prezența unui câmp magnetic normal continuu s-a urmărit obținerea unor configurații repetabile ale microstructurii.

Imaginea 24 corespunde stării demagnetizate a microstructurii, după ce în prealabil s-a aplicat câmpul magnetic normal continuu  $H_{1z} = 6,1$  kA/m. Comparată cu imaginea 20, relevă organizarea mai pronunțată a microstructurii cu domenii cilindrice pozitive și negative în rețea hexagonală. Microstructura de domenii cilindrice pozitive nu revine la configurația inițială din imaginea 20. Apar domenii cilindrice pozitive de tip labirint prin asocierea a două domenii cilindrice circulare, iar dimensiunile domeniilor cilindrice circulare pozitive se uniformizează.

Aplicînd un câmp magnetic  $H_{1z} = 7,3$  kA/m (Im.25), care se anulează ulterior (Im.26), microstructura cu domenii cilindrice circulare pozitive tinde să se transforme în microstructură de tip labirint, prin asocierea a două, sau mai multe domenii cilindrice circulare pozitive, iar în microstructura cu domenii cilindrice circulare negative, forma circulară se transformă în eliptică și apar domenii cilindrice de tip labirint prin asocierea a două domenii cilindrice circulare negative. Microstructura cu domenii cilindrice

lindrice circulare negative tinde sa se extindă în detrimentul microstructurii cu domenii cilindrice circulare pozitive, a cărei configurație se modifică substanțial.

Se constată că domeniile cilindrice pozitive, cu magnetizația orientată în sensul câmpului magnetic normal exterior, se extind în proporție mai mare decât se restrâng domeniile cilindrice circulare negative. Domeniile cilindrice pozitive sînt mult mai sensibile la modificări ale câmpului magnetic aplicat normal, decât domeniile cilindrice circulare negative. În același timp, stabilitatea și repetabilitatea microstructurii de domenii cilindrice circulare pozitive este mult mai scăzută.

Câmpul magnetic normal continuu aplicat microstructurii, de intensități:  $H_{1\perp} = 8,3$  kA/m (Im.27);  $H_{1\perp} = 9,1$  kA/m (Im.28), determină extinderea microstructurii de domenii cilindrice circulare negative. Cu creșterea câmpului magnetic aplicat, numărul domeniilor cilindrice circulare negative scade și organizarea microstructurii de domenii cilindrice circulare negative în rețea hexagonală se alterează (Im.28), dar dimensiunile se mențin constante - la valoarea minimă. Anulînd câmpul magnetic normal, microstructura de domenii cilindrice circulare negative se transformă într-o microstructură în care sînt prezente atît domenii cilindrice labirint cît și domenii cilindrice circulare, sau eliptice. La valoarea  $H_{1\perp} \geq 9,3$  kA/m, domeniile cilindrice circulare negative dispar, se produce colapsul domeniilor cilindrice circulare. Câmpul de colaps al domeniilor cilindrice circulare este inferior câmpului de colaps al domeniilor de tip labirint (12,1 kA/m).

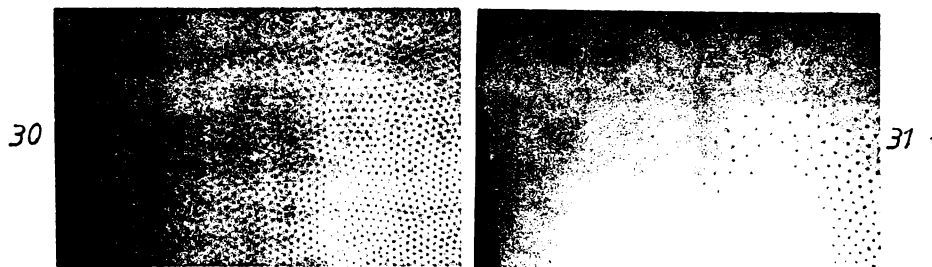
Micșorînd valoarea câmpului  $H_{1\perp}$  sub valoarea câmpului de colaps în prezența câmpului  $H_{1\sim}$ , a cărui valoare rămîne constantă în timpul modificării câmpului  $H_{1\perp}$ , se obține aceeași microstructură de domenii cilindrice circulare. Procesele magnetice sînt reversibile atunci cînd valoarea câmpului magnetic alternativ  $H_{1\sim}$  rămîne constantă și se modifică numai valoarea câmpului magnetic normal continuu.

Este de remarcă faptul că domeniile cilindrice de tip labirint au lățimi inferioare diametrului domeniilor cilindrice circulare, după cum se poate observa din imaginile 23,25,27 și 28. Afirmăția este valabilă și pentru stările demagnetizate din imaginile 24,26,29.

Obținerea microstructurilor cu domenii cilindrice exclusiv circulare a creat posibilitatea de analizare a defectelor magneti-

ce din granatul magnetic uniaxial. Selectarea regiunii din granat, fără defecte magnetice, reprezintă un obiectiv important în realizarea traductorului de câmp magnetic și în trasarea, prin planimetrare a curbei de magnetizare.

În imaginile 30,31 se ilustrează procedeul dinamic adoptat de autor pentru detectarea defectelor magnetice din granatul magnetic uniaxial.



Im.30,31. Domenii cilindrice circulare negative în prezența unui câmp magnetic normal neuniform care produce colaps parțial al domeniilor cilindrice.

În literatura de specialitate se întâlnesc diverse procedee de determinare a defectelor magnetice ale microstructurii /10,21, 47,55,74,84/, care apar ca urmare a compoziției, geometriei, sau structurii rețelei cristaline neuniforme a granatului suport, sau depus epitaxial. Procedeul utilizat de autor este original și constă în aplicarea unui câmp magnetic normal continuu și neuniform, peste care se suprapune un câmp alternativ  $H_{1\sim}$ , de intensitate maximă - superioară, dar apropiată de câmpul coercitiv normal  $H_{C1}$ .

Este de dorit ca variația intensității câmpului magnetic normal continuu  $H_2(x)$ , în raport cu coordonata "x",  $\Delta H_2(x)/\Delta x$  (fig.20), să fie constantă. Axa Ox din fig.20 este dispusă în imaginile 30,31, de-a lungul diagonalei care unește extremitatea inferioară dreaptă cu extremitatea superioară stângă. Câmpul normal continuu neuniform s-a obținut cu ajutorul bobinelor Helmholtz din instalația reprezentată în fig.24a. Regiunea în care câmpul magnetic generat de aceste bobine, poate fi considerat constant, cu aproximație de 1%, se extinde  $\pm 20\%$  din "a" de-a lungul axei Oz și  $\pm 13,3\%$  din "a", de-a lungul axei Ox (fig.20), "a" fiind raza bobinelor. În exteriorul acestei regiuni câmpul magnetic este neuniform, neuniformitatea fiind mai pronunțată pe măsură ce regiunea luată în considerare, interioră spațiului delimitat de bobine este

mai îndepărtată de centrul de simetrie al bobinelor. Granatul magnetic s-a translatat cu 3mm față de planul median al sistemului de bobine, iar axul optic s-a decalat cu 2mm în raport cu axul sistemului, dimensiunea "a" fiind:  $a = 14\text{mm}$ . Variația intensității cîmpului magnetic obținut în raport cu coordonata "x", deși nu este riguros constantă, este suficientă pentru scopul urmărit.

În extremitatea stîngă superioară a imaginilor 30, 31, cîmpul magnetic normal continuu are valoare superioară cîmpului magnetic normal de colaps al domeniilor cilindrice circulare și scade progresiv spre extremitatea dreaptă inferioară. Cu micșorarea cîmpului, numărul domeniilor cilindrice circulare pe unitatea de suprafață crește pînă la o valoare limită. Din imaginile 21, 23, 25, 27 se observă că numărul domeniilor cilindrice circulare negative pe unitatea de suprafață, scade cu creșterea cîmpului aplicat normal.

Defectele magnetice din microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare a granatului magnetic uniaxial sînt puse în evidență prin următorul procedeu dinamic: Se aplică granatului un cîmp magnetic normal alternativ de valoare maximă - superioară, dar apropiată de valoarea cîmpului coercitiv normal, care se menține constantă. Se aplică și un cîmp magnetic normal neuniform, obținut după procedeul descris, de intensitate suficientă pentru a produce colaps parțial într-o regiune restrînsă din granat. Crescînd lent cîmpul magnetic normal continuu, domeniile cilindrice circulare încep să migreze spre regiunea din granat în care cîmpul magnetic normal continuu este mai puțin intens. În vecinătatea unui defect magnetic se observă blocări, sau deplasări sacadate ale domeniilor cilindrice circulare. Micșorînd lent cîmpul magnetic normal continuu, deplasarea are loc în sens invers, întregul proces fiind reversibil și repetabil.

Regiunea din granat ilustrată în imaginile 30, 31 nu prezintă defecte magnetice; toate imaginile anterioare ale microstructurii reprezintă aceeași regiune, sau porțiuni din regiunea testată sub aspectul defectelor magnetice, din imaginile 30, 31.

### § 2.3. Parametri magnetici ai granatului magnetic uniaxial

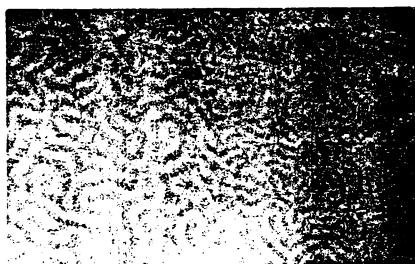
Granatul magnetic uniaxial, de compoziție  $(Y\text{Sm})_3(\text{Ga Fe})_5\text{O}_{12}$  este depus epitaxial pe ambele fețe ale granatului suport, de compoziție  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ . Pe una din fețele granatului suport, grosimea



stratului din granat magnetic este constantă și de valoare  $3\mu\text{m}$ , iar pe cealaltă față, grosimea este variabilă, avînd valoarea de  $3\mu\text{m}$  la marginile granatului suport și fiind mai mare în rest. Anizotropia uniaxială este indusă în timpul depunerii epitaxiale din fază lichidă, prin distribuție preferențială a ionilor magnetici.

Microstructuri de domenii cilindrice apar în ambele straturi depuse epitaxial. Microstructura magnetică din stratul epitaxial cu grosime controlată tehnologic, de valoare  $3\mu\text{m}$  este uniformă, lățimea domeniilor cilindrice adiacente în stare demagnetizată fiind egală. Microstructura magnetică din stratul epitaxial cu grosime variabilă este neuniformă; lățimea cît și forma domeniilor cilindrice adiacente se modifică sensibil.

În imaginea 32 se ilustrează regiunea de margine a stratului cu grosime variabilă.



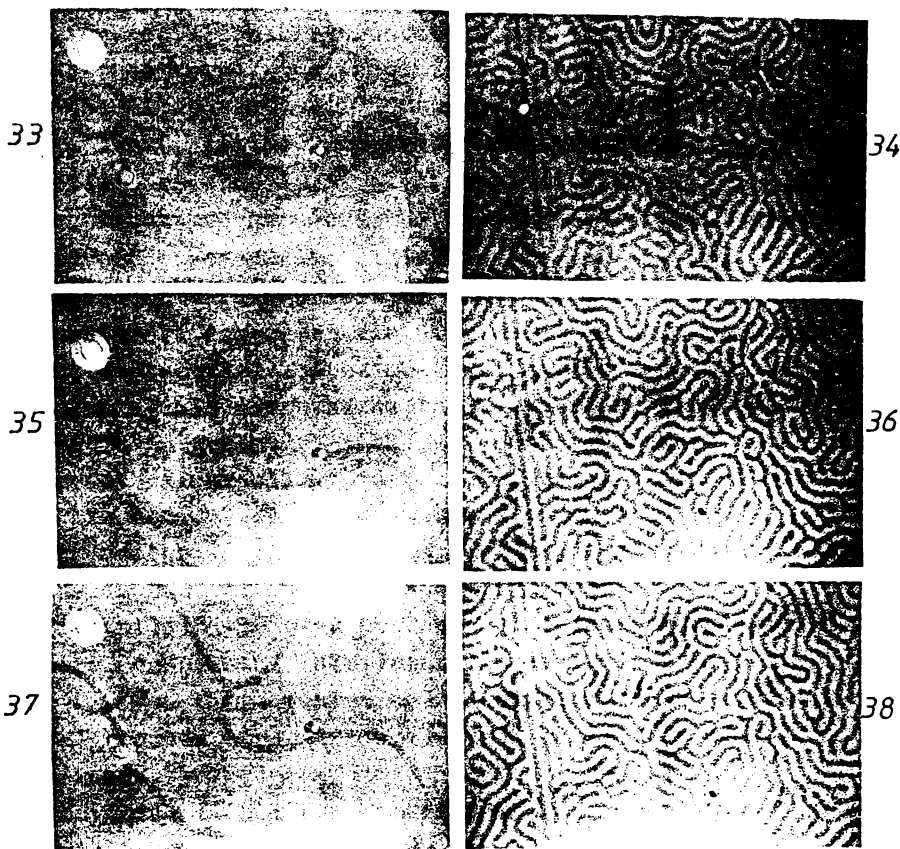
Im.32. Microstructură fină și grosieră în granatul magnetic, de grosime variabilă.

În extremitatea superioară dreaptă apare marginea granatului suport. În vecinătatea marginii, grosimea stratului epitaxial este de  $3\mu\text{m}$ , iar microstructura de domenii cilindrice are aspect uniform. Pe măsură ce grosimea stratului epitaxial crește, spre extremitatea inferioară stîngă, aspectul microstructurii devine neuniform, pereții domeniilor cilindrice prezentînd curburi pronunțate, iar domeniile cilindrice pozitive se diferențiază tot mai mult de domeniile cilindrice negative.

Pentru grosimi mari ale stratului epitaxial, lățimea domeniilor cilindrice se mărește, iar neuniformitatea microstructurii este mai pronunțată. Creșterea suplimentară a grosimii stratului epitaxial determină dispariția microstructurii de domenii cilindrice.

Comportarea celor două microstructuri în cîmp magnetic aplicat normal pe suprafață granatului, este diferită. Microstructura

grosieră este mult mai sensibilă la modificarea câmpului magnetic exterior decât microstructura fină, după cum se ilustrează în imaginile 33-38.



Im. 33-38. Comportarea microstructurii grosiere și fine în câmp magnetic staționar normal crescător.

Imaginile 33-38 reprezintă microstructura grosieră și fină din cele două straturi epitaxiale, depuse pe cele două fețe ale aceleiași regiuni din granatul suport. Imaginile din stînga sînt obținute prin focalizarea microscopului pe suprafața superioară a granatului. Se observă clar un defect geometric în centrul imaginilor și o impuritate neclară în extremitatea stîngă superioară a imaginilor. Imaginile din dreapta sînt obținute prin focalizarea microscopului pe suprafața inferioară a granatului, impuritatea neclară din imaginile din stînga, este prezentă - prin defocaliza-

re, în aceeași poziție în imaginile din dreapta.

Imaginile 33, 34 reprezintă microstructurile în stare demagnetizată, în absența câmpului magnetic exterior. Imaginile 35-36 și 37-38, reprezintă microstructurile sub influența unui câmp magnetic staționar normal, de intensitate 163 A/m, respectiv 326 A/m. Configurația microstructurii fine este puțin influențată de creșterea câmpului aplicat, lățimea domeniilor cilindrice negative micșorându-se. Modificările de formă și dimensiuni sînt mult mai pronunțate în microstructura grosieră. Se observă că defectul geometric fixează peretele domeniului cilindric (Im.33, 35, 37).

Deși cercetările autorului s-au axat pe microstructura fină, aceste constatări experimentale sînt deosebit de importante pentru că evidențiază sensibilitatea mult mai mare a microstructurii grosiere la variațiile câmpului magnetic exterior. Traductorul de câmp magnetic cu granat magnetic uniaxial se bazează pe deplasarea pereților domeniilor cilindrice sub influența câmpului magnetic exterior. Prin urmare, cu cît deplasarea pereților este mai pronunțată, pentru aceeași variație a câmpului magnetic exterior, sensibilitatea traductorului de câmp este mai ridicată.

Imaginile 33-38 s-au obținut cu aceleași iluminări și timpuri de expunere, contrastul întredomeniile cilindrice negative și pozitive fiind comparabil - pentru cele două microstructuri. Pe măsură ce crește grosimea stratului epitaxial, contrastul microstructurii grosiere scade.

Imaginile 1-29 ale microstructurii fine reprezintă aceeași regiune din granat, fără defecte magnetice și fără microstructură grosieră pe cealaltă suprafață a granatului suport, grosimea mare a stratului epitaxial determinînd absența microstructurii grosiere. Traductorul de câmp magnetic s-a realizat utilizînd o regiune testată din punct de vedere al defectelor magnetice și fără microstructură grosieră, pentru a nu altera măsurările fotometrice.

Dintre mărimile care caracterizează materialele magnetice sub formă de straturi subțiri, cu microstructuri de domenii cilindrice, vor fi menționate doar cele care prezintă interes în cadrul cercetărilor autorului asupra microstructurii fine din granatul magnetic uniaxial.

Lățimea domeniilor cilindrice de tip labirint, în stare demagnetizată a microstructurii, în absența câmpului magnetic exterior, este de 5 $\mu$ m. Lățimea minimă a domeniilor cilindrice de tip labirint în câmp magnetic staționar normal, este de 1,5 $\mu$ m, iar dia-

metrul minim al domeniilor cilindrice circulare, este de  $3\mu\text{m}$  (Im.28). Câmpul coercitiv normal este:  $H_{c\perp} = 68 \text{ A/m}$ , iar câmpul coercitiv coplanar este:  $H_{c\parallel} = 0,7 \text{ A/m}$ . După cum s-a precizat anterior, câmpul coercitiv normal, sau coplanar este definit ca fiind câmpul magnetic normal, respectiv coplanar minim care determină deplasarea peretilor domeniilor cilindrice /60, 62/. Magnetizația de saturație s-a determinat prin metoda propusă de autor, descrisă în § 1.9 și are valoarea:  $M_s = 26,7 \text{ kA/m}$ . Câmpul de anizotropie, definit /85/ ca fiind câmpul magnetic minim necesar alinierii vectorului magnetizație din interiorul unui domeniu cilindric, de-a lungul unei axe de magnetizare grea (fig.2), s-a determinat cu ajutorul instalației din fig.24b. Pentru microstructura de domenii cilindrice labirint, câmpul de anizotropie are valoarea  $H_K^1 = 155 \text{ kA/m}$ , iar pentru microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare, valoarea câmpului de anizotropie este  $H_K^0 = 145 \text{ kA/m}$ . Câmpul de colaps, definit ca fiind câmpul magnetic normal minim care determină transformarea microstructurii de domenii cilindrice în structură monodomeniu, cu magnetizație uniformă ca mărime, direcție și sens - sensul câmpului magnetic normal, este dessemenea diferit pentru cele două tipuri de microstructuri. Pentru microstructura de tip labirint, câmpul de colaps are valoarea:  $H_{col}^1 = 12,1 \text{ kA/m}$ , iar pentru microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare, are valoarea:  $H_{col}^0 = 9,6 \text{ kA/m}$ . Instalația utilizată pentru determinarea câmpurilor coercitiv și de colaps, este reprezentată în fig.24a.

Câmpul magnetic normal, generat de bobinele Helmholtz, s-a determinat cu relația (2.9), cunoscând intensitatea curentului electric care le parcurește. Metoda utilizată de autor pentru evaluarea câmpurilor magnetice normale, constă în superpunerea unui câmp magnetic normal alternativ peste câmpul magnetic normal continuu. Câmpul magnetic normal alternativ, de intensitate scăzută, dar suficientă pentru a deplasa porții de domenii, facilitează măsurarea și reproductibilitatea ei. De exemplu, pentru măsurarea câmpului de colaps al microstructurii de domenii cilindrice exclusiv circulare, se aplică granatului un câmp magnetic normal continuu, de valoare inferioară, dar apropiată câmpului de colaps. Amplitudinea câmpului magnetic alternativ de valoare de la valoarea zero la o valoare  $H_{1\omega\max}$ , astfel încât  $H_{c\perp} + H_{1\omega\max} = H_{col}^0$ . Bobinile cilindrice circulare apar și dispun de frecvențe joasă ( $3 \div 7 \text{ Hz}$ ) a câmpului magnetic normal alternativ. Dacă se menține constantă amplitudinea câmpului magnetic normal alternativ, câmpul magnetic

normal continuu se poate modifica în limite largi; revenind la valoarea inițială, se va observa același proces de apariție a domeniilor cilindrice circulare. În absența cîmpului magnetic normal alternativ, microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare se transformă parțial, sau integral în microstructură de tip labirint, prin micșorarea cîmpului magnetic normal continuu, intensitatea cîmpului de colaps al microstructurii de domenii exclusiv circulare fiind inferioară intensității cîmpului de colaps corespunzător microstructurii de tip labirint.

Evaluarea cîmpului de anizotropie cu instalația din fig.24b, s-a efectuat prin etalonarea instalației cu ajutorul unei sonde Hall.

Factorul de calitate al materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice se definește ca raport între cîmpul de anizotropie și magnetizația de saturație. Pentru granatul studiat, factorul de calitate are valoarea:  $Q = H_K^1 / M_S = 2K / \mu_0 M_S^2 = 5,8$ , unde "K" este constanta de anizotropie /7 pg.46/.

Lungimea caracteristică " $\lambda$ " a materialului s-a determinat prin metoda descrisă de A.H.Bobeck /7 pg.45/, din valoarea cîmpului de colaps,  $H_K^1$  și diametrul minim al domeniilor cilindrice circulare înainte de colaps și are valoarea:  $\lambda = 0,75 \mu\text{m}$ . A.A.Thiele /87/ a stabilit grosimea optimă a plăcii:  $h = 4\lambda = 3 \mu\text{m}$ , pentru apariția domeniilor cilindrice circulare.

Apariția microstructurii de domenii cilindrice în materiale magnetice uniaxiale constituite în straturi subțiri, este condiționată și de îndeplinirea relației:  $K / \mu_0 M_S^2 \gg 1$  /71/. Pentru granatul magnetic uniaxial studiat:  $K / \mu_0 M_S^2 = H_K^1 / 2M_S = 5,1$ , condiția este îndeplinită.

### Cap.3. METODA SI INSTALATIE DE MASURARE A CIMPURILOR MAGNETICE CU GRANAT MAGNETIC UNIAXIAL

Microstructura de domenii cilindrice de tip labirint din granatul magnetic uniaxial, sub influența unui câmp magnetic exterior, aplicat normal pe suprafețele plane ale granatului, se modifică prin deplasarea pereților. Domeniile cilindrice cu magnetizația orientată în sensul câmpului magnetic exterior, se extind în detrimentul domeniilor cilindrice cu magnetizația orientată în sens opus câmpului, care se restrâng. Într-un sistem polarizor - analizor, prin efect Faraday, domeniile cu magnetizații orientate anti-paralele sînt întunecate, sau luminoase. Câmpul magnetic aplicat normal produce modificarea fluxului luminos transmis prin sistemul polarizant. Astfel, fluxul luminos va crește în raport cu valoarea corespunzătoare absenței câmpului magnetic exterior, pentru câmpuri magnetice exterioare care produc extinderea domeniilor cilindrice luminoase și va scădea pentru câmpuri magnetice de sens opus. Rezultă posibilitatea măsurării intensității câmpurilor magnetice prin intermediul unui ansamblu format din polarizor, granat magnetic uniaxial și analizor, cuplat la o sursă luminoasă și un dispozitiv fotosensibil.

Traductorul de câmp magnetic realizat de autor, se bazează pe modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice de tip labirint din microstructura granatului uniaxial, sub influența câmpului magnetic exterior, acțiunea magneto-optică reprezentînd doar mijlocul prin care se realizează această modificare.

#### § 5.1. Dispozitiv experimental de măsurare a câmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial

Fluxul luminos  $\Phi_{vt}$  transmis prin sistemul format din filtru polarizor - granat magnetic uniaxial - filtru analizor, este o măsură a componentei normale pe suprafața granatului, a câmpului magnetic exterior, fluxul luminos incident  $\Phi_{vt}$  fiind presupus constant. Dispozitivul de măsurare a câmpului magnetic realizează conversia câmpului magnetic în flux luminos, măsurabil prin intermediul dispozitivelor fotosensibile. Pentru asigurarea reproductibilității și reproductibilității măsurării câmpului magnetic în planul median

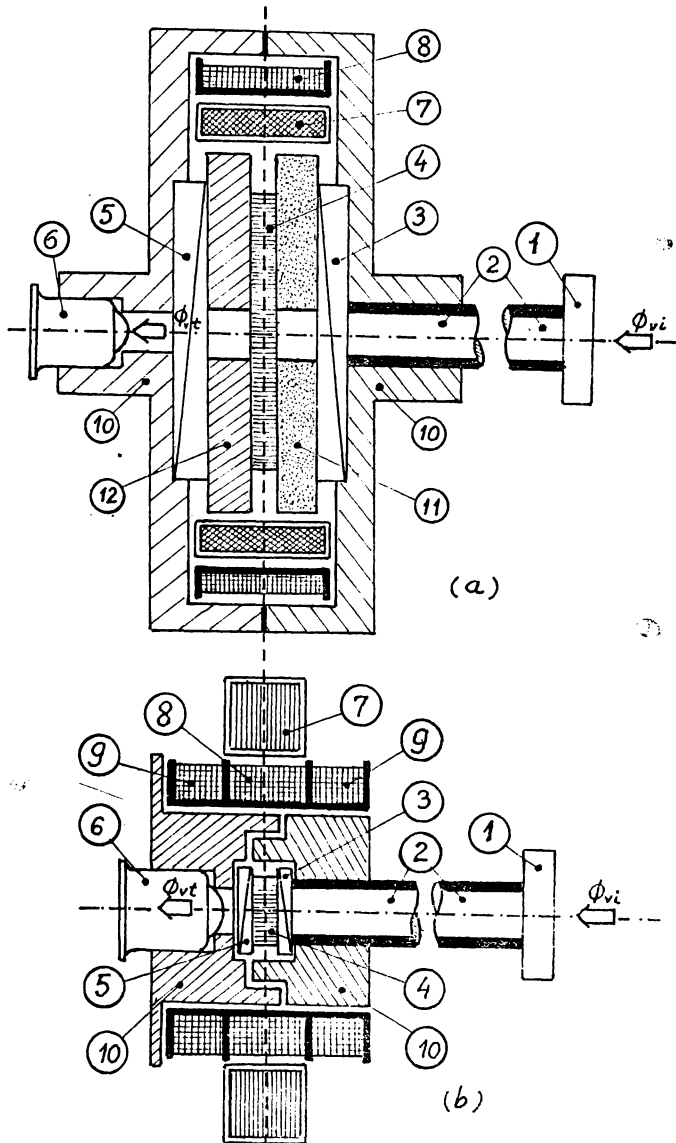


Fig.25. Variante experimentale ale traductorului de câmp magnetic cu granat magnetic uniaxial.

1-filtru galben verde; 2-fibră optică; 3-polarizor; 4-granat magnetic uniaxial; 5-analizor; 6-dispozitiv fotosensibil; 7-cadru pentru generarea  $H_{\parallel 0}$ ; 8-bobină pentru generarea  $H_{1\sim}$ ,  $H_{1=}$ ; 9-bobine Helmholtz pentru generarea  $H_{1\sim}$ ; 10-carcase din polianidă; 11-suport spongios; 12-suport rigid.

al granatului se aplică un câmp magnetic coplanar rotitor de intensitate scăzută ( $0,7A/m$ ), suficientă pentru a vibra pereții domeniilor cilindrice.

Traductorul de câmp magnetic s-a realizat în două variante constructive experimentale, reprezentate în fig.25. Filtrul galben verde plasat între sursa luminoasă și fibra optică, mărește contrastul dintre domeniile cilindrice pozitive - luminoase și negative - întunecate. Dispozitivul fotosensibil s-a introdus în carcasa traductorului pentru îmbunătățirea cuplajului optic.

Varianta constructivă (a) permite selectarea regiunii din granatul uniaxial care prezintă modificări maxime ale dimensiunilor domeniilor cilindrice, pentru aceeași variație a câmpului normal aplicat. Microstructura grosieră, reprezentată în imaginile 33, 35, 37, determină modificări ale fluxului luminos transmis dispozitivului fotosensibil, de zece ori mai pronunțate decât microstructura fină, utilizată în varianta constructivă (b). În varianta (a), fluxul luminos străbate atât microstructura fină cât și cea grosieră, fiecare din cele două microstructuri determinând modificarea fluxului luminos transmis dispozitivului fotosensibil. În varianta (b), microstructura grosieră nu participă la modificarea fluxului luminos. Regiunea selectată și testată prin procedeul dinamic de detectare a defectelor magnetice, nu prezintă microstructură grosieră, grosimea stratului depus epitaxial fiind suficient de mare pentru ca microstructura grosieră să nu apară. Deplasând granatul în planul median al traductorului (a), s-a pus în evidență importanța pe care o prezintă alegerea regiunii optime din granat, pentru a obține variații mari ale fluxului luminos transmis, corespunzătoare aceleiași modificări ale câmpului magnetic exterior. Prin înlocuirea elementului fotosensibil și a carcasei în care este introdus, cu obiectivul microscopului, s-a analizat regiunea din granat cu sensibilitatea maximă la variațiile câmpului magnetic exterior, rezultând imaginile 33-38. Prin aplicarea unui câmp magnetic coplanar rotitor se asigură repetabilitatea și reproductibilitatea proceselor magnetice din microstructură și implicit a măsurării câmpului magnetic, iar sensibilitatea traductorului se mărește de două ori. Unghiul planelor de polarizare ale analizorului și polarizorului se poate modifica prin rotirea unei carcase în raport cu cealaltă, carcasa fiind solidare cu filtrele polarizante. Cuplajul optic în varianta (b) este de zece ori mai strâns decât în varianta (a), distanța dintre filtrele polarizante fiind de zece ori mai mică în varianta (b). Ambele variante permit înlocuirea dispozitivului fotosensibil cu o fibră optică. Localizarea radiației luminoase pe suprafața activă a dispozitivului fotosensibil



este deosebit de importantă pentru asigurarea sensibilității maxime a traductorului de câmp magnetic. Slefuirea plană a suprafețelor de incidență și emergență a fibrei optice este de asemenea importantă pentru obținerea unui flux luminos paralel cu pereții domeniilor cilindrice și cu axul de simetrie al traductorului. Iluminarea după o direcție înclinată față de axul sistemului determină micșorarea contrastului între domeniile cilindrice adiacente și a sensibilității traductorului. Regiunea din granat, care intervine în măsurarea câmpului magnetic, este circulară ca și secțiunea fibrei optice, cu diametrul de 1mm.

Varianta (a) prezintă dezavantajul reflexiilor, cu efect depolarizant asupra radiației luminoase polarizate, pe suprafețele laterale cilindrice circulare ale celor două orificii practice în suportii "11" și "12" și a orificiului din carcasa dispozitivului fotosensibil. Acoperirea acestor suprafețe cu un strat antireflectorizant, sau absorbant al radiației luminoase, determină o ușoară creștere a sensibilității traductorului. Soluția optimă constă în apropierea maximă a filtrelor polarizante și în micșorarea grosimii lor, soluție adoptată în cadrul variantei (b). Deși filtrele polarizante, utilizate în varianta (b), sînt de calitate inferioară, dar apropiată de cele din varianta (a), grosimea lor este 270 $\mu$ m, în timp ce filtrele polarizante din varianta (a) au grosimea de 3mm. În varianta (a), unghiul  $\theta = 2,5^\circ$  (§2.1), iar în varianta (b),  $\theta = 4,3^\circ$ .

Prin analiză microscopică a marginilor granatului uniaxial utilizat în varianta (b), s-a constatat că efectele de margine au influență scăzută asupra configurației de domenii cilindrice. În prezența câmpului magnetic exterior, microstructura are aceeași comportare și configurație la margini ca și în rest. Acest fapt prezintă importanță pentru miniaturizarea dimensiunilor traductorului de câmp magnetic. Domeniile cilindrice de tip labirint au lățimi cuprinse între 1,5 $\mu$ m și 8,5 $\mu$ m, iar diametrul fibrei optice utilizate este de 100 $\mu$ m. Regiunea spațială a câmpului magnetic care poate fi explorată cu traductorul de câmp magnetic realizat, este impusă de diametrul fibrei optice și de grosimea:  $h = 3\mu$ m, a granatului magnetic uniaxial. Reducerea diametrului fibrei optice presupune creșterea fluxului luminos incident, sau mărirea sensibilității dispozitivului fotosensibil. Astfel se vor putea efectua măsurări practic punctuale ale câmpului magnetic și se vor putea determina gradientii de câmp magnetic, considerînd intensitatea câmpului magnetic, o mărime scalară. Posibilitățile de dezvoltare

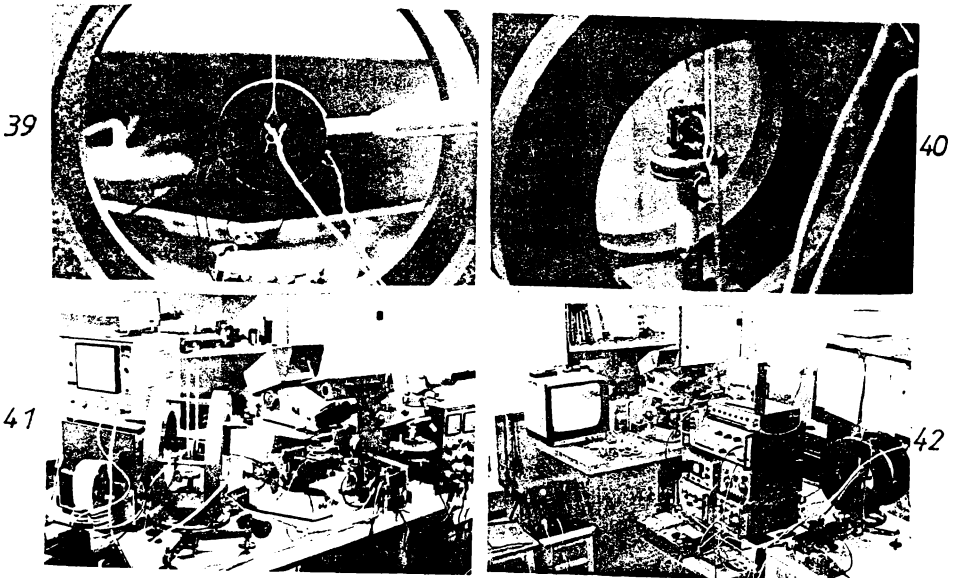
ulterioară ale traductorului de câmp magnetic se vor discuta în § 3.4.

În varianta (a), cadrul "7" pentru generarea câmpului coplanar rotitor s-a realizat din ferită, iar în varianta (b), din tole feromagnetice. Carcasele s-au acoperit cu un strat absorbant al radiației luminoase. Granatul, sub formă de placă, din varianta (b) are formă pătrată, cu suprafața: 4mm x 4mm.

Cele două variante ale traductorului de câmp magnetic s-au utilizat pentru selectarea dispozitivului fotosensibil din punct de vedere al sensibilității și caracteristicilor spectrale. Este necesar să se asigure invarianța fluxului luminos incident pe suprafața granatului uniaxial, întrucât modificările fluxului luminos incident -  $\Phi_{vi}$ , determină modificări ale fluxului luminos transmis  $\Phi_{vt}$ , care nu pot fi diferențiate de cele produse de modificarea câmpului magnetic exterior. Câmpul magnetic exterior care determină o variație relativă:  $\delta/d$  a lățimii domeniului cilindric, produce o modificare:  $\delta/2d$  a intensității luminoase și fluxului luminos transmis dispozitivului fotosensibil, conform relației (2.7). Această variație a fluxului luminos transmis constituie o măsură a câmpului magnetic aplicat, în ipoteza că fluxul luminos incident este constant. În acest scop s-a utilizat o sursă laser SPECTRA PHYSICS model 120 cu lungime de undă 623,8 nm și putere de 1 mW, sau un bec cu incandescență cu alimentare stabilizată, cu aceeași putere radiantă pe suprafața emergentă a fibrei optice. Filtrul galben-verde "1", plasat între fibra optică și sursa luminoasă cu incandescență mărește sensibil contrastul între domeniile cilindrice adiacente fără să micșoreze sensibil fluxul luminos transmis. În radiația monocromatică nefiltrată provenită de la sursa laser, contrastul este comparabil cu cel în lumină albă filtrată.

Fibra optică utilizată este de tip multimod, GROFON 1, iar fototranzistorul - de tip BPX 25 a corespuns sub aspectul sensibilității, zgomotului și caracteristicilor spectrale, pentru lumina albă filtrată. În lumină monocromatică emisă de sursa laser, se poate utiliza fototranzistorul ROL 330, care prezintă dezavantajul că suprafața activă este decalată față de axul optic al lentilei și axul de simetrie al capsulei, necesitând un adaptor excentric.

În imagiile 39-42 sînt prezentate variantele experimentale ale traductorului de câmp magnetic și instalațiile de testare în câmp magnetic staționar.



Im.39-42. Variante experimentale de traductor de câmp magnetic cu granat magnetic uniaxial și instalații de testare a traductoarelor în câmp magnetic staționar, de intensități scăzute.

Varianta (a) de traductor (Im.39) s-a comparat cu sonda Hall SIEMENS, cu domeniu minim de  $100 \mu T$  la capăt de scală (Im.41) și cu prag de sensibilitate:  $5 A/m$ . Câmpul magnetic staționar normal s-a generat cu bobine Helmholtz realizate de Institutul Național de Metrologie.

Pragul de sensibilitate /54 pg.150/ al celor două variante de traductor este același:  $2A/m$ . În varianta (a) (Im.39), în care se utilizează pentru sesizarea câmpului magnetic exterior, atât microstructura grosieră cât și cea fină, iar în varianta (b) (Im.40) se utilizează doar microstructura fină. Pentru aceeași variație a câmpului magnetic exterior, modificarea fluxului luminos transmis prin ansamblul celor două microstructuri din varianta (a) a traductorului, este de zece ori mai pronunțată decât pentru varianta (b) a traductorului. Prin urmare, introducerea în varianta (b) a regiunii din granat utilizate în varianta (a), va determina reducerea pragului de sensibilitate al traductorului în varianta (b), cu un ordin de mărime. Nu s-a efectuat această înlocuire, pentru că sectionarea granatului cu suprafață mare, utilizat în varianta (a), prezenta riscul distrugerii regiunii selectate, cu suprafață restrânsă, cu microstructura grosieră - reprezentată în imaginile 33, 35, 37.

Repetabilitatea măsurărilor de câmp magnetic este asigurată prin aplicarea unui câmp coplanar rotitor, de intensitate scăzută (0,7 A/m), dar suficientă pentru a vibra pereții domeniilor cilindrice. Pragul de sensibilitate al traductorului scade sensibil prin vibrarea pereților, fiind mult mai scăzut decât câmpul coercitiv normal :  $H_{c1} = 68 \text{ A/m}$ . Câmpul coplanar rotitor nu modifică decât în mică măsură, configurația câmpului magnetic măsurat, mai ales că și dispunerea lui este perpendiculară pe direcția câmpului măsurat. Viteza de rotație a câmpului magnetic coplanar s-a modificat în limite largi, între  $10 \text{ rot./s}$  și  $10^3 \text{ rot./s}$ , câmpul rotitor de turație joasă fiind generat de cadrul exterior carcasei, din varianta (b) a traductorului, iar pentru turații ridicate, s-a utilizat cadrul din ferită, interior carcasei, din varianta (a). Modificarea orientării câmpului magnetic coplanar determină deplasări de pereți cu viteza de rotație a câmpului. Viteza de deplasare a pereților în câmp, este de ordinul metrilor pe secundă /18, 43, 94, 97/ pentru granatul magnetic uniaxial studiat, pereții urmărind modificările de orientare ale vectorului de câmp coplanar pentru vitezele, relativ joase de rotație.

Liniaritatea măsurării de câmp magnetic cu traductorul din varianta (b), este asigurată - conform curbei de magnetizare (fig.13 pînă la valoarea de 6,5 kA/m a câmpului magnetic aplicat normal, în ipoteza că dispozitivul fotosensibil este deasemenea liniar pentru domeniul corespunzător al fluxului luminos recepționat. Prin urmare, traductorul de câmp magnetic cu granat uniaxial este destinat măsurării câmpurilor magnetice de intensitate scăzută. Utilizînd o metodă de măsurare diferențială (§3.3), se poate extinde domeniul de măsurare al traductorului.

### § 3.2. Sisteme electronice asociate traductorului de câmp magnetic cu granat uniaxial

Traductorul de câmp magnetic cu granat uniaxial realizează conversia câmpului magnetic în flux luminos, transmis unui dispozitiv fotosensibil, care convertește, la rîndul lui, fluxul luminos recepționat în semnal electric, aplicat unui circuit amplificator. Liniaritatea variației fluxului luminos în raport cu variația componentei normale la suprafața granatului a câmpului magnetic exterior, este asigurată de granatul magnetic uniaxial.

Componenta tangențială, sau coplanară în raport cu suprafața granatului, a câmpului magnetic exterior, nu produce modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice și a fluxului luminos transmis prin granat dispozitivului fotosensibil. Pentru a nu altera liniaritatea măsurărilor de câmp magnetic, caracteristicile de transfer ale dispozitivului fotosensibil și circuitului amplificator trebuie să fie liniare pentru domeniul de flux luminos corespunzător domeniului de câmp magnetic în care granatul asigură liniaritatea conversiei.

Autorul a conceput două circuite amplificatoare ale semnalului electric provenit de la dispozitivul fotosensibil, de tip fotorezistență, fotodiodă, sau fototranzistor, reprezentate în fig.26. Cu aceste circuite s-au testat diferite tipuri de fotorezistențe, fotodiode și fototranzistoare, obținându-se performanțe superioare cu fototranzistorul de tip BPX 25 din punctul de vedere al sensibilității, caracteristicilor spectrale și al factorului de zgomot. Este de remarcat modul de conectare al fototranzistorului în circuitele amplificatoare din fig.26, care permite înlocuirea cu alt dispozitiv fotosensibil, fără modificări în circuitul amplificator. În literatura de specialitate /83, 98/, modul de conectare a dispozitivului fotosensibil în circuitul amplificator, este diferit de cel adoptat de autor.

Circuitul din fig.26a este reprezentat în varianta pentru flux luminos transmis modulată. Pentru flux luminos  $\Phi_{vt}$  staționar, sau lent variabil, emitorul fototranzistorului se conectează la intrarea invertorului a amplificatorului operațional. Prin modificarea rezistenței "R", se modifică curentul prin fototranzistor. Pentru  $R = 50 \text{ k}\Omega$  și flux luminos incident  $\Phi_{vi} = 1 \text{ }\mu\text{W}$ , în absența câmpului magnetic exterior, fluxul luminos  $\Phi_{vt} = 8,15 \text{ }\mu\text{W}$ , transmis prin granatul uniaxial și sistemul polarizant, determină un curent :  $i_{\mu T} = 60 \text{ }\mu\text{A}$ , tensiunea  $U_{CE}$  fiind 0,2 V. Circuitul din fig.26b funcționează la flux luminos constant, sau modulată. Valoarea optimă a curentului furnizat de generatorul și oglinda de curent, compensate termic, este :  $i = 270 \text{ }\mu\text{A}$ . Dioda Zener este stabilizată termic, având o variație a tensiunii de 10 ppm/°C. Amplificatoarele operaționale utilizate au derivă termică scăzută. Zgomotul termic al fototranzistorului este eliminat cu ajutorul unui condensator de 100 nF, conectat în paralel cu fototranzistorul. Pentru iluminări cuprinse între 120 lux și 1200 lux, tensiunea de zgomot termic vîrf - în - vîrf este 40  $\mu\text{V}$  pentru fototranzistor și 70  $\mu\text{V}$  pentru sursa luminoasă cu incandescență, alimentată stabilizat.

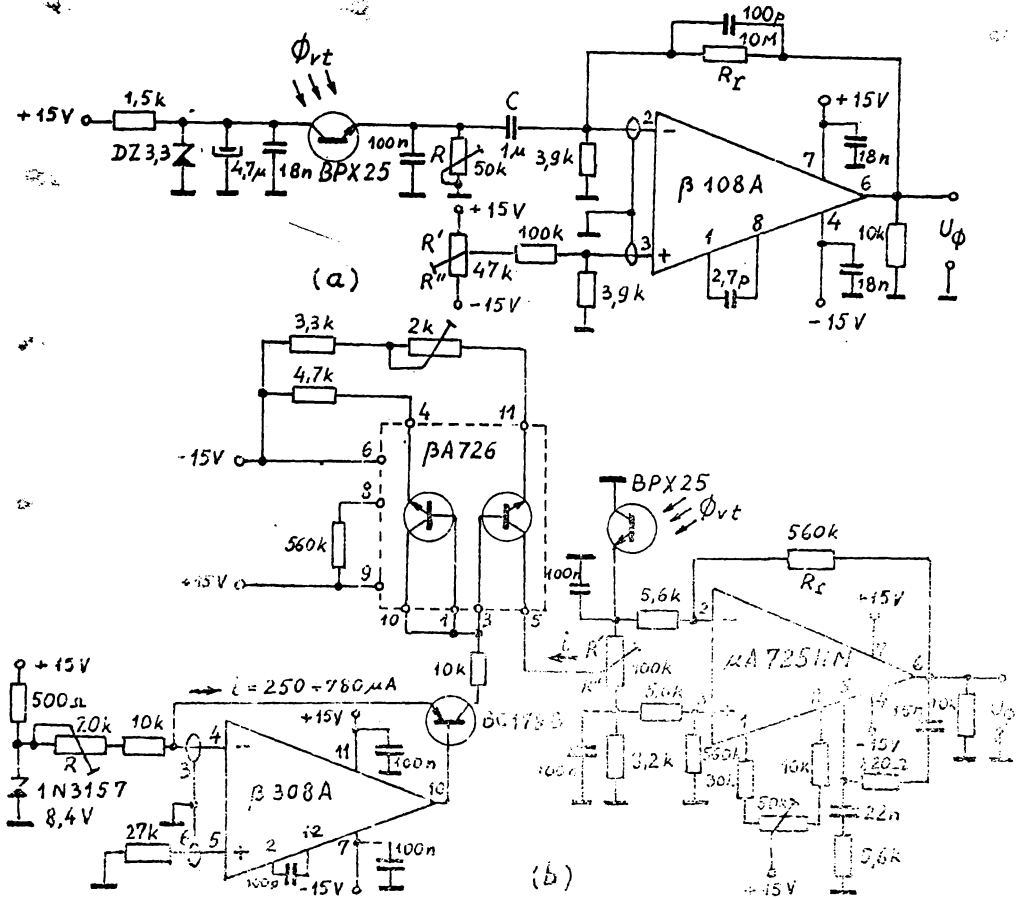


Fig.26. Circuite amplificatoare ale din valoareai fotocurentului.

Exemplul alge 10/22/16L 10, de valoare mult mai mare decit valoarea termica, se elimina printr-o metoda descrisa in § 3.5.

Funcția de transfer este identica pentru ambele circuite din Fig.26. Tensiunea de ieșire a amplificatoarelor este de forma:

$$U_d = -g_m \cdot R_f \cdot E_p \quad (3.1)$$

unde: " $g_m$ " și " $E_p$ " reprezintă conductanța la normal mic, respectiv sensibilitatea fototranzistorului,  $R_f$  este din reacția amplificatorului operațional, iar sarcina de incarcare  $i_{ph}$  este iluminarea transistru supradotat activ a fototranzistorului.

Expresia conductanței la semnal mic /20 pg.459/ este:

$$S_m = \frac{e}{kT} i_{DT} \quad (3.2)$$

unde: "e" reprezintă mărimea sarcinii electronice, "k" este constanta lui Boltzmann, T este temperatura absolută, iar " $i_{DT}$ " este curentul continuu prin fototranzistor.

Sensibilitatea fototranzistorului are expresia :

$$\gamma = \frac{\Delta i_{DT}}{\Delta E_{vt}} \quad (3.3)$$

Avînd în vedere relația liniară între intensitatea luminoasă transmisă prin traductorul de cîmp  $I_{vt}$  și iluminarea  $E_{vt}$  transmisă suprafeței active a fototranzistorului, relația (2.7) se poate scrie sub forma:

$$\begin{aligned} \Delta E_{vt} &= E'_{vt} - E_{vt} = 2E_{vi} e^{-\alpha h \left[ \frac{\Theta_F}{l} \cdot h \left( \frac{\Theta_F}{l} \cdot h \cdot \cos\Theta + \sin\Theta \right) \cos\Theta \right] \frac{\delta}{d}} = \\ &= E_{vi} \mathcal{K}_E \cdot \frac{\delta}{d} \quad (3.4) \end{aligned}$$

unde, ca și anterior, indicele "prim" are semnificația că mărimea respectivă - iluminarea - s-a considerat în prezența cîmpului magnetic exterior, notație care se va păstra și în continuare în acest capitol,  $E_{vi}$  reprezintă iluminarea pe suprafața de incidență a granatului uniaxial, iar  $\mathcal{K}_E$  este o mărime constantă, cu valoare mult mai mică decît unitatea, pentru că unghiul  $\Theta_F \cdot h/l$ , exprimat în radiani, are valoare mult mai mică decît unitatea pentru granatul uniaxial utilizat (§ 2.1).

Presupunem ca prin aplicarea unui cîmp magnetic exterior, iluminarea se mărește de la valoarea  $E_{vt}$ , corespunzătoare absenței cîmpului magnetic exterior, la valoarea  $E'_{vt}$ , iar curentul prin fototranzistor se mărește de la valoarea  $i_{DT}$  la valoarea  $i'_{DT}$ . Punctul static de funcționare al fototranzistorului se alege astfel încît relația dintre curentul prin fototranzistor și iluminare să se poată considera liniară pentru intervalul de valori ale iluminării, corespunzător intervalului de variație - într-un sens, sau în sens opus, al cîmpului magnetic aplicat  $H_A$ , sau:

$$i'_{DT} = i_{DT} + \Delta i_{DT} = i_{DT} + \gamma \Delta E_{vt} \quad (3.5)$$

unde sensibilitatea " $\gamma$ " este o mărime constantă.

Semnalul util al circuitului amplificator, care reprezintă o măsură a cîmpului aplicat  $H_A$ , conform relațiilor (3.1), (3.2), (3.3) și (3.5), are expresia:

$$U_H = U_{\rho}^1 - U_{\rho} = - \frac{e}{kT} \cdot \gamma \cdot R_T \left[ (i_{\rho T} + \gamma E_{vt}) \cdot \Delta E_{vt} + \gamma (\Delta E_{vt})^2 \right]. \quad (3.6)$$

Din relația (1.87) și fig.18, pentru intervalul de valori ale cîmpului  $H_A$ , în care curba de magnetizare este liniară, rezultă relația:

$$\frac{\delta}{d} = \mathcal{K}_H \frac{H_A}{M_S}, \quad (3.7)$$

unde,  $\mathcal{K}_H = 0,4.26/4,15 = 2,57$  pentru granatul uniaxial studiat (fig.18).

Cu relațiile (3.4) și (3.7), relația (3.6) obține forma:

$$U_H = - \frac{e}{kT} \cdot \gamma \cdot R_T \left[ (i_{\rho T} + \gamma E_{vt}) (E_{vi} \cdot \mathcal{K}_E \cdot \mathcal{K}_H) \cdot \frac{H_A}{M_S} + \gamma (E_{vi} \cdot \mathcal{K}_E \cdot \mathcal{K}_H)^2 \cdot \frac{H_A^2}{M_S^2} \right]. \quad (3.8)$$

Intrucît  $\mathcal{K}_E \ll 1$  și  $\mathcal{K}_H = 2,6$ , ultimul termen al relației (3.8) se poate neglija, iar relația între tensiunea  $U_H$  și cîmpul  $H_A$  se poate considera liniară, după cum a rezultat și din datele experimentale. Prin mărirea unghiului "G" (fig.19), intensitatea luminoasă transmisă (rel.2.2) și iluminarea  $E_{vt}$  se măresc, ponderea primului termen al relației (3.8) crește și abaterile de la liniaritate se micșorează, dar în același timp, punctul static de funcționare al fototranzistorului se apropie de regiunea de saturație.

Modificarea fluxului luminos incident  $E_{vi}$  determină modificarea iluminării  $E_{vt}$  și modificarea tensiunii  $U_{\rho}$ . Același efect asupra tensiunii  $U_{\rho}$  se obține prin modificarea raportului rezistențelor  $R'/R''$  (fig.26). În varianta (a), punctul static de funcționare al fototranzistorului nu se modifică, iar în varianta (b), modificarea acestui raport determină modificarea punctului static de funcționare al fototranzistorului.

Cîmpul magnetic coplanar rotitor este generat cu cadrul din material magnetic reprezentat în fig.25, ale cărui înfășurări sînt alimentate cu curenți de forma sinusoidală, defazați cu  $90^\circ$ .



Sistemul electronic asociat cadrului constă dintr-un circuit amplificator pentru fototranzistor, un integrator și două convertoare tensiune - curent și este reprezentat în fig.27.

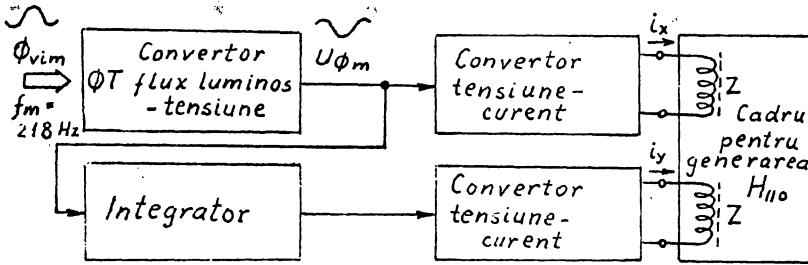


Fig.27. Generator de câmp magnetic coplanar rotitor.

Fluxul luminos incident  $\Phi_{vim}$ , modulată cu frecvența:  $f_m = 218\text{Hz}$ , este aplicat fototranzistorului din circuitul amplificator. Circuitul integrator realizează defazajul de  $90^\circ$  (fig.23b) între curenții  $i_x$ ,  $i_y$  care parcurg înfășurările cadrului. Modularea fluxului incident s-a realizat prin obturarea sursei luminoase cu incandescență cu un disc cu șase orificii, antrenat de un motor asincron/58/. Fluxul luminos este transmis traductorului prin intermediul unei fibre optice.

Circuitul amplificator pentru fototranzistor, reprezentat în fig. 28, este de configurație similară cu cea din fig.26a.

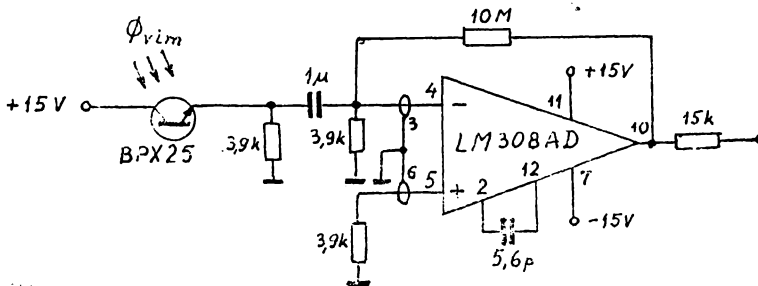


Fig.28. Circuit amplificator pentru fototranzistor.

Circuitul integrator este reprezentat în fig.29, iar convertorul tensiune - curent, în formă simplificată, este reprezentat în fig.30. Convertorul tensiune - curent este format dintr-un etaj amplificator de tensiune și un etaj amplificator de curent.

Știind că:

$$\frac{U_i}{R_1} = \frac{I_o R}{R_2} \quad (3.9)$$

rezultă raportul de conversie:

$$\frac{U_i}{I_o} = R \cdot \frac{R_1}{R_2} \quad (3.10)$$

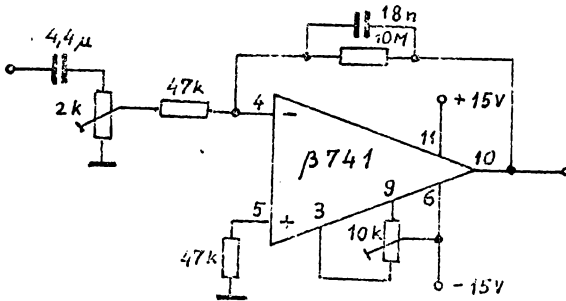


Fig.29. Circuit integrator

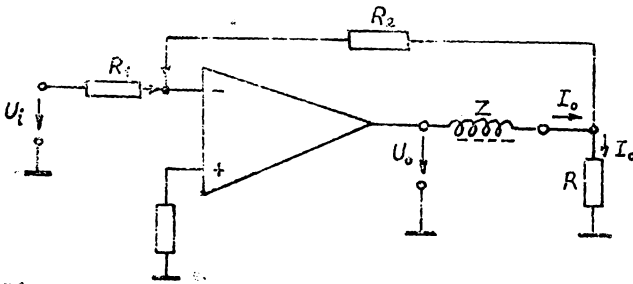


Fig.30. Convertor tensiune - curent

Circuitul convertor tensiune - curent este reprezentat în fig.31. Prin reglajul potențiometrului conectat la intrarea neinvertoare a amplificatorului operațional se asigură la ieșirea convertorului, în absența unui semnal aplicat intrării invertoare, un curent continuu de valoare apropiată de zero.

Sursa luminoasă cu incandescență se alimentează prin intermediul unui circuit reprezentat în fig. 32, de la o sursă stabilizată de tensiune I.E.M.I. model 4104, sau de la un acumulator, pentru stabilizare suplimentară a fluxului luminos incident.

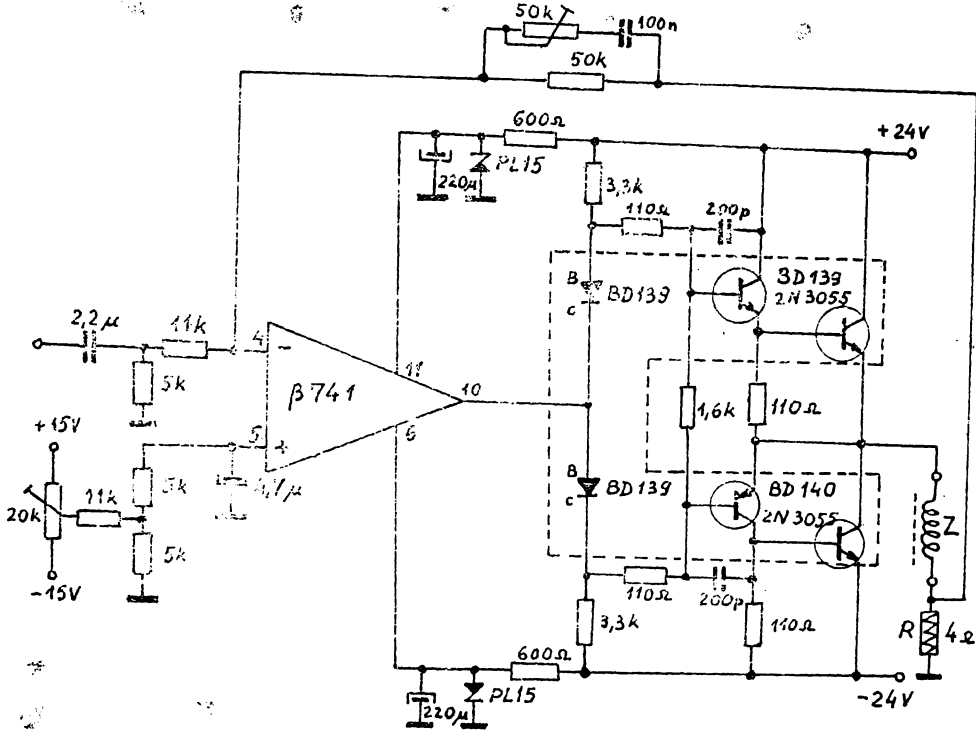


Fig.31. Circuit convertor tensiune - curent

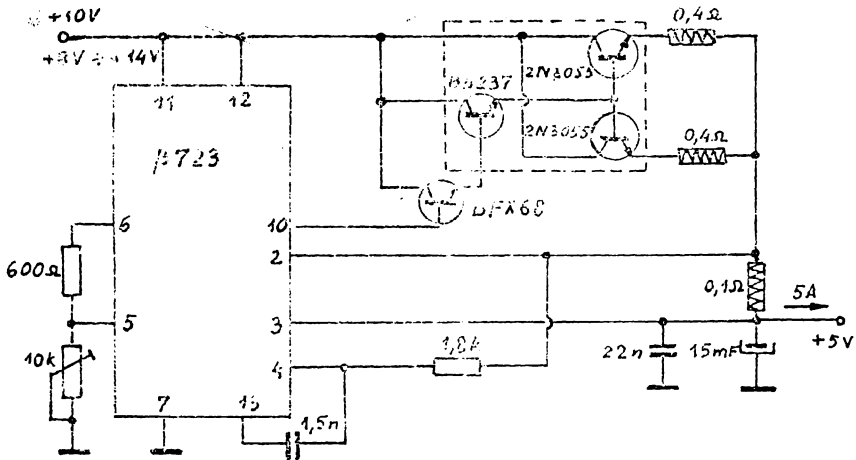
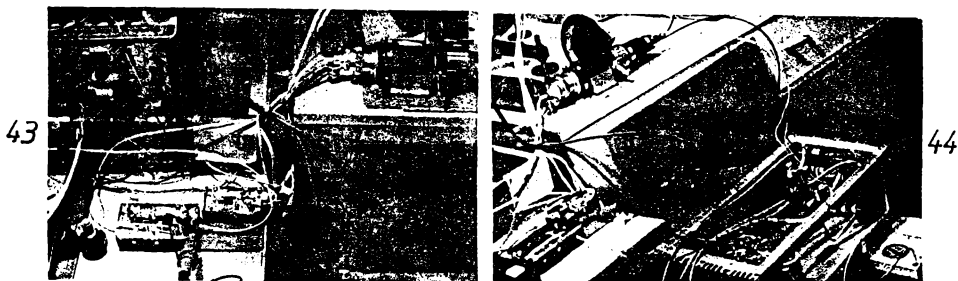


Fig.32. Circuit stabilizator pentru alimentarea sursei luminoase cu incandescentă

Circuitele amplificatoare din fig.26 și sistemul electronic pentru generarea cîmpului magnetic coplanar rotitor sînt prezentate în imaginile 43, 44.



Im.43, 44. Circuite amplificatoare pentru fototranzistor și sistem electronic pentru generarea cîmpului magnetic coplanar rotitor.

Fluxul luminos este distribuit prin modulatorul atașat sursei luminoase (Im. 44 ), în două fibre optice , spre traductorul de cîmp magnetic și spre generatorul de cîmp magnetic coplanar rotitor.

### § 3.3. Instalație de măsurare a cîmpurilor magnetice staționare și nestaționare cu granat magnetic uniaxial

S-au realizat mai multe variante ale instalației de măsurare a cîmpurilor magnetice, utilizînd varianta (a), sau (b) a traductorului, reprezentate în fig.25. Atît circuitele cît și dispunerea lor în instalație s-au modificat. Obiectivul principal constă în obținerea unui raport semnal/zgomot ridicat. Modularea fluxului luminos incident nu modifică acest raport, dar permite introducerea în instalația de măsurare a unui demodulator sincron, sau a unui filtru de mediere. Filtrele adaptate /68 pg.301/ sînt dificil de realizat pentru forma și frecvența joasă a semnalului provenit de la traductorul de cîmp magnetic și sînt inferioare ca performanțe, filtrelor numerice de mediere. Modificarea cîmpului magnetic aplicat traductorului determină modificarea amplitudinii semnalului la ieșirea amplificatorului cuplat cu traductorul. Măsurarea cîmpului magnetic se efectuează prin măsurarea amplitudinii semnalului provenit de la circuitul amplificator al dispozitivului fotosensibil, sau convertorul flux luminos - tensiune. Prin îngustarea spectrului semnalului, nu s-au obținut îmbunătățiri sensibile ale raportului semnal/zgomot. Zgomotul de tip "1/f" /61 pg.223/ al tran-

zistorului și sursei luminoase, cu pondere maximă, s-a eliminat prin mediere numerică. Câmpul magnetic coplanar rotitor asigură prin vibrarea pereților domeniilor cilindrice din microstructura magnetică a granatului uniaxial, repetabilitatea și reproductibilitatea procesului de măsurare /54 pg.53/, iar sensibilitatea traductorului se mărește cu factorul: 2. Instalația de măsurare este reprezentată în fig.33.

Fluxul luminos filtrat  $\phi_{vi}$ , provenit de la sursa luminoasă, este distribuit de blocul modulator prin două fibre optice, traductorului de câmp magnetic și convertorului flux luminos-tensiune. Fluxul luminos  $\phi'_{vim}$  aplicat fototranzistorului din convertorul de flux luminos aparținând generatorului de câmp magnetic coplanar rotitor, este de formă sinusoidală, obținută prin decalarea suprafeței plane de incidență a fibrei optice în raport cu axul optic al sursei luminoase. Tensiunea de ieșire a convertorului flux luminos - tensiune  $U'_{\phi m}$ , de formă sinusoidală, cu frecvența:  $f_m = 218$  Hz, este aplicată convertorului tensiune - curent pentru generarea câmpului magnetic coplanar rotitor și intrării de referință - pentru sincronizare, a demodulatorului sincron UNIPAN LOCK - IN Nanovoltmeter tip 232 B, sau a filtrului numeric de mediere BRINCETON APPLIED RESEARCH SIGNAL AVERAGER model 4202.

Fluxul luminos incident modulat  $\phi_{vim}$ , de formă triunghiulară (fig.33b1), se aplică traductorului prin intermediul unei fibre optice cu suprafața plană de incidență centrată pe axul optic al sursei luminoase. Presupunem că prin aplicarea unui câmp magnetic staționar exterior  $H_{1z}$ , asupra traductorului, fluxul luminos modulat transmis prin granat crește. Componenta continuă a fluxului  $\phi_{vtn}$  se mărește de la valoarea  $\phi_{ref}$ , corespunzătoare absenței câmpului magnetic exterior, la valoarea  $\phi_{ref} + \phi_H$  (fig.33b2). Valoarea  $\phi_H$  este în raport direct cu intensitatea câmpului magnetic staționar.

Aplicarea unui câmp magnetic de aceeași intensitate dar de sens opus, determină micșorarea componentei continue a fluxului luminos modulat transmis  $\phi_{vtn}$  cu aceeași valoare  $\phi_H$ .

Tensiunea de ieșire a convertorului flux luminos - tensiune (fig.33b3), este limitată la valoarea pozitivă a tensiunii de alimentare prin modificarea raportului  $R'/R''$  în circuitele amplificatoare reprezentate în fig.26. Modificarea acestui raport are același efect asupra tensiunii de ieșire  $U_{\phi t}$ , ca și modificarea fluxu-

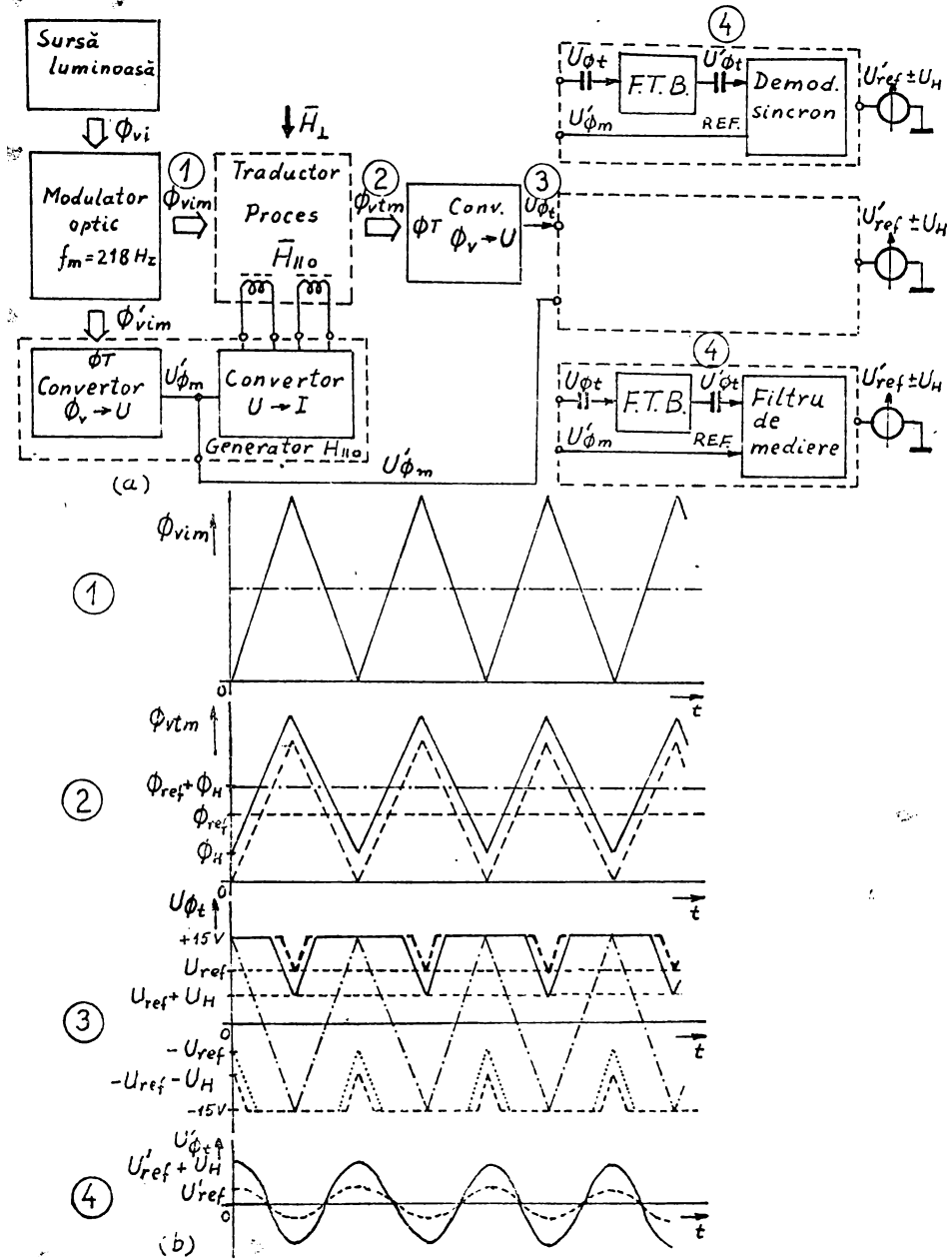


Fig. 33. Instalația de măsurare a cîmpului magnetic (a) și forma semnalelor (b). Dispozitivul fotosensibil s-a inclus în convertorul flux luminos - tensiune al traductorului.

lui luminos incident  $\Phi_{vi}$ . Micșorarea, sau mărirea fluxului luminos transmis, prin modificarea unghiului " $\Theta$ " (fig.19), sub- sau peste o valoare limită, determină scăderea pronunțată a sensibilității fototranzistorului. Prin modificarea raportului  $R'/R$ , tensiunea  $U_{\phi t}$  (fig.33b3) se limitează la valoarea pozitivă, sau negativă (reprezentată punctat) a tensiunilor de alimentare ale convertorului flux luminos - tensiune. Limitarea la tensiune negativă determină scăderea amplitudinii semnalului cu creșterea intensității cîmpului magnetic. Schimbînd sensul cîmpului magnetic, cu creșterea intensității cîmpului, amplitudinea semnalului crește în raport direct, conform relației (3.8). Variațiile relative sînt mult mai mari în condiții de limitare a semnalului la tensiunile de alimentare ale convertorului, decît pentru forma triunghiulară - fără limitare, a semnalului (reprezentată cu linie-punct). Valoarea de referință  $U_{ref}$  se alege astfel încît pentru intensitatea maximă a cîmpului magnetic  $H_{imax} = 6,5$  kA/m, să fie îndeplinită condiția:  $U_{ref} \geq U_{Hmax}$ , sau: valoarea minimă a semnalului triunghiular să nu atingă pragul de limitare.

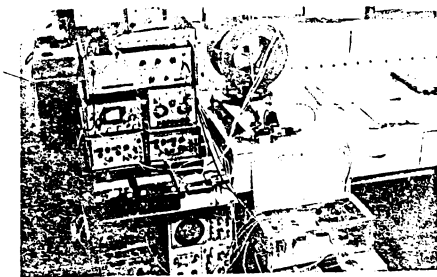
Tensiunea de ieșire  $U_{\phi t}$  a convertorului flux luminos - tensiune, se aplică prin intermediul unui filtru trece bandă MMF tip VF3, cu factor de calitate:  $Q = 100$ , care selectează din semnalul  $U_{\phi t}$  aplicat intrării, componenta armonică fundamentală. Amplitudinea tensiunii de ieșire a filtrului trece bandă, în absența cîmpului magnetic exterior, este  $U'_{ref}$ . Cîmpul magnetic aplicat traductorului determină modificarea amplitudinii semnalului  $U'_{\phi t}$ , care crește - sau scade, în funcție de sensul și intensitatea cîmpului magnetic, cu valoarea  $U_H$ . Filtrul trece bandă nu realizează în suficientă măsură creșterea raportului semnal/zgomot pentru că zgomotul " $1/f$ ", de joasă frecvență și cu pondere maximă, nu este filtrat și intervine în tensiunea  $U'_{\phi t}$  la fel ca și tensiunea  $U_H$ . Demodulatorul sincron, deasemenea nu elimină zgomotul " $1/f$ ".

Eliminarea zgomotului " $1/f$ " s-a realizat cu filtrul numeric de mediere PAR 4202, obținîndu-se un prag de sensibilitate de 2 A/m cu varianta de traductor reprezentată în fig.25b. Filtrarea semnalului  $U_{\phi t}$  nu mai este necesară în cazul utilizării filtrului numeric

Instalația de măsurare a cîmpurilor magnetice este reprezentată în imaginea 49. S-au măsurat cîmpuri magnetice staționare, sau lent variabile, frecvența de modulație și viteza de rotație a cîm-

pului magnetic coplanar sînt: 218 Hz, respectiv 218 rot./s. Pentru variații mai rapide ale cîmpului măsurat, aceste valori se vor mări corespunzător. Măsurarea cîmpului magnetic se poate efectua și cu flux luminos nemodulat. Semnalul de intrare al convertorului tensiune - curent al generatorului de cîmp magnetic coplanar rotitor este furnizat de un generator de tensiune sinusoidală. Amplitudinea tensiunii  $U_{pt}$  (fig.33b3) în raport cu pragul limită, este o măsură a cîmpului magnetic aplicat traductorului. Voltmetrul electronic utilizat este de tip MERATRONIK V 640. Tensiunea  $U_H$  este pozitivă, sau negativă în funcție de sensul cîmpului magnetic aplicat traductorului. Tensiunea de referință  $U'_{ref}$  (fig.33b4) se poate elimina cu un circuit diferențial, fiind o mărime de prescriere (fig.34).

Pentru extinderea domeniului de măsurare al traductorului, se poate utiliza o metodă diferențială, care realizează în permanență egalitatea dintre cîmpul măsurat  $H_1$  și un cîmp de referință  $H_{1ref}$ , cu o eroare egală cu pragul de sensibilitate al traductorului, în ipoteza că nu apar erori în instalația de măsurare. Cîmpul magnetic de referință este generat cu ajutorul unui sistem de bobine Helmholtz "9", sau cu o bobină "8", reprezentate în fig.25b și este de sens opus cîmpului magnetic măsurat. Prin reducerea dimensiunii "a" a sistemului de bobine Helmholtz (rel.2.9), se pot genera cîmpuri magnetice de intensități ridicate. Miniaturizarea dimensiunilor este limitată de secțiunea înfășurărilor, întrucît curentul prin secțiunea înfășurărilor este în raport direct cu intensitatea cîmpului magnetic generat, fiind o măsură a acestui cîmp.



Im.45. Instalație experimentală de măsurare a cîmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial.

Instalația de măsurare diferențială a cîmpului magnetic este reprezentată în fig.34. Din relația (2.9) rezultă valoarea tensiunii  $U_p$ , care reprezintă o măsură a cîmpului magnetic aplicat traductorului:



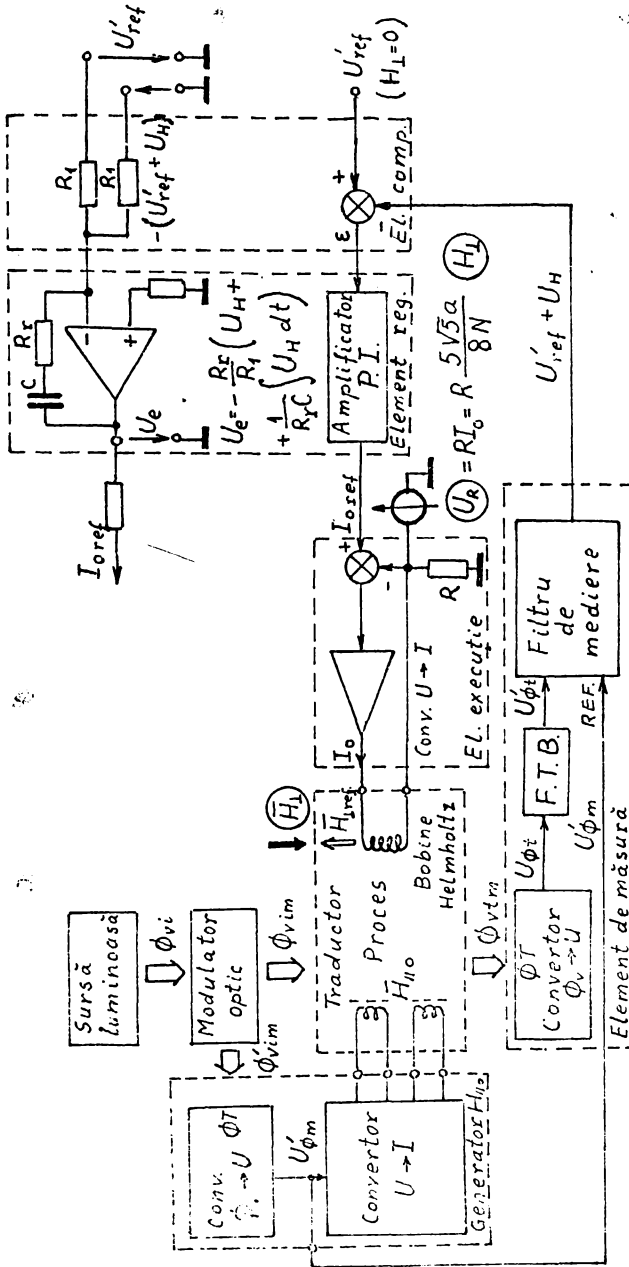


Fig.3.4. Instalație de măsurare diferențială a cîmpului magnetic staționar, sau nestaționar.

$$U_R = R \frac{5\sqrt{5}}{8N} a H_L, \quad (3,11)$$

Dacă viteza de răspuns a sistemului la variațiile mărimii de intrare  $H_L$ , este ridicată, mărimea de ieșire  $U_R$ , va urmări aceste variații, întrucît caracteristicile de transfer ale elementelor sistemului sînt liniare pentru valori scăzute ale intensității cîmpului magnetic aplicat traductorului. Este necesar ca viteza de răspuns a sistemului să fie superioară vitezei de variație a cîmpului magnetic. Elementul regulator fiind proporțional - integral, se elimină statismul.

Regiunea din granatul magnetic uniaxial utilizată în măsurarea cîmpului magnetic este circulară, cu diametrul de 1mm - diametrul fibrei optice utilizate. Grosimea granatului magnetic uniaxial este de  $3\mu\text{m}$ , iar lățimea domeniilor cilindrice în stare demagnetizată a microstructurii magnetice, este de  $5\mu\text{m}$ . Grosimea ansamblului format din granatul uniaxial, granatul suport și sistemele polarizante, este de 1mm. Cadrul din material magnetic utilizat pentru generarea cîmpului magnetic coplanar rotitor, mărește dimensiunile traductorului și modifică configurația cîmpului magnetic în regiunea în care se efectuează măsurarea, valoarea rezultată din măsurare fiind inferioară intensității reale acîmpului magnetic, iar pragul de sensibilitate al traductorului se mărește. Din acest punct de vedere, este avantajoasă generarea cîmpului magnetic coplanar rotitor cu ajutorul a două înfășurări cu secțiune dreptunghiulară, alimentate cu curenți de formă sinusoidală, defazați cu  $90^\circ$  (fig.35).

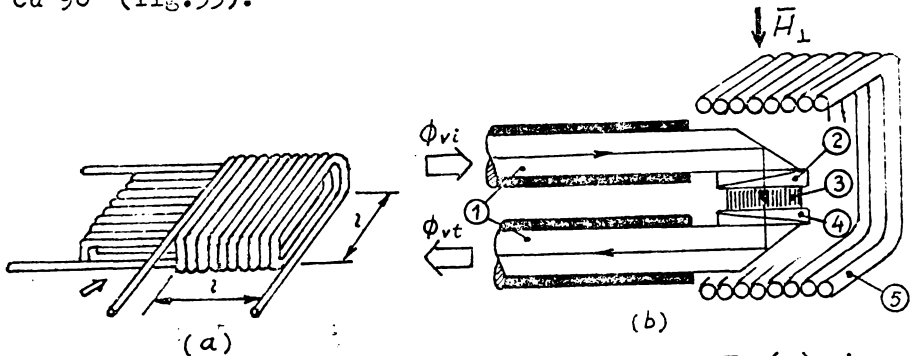


Fig.35. Înfășurări ortogonale pentru generarea  $H_{\parallel 0}$  (a) și variantă propusă de traductor de cîmp magnetic (b).  
1-fibră optică; 2-polarizor; 3-granat uniaxial;  
4-analizor; 5-înfășurare ortogonală.

Forma constructivă plată, sau planară a traductorului de câmp se poate realiza prin șlefuirea suprafețelor de emergență și incidență ale fibrelor optice sub un unghi de  $45^{\circ}$ , secțiunea fibrelor fiind pătrată, sau dreptunghiulară (fig.35b). Fluxul luminos este transmis prin reflexie pe suprafețele înclinate ale fibrelor optice. În fig.35a se indică modul de introducere a ansamblului format din fibre optice, sisteme polarizante și granatul uniaxial, în sistemul de înfășurări ortogonale /56/.

Înfășurările ortogonale sînt ușor de realizat în comparație cu cadrul din material magnetic, utilizat în varianta experimentală de traductor și asigură în mai mare măsură protecția mecanică a ansamblului. Intensitatea redusă a câmpului magnetic coplanar, necesar vibrării pereților de domenii cilindrice din microstructura granatului magnetic uniaxial, implică diametre reduse ale spirelor înfășurărilor ortogonale. Pentru factori de calitate ridicați ai înfășurărilor ortogonale, se adoptă regimul rezonant de funcționare /56/, puterea surselor de curent ale generatorului de câmp magnetic coplanar rotitor, scăzînd considerabil.

Traductorul experimental s-a realizat în formă constructivă axială. Microstructura de domenii cilindrice din granatul magnetic uniaxial, cu ajutorul căreia se efectuează conversia câmpului magnetic în flux luminos transmis dispozitivului fotosensibil, este de tip labirint. Din imaginile 20-23 rezultă că microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare se comportă diferit în funcție de sensul câmpului magnetic aplicat normal în raport cu suprafețele granatului. Prin urmare, nu este indicată utilizarea acestui tip de microstructură pentru conversia câmpului magnetic în flux luminos, pentru că sensibilitatea traductorului este influențată de sensul aplicării câmpului magnetic normal. Pe de altă parte, din imaginile 20 - 26, se observă că microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare pozitive, sau luminoase, nu revine la forma inițială corespunzătoare stării demagnetizate a microstructurii. Atît procesele magnetice care au loc în microstructură cît și măsurarea câmpului magnetic cu acest tip de microstructură nu sînt repetabile.

În scopul perfecționării sînt în curs de perfecționare ale traductorului de câmp magnetic realizat și ale instalației de măsurare a câmpului magnetic.

### § 3.4. Caracteristicile metodei și instalației propuse în comparație cu alte metode și instalații

Metoda de măsurare a câmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial se poate încadra în categoria de metode care presupun utilizarea unui corp de probă, respectiv a unui eșantion pregătit în scop de măsurare, în care au loc procese specifice sub influența câmpului magnetic exterior, exploatate de metoda respectivă. Metoda de măsurare a câmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial se bazează, după cum s-a arătat, pe modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice din microstructura magnetică a granatului, în prezența unui câmp magnetic exterior. Modificarea dimensiunilor și suprafeței domeniilor cilindrice determină prin efect Faraday, modificarea fluxului luminos transmis prin granat. rotația magneto-optică, de sens contrar pentru domenii cilindrice adiacente, nu se modifică sensibil sub influența câmpului magnetic exterior. Astfel, procesul specific utilizat de metoda propusă, este deplasarea pereților domeniilor cilindrice, iar efectul Faraday reprezintă doar mijlocul prin care se pune în evidență această deplasare. Pentru flux radiant în spectrul vizibil, sau infraroșu, polarizat și constant, incident pe suprafața granatului, valoarea fluxului transmis unui dispozitiv fotosensibil prin intermediul unui filtru de polarizare, reprezintă o măsură a câmpului magnetic aplicat.

Alte metode care presupun utilizarea unui corp de probă sînt cele bazate pe deformarea spectrului câmpului electric și electrocinetic în prezența câmpului magnetic exterior (efect Hall și magnetorezistiv), cele bazate pe modificarea unghiului de rotație magneto-optică a radiației luminoase transmise prin corpul de probă, sub influența câmpului magnetic aplicat (efect Faraday), cele bazate pe efecte de magnetostricțiune, sau pe neliniaritatea procesului (și curbei) de magnetizare. Metodele de măsurare a câmpurilor magnetice care se bazează pe fenomenul de rezonanță magnetică nucleară asigură performanțele cele mai ridicate. Instalațiile cu rezonanță magnetică nucleară utilizează cu preponderență probe în stare gazoasă, sau lichidă și au avantajul determinării unui singur parametru al semnalului de rezonanță - frecvența, mărime măsurabilă relativ simplu și cu precizie remarcabilă /95 pg.83-106/. Deși sub aspectul performanțelor, instalațiile cu rezonanță magnetică nucleară realizează praguri de sensibilitate extrem de scăzute, dimensiunile sondei sînt excesiv de mari în comparație cu cele ale

sondelor utilizate în celelalte instalații, iar greutatea sondei este uneori de ordinul kilogramelor /101/. Instalațiile cu rezonanță magnetică nucleară nu permit măsurări de câmp magnetic în regiuni restrânse ale spațiului. Metoda și instalația propusă se va compara cu metode și instalații cu performanțe similare, cum sînt cele bazate pe deformarea spectrului cîmpului electric și electrocinetic sub influența cîmpului magnetic exterior, cele bazate pe efect magnetooptic, magnetostrictiv, sau pe neliniaritatea curbei de magnetizare, iar instalațiile cu rezonanță magnetică nucleară nu vor fi luate în considerare.

În tabelul 2 sînt prezentate performanțele traductorului și instalației de măsurare a cîmpurilor magnetice cu granat magnetic uniaxial în comparație cu traductoare și instalații din aceeași categorie, destinate măsurării cîmpurilor magnetice de intensități scăzute. S-au avut în vedere realizările recente din acest domeniu.

Din tabel se observă că în trei instalații, sesizarea procesului specific utilizat pentru măsurarea cîmpului magnetic se efectuează prin intermediul fibrelor optice, două instalații utilizează pelicule amorfe, iar granații sînt corpuri de probă în alte două instalații. Metodele simultane, sau diferențiale /54/ presupun fie crearea în regiunea de măsurare a unui cîmp magnetic egal și de sens opus cîmpului magnetic măsurat, ceea ce implică erori datorită interacțiunii sondei cu cîmpul magnetic măsurat și mărirea dimensiunilor sondei, fie stabilirea unei configurații (în punte) pentru traductorul de cîmp magnetic, care să permită măsurarea diferențială, prin comparație. Aceste metode se caracterizează prin prag de sensibilitate mai scăzut, sau interval de măsurare mai extins, în comparație cu celelalte metode, în care măsurarea se efectuează succesiv, sau direct.

Traductoarele bazate pe efect magnetorezistiv /27, 29, 49, 57/ sînt realizate sub formă peliculară din aliaje fier-nichel-cobalt, rezistența peliculei modificîndu-se în prezența unui cîmp magnetic exterior. Aceste traductoare /27, 29, 49/ au dezavantajul că necesită - pentru asigurarea unei sensibilități ridicate, un cîmp magnetic de polarizare, de intensitate ridicată /27, 29/, care modifică configurația cîmpului magnetic măsurat. Cu aceste traductoare, deși forma lor constructivă este planară, ca și a traductoarelor bazate pe efect Hall, spre deosebire de acestea, măsurarea cîmpului magnetic se efectuează prin dispunerea traductorului astfel încît cîmpul magnetic să fie orientat în lungul acestuia, ca și la traductoarele cu formă constructivă axială.

TABELUL 2

Procesul specific utilizat de metoda de măsurare a câmpului magnetic	Materialul corpului de probă	Procedee de punere în evidență a procesului specific	Pragul de sensibilitate	Sensibilitate	Interval de măsurare (ceroare ≤ 1%)	Influența temperaturii. Domeniul de temp.	Sursă de referință	Metoda de măsurare
efect Hall	semiconductor	electric	-	0,1mV/A/m (dispozitiv)	-	ridicată -20 °C ÷ +65 °C	Siemens NEG 1985 /100/	di- rectă
efect magnetorezistiv	peliculă din aliaj NiFeCo cu anizotropie uniaxială	electric	10 <sup>-3</sup> A/m	5,5mV/V/A/m (dispozitiv)	0,1A/m ÷ 30 A/m	ridicată 0 °C ÷ 60 °C	University of Manchester Anglia 1986 /27,29/	dife- renți- ală (în punte)
efect Faraday	granat masiv (Yb)IG fără depunere e-pifaxială	optic (fibre optice)	1,6A/m	-	160A/m ÷ 4kA/m	scăzută -20 °C ÷ +110 °C	Matsushita, Hitachi Japonia 1937 /39/	di- rectă
efect magnetooptic	peliculă amorfă "metglas" rigidă cu fibra optică	interferometric (fibre optice)	10 <sup>-2</sup> A/m	-	1 A/m ÷ 160A/m	ridicată	Naval Research Laboratory SUA 1986 /38/	di- rectă
neliniicitatea curbei de magnetizare	peliculă amorfă "metglas"	electromagnetic	5 A/m	2mV/A/L (instalație)	20 A/m ÷ 5 kA/m	scăzută	Kyushu Institute of Technology Japonia 1986 /78,79,80/	dife- renți- ală
modificarea dimensiunilor cilindricelor din microstructura magnetică	granat magnetic uniaxial: (YSm) <sub>3</sub> (GdFe) <sub>5</sub> O <sub>12</sub> depus epitaxial pe suport din granat nemagnetic: Gd <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	optic (fibre optice)	2A/m (microstructură fină) 0,2 A/m (microstructură grosă)	10mV/A/m (dispozitiv) 1mV/A/m (instalație) 100mV/A/m (dispozitiv) 10mV/A/m (instalație)	200 A/m ÷ 7 kA/m 20 A/m ÷ 500A/m	-scăzută -domeniul testat: +150 °C ÷ +100 °C -domeniul real: mai larg		di- rectă

Metoda de măsurare diferențială - în punte, respectiv procedeul de sesizare interferometric, asigură praguri de sensibilitate relativ mai scăzute, însă intervalele de măsurare sînt relativ mai restrînse, iar influența temperaturii este ridicată. Pentru asigurarea unui domeniu larg de temperatură, este necesar să se compenseze, prin instalația de măsurare, efectele temperaturii asupra traductoarelor cu puternică dependență de temperatură.

Măsurări practic punctuale ale cîmpului magnetic nu se pot efectua cu traductoare care au formă constructivă axială, cum este cel bazat pe efect Faraday, magnetostriktiv, sau pe neliniaritatea curbei de magnetizare.

Corpul de probă al traductorului bazat pe efect Faraday /89/ este din granat masiv, sub formă cilindrică, cu diametru și grosime de 3mm, iar lungimea sondei este de 10mm. Lungimile benzilor amorfe din traductoarele bazate pe efect magnetostriktiv /38/, sau pe neliniaritatea curbei de magnetizare /78/, sînt de 50mm, respectiv 22mm, avînd grosimea de 25 $\mu$ m și lățimea de 13mm, respectiv 3mm, iar lungimile sondelor sînt 100mm, respectiv 22mm. Traductorul bazat pe efect magnetorezistiv /27, 29/ este de dimensiuni mai reduse: lungime - 3mm, înălțime - 1mm, grosime - 82 $\mu$ m.

Traductorul bazat pe modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice din microstructura magnetică a granatului uniaxial :  $(Y Sm)_3(Ga Fe)_5O_{12}$ , depus epitaxial pe granatul nemagnetic suport:  $Gd_3Ga_5O_{12}$ , permite măsurarea cîmpului magnetic într-o regiune cu diametrul - 1mm și grosime - 3 $\mu$ m. Forma constructivă a traductorului este planară, cîmpul magnetic fiind aplicat normal în raport cu suprafața traductorului, iar dimensiunile în varianta cu înfășurări ortogonale (fig.35), sînt: suprafața 2x2mm<sup>2</sup>, grosime 4mm, astfel încît se pot efectua măsurări practic punctuale ale cîmpului magnetic. Pragul de sensibilitate este relativ scăzut, iar sensibilitatea este ridicată. Domeniul de temperatură s-a testat microscopic, utilizîndu-se un dispozitiv încălzitor de dimensiuni reduse, plasat între polarizor și granat, în instalația reprezentată în fig. 24a. În literatura de specialitate se specifică un domeniu de temperatură mai larg pentru granați magnetici de tipul celui studiat : între -60°C și +130°C /1, 2/. Prin modificări ale compoziției granatului uniaxial, domeniul de temperatură se poate extinde considerabil /7 pg. 117/. Granații magnetici uniaxiali sînt insensibili la radiații nucleare /11/, iar stabilitatea lor este extrem de ridicată.

Atît traductorul cu granat uniaxial cît și instalația de măsurare a cîmpurilor magnetice staționare, sau nestaționare sînt susceptibile la îmbunătățiri substanțiale. Dimensiunile traductorului pot fi reduse prin micșorarea diametrului fibrei optice, a grosimii sistemelor polarizante și a granatului suport, iar sensibilitatea poate fi mărită prin modificarea compoziției și grosimii granatului uniaxial. Puterea surselor de curent se reduce sensibil în regim rezonant al înfășurărilor ortogonale utilizate pentru generarea cîmpului magnetic rotitor coplanar /56/. Diode laser în impuls /34, 50, 77/ se pot utiliza în locul sursei luminoase cu incandescență. Se elimină astfel modulatorul optic, iar instalația de măsurare se poate realiza în formă portabilă, cu sursă de alimentare proprie, de tip acumulator, sau baterie. Invarianța fluxului radiant emis de dioda laser se poate realiza prin stabilizarea termică a diodei /50/ și prin plasarea unui demodulator /77/ în buclă închisă, între dioda laser și fibra optică a traductorului. Raportul semnal/zgomot se îmbunătățește sensibil în radiație monocromatică, pentru lungimi de undă cuprinse între 490nm și 550nm /77/. Fibra optică multimod se poate înlocui cu fibră monomod, iar în sistemul optic al traductorului și în cuplajele optice, se plasează lentile de formă cilindrică cu indice gradat /50/, sau filtre  $\lambda/2$  /89/. Raportul semnal/zgomot se poate mări și prin filtrare spațială /77/, pentru eliminarea efectelor de difracție, iar dispozitivul fotosensibil se poate înlocui cu un fotomultiplicator /51/ pentru mărirea sensibilității traductorului.



#### Cap.4. CONCLUZII - CONTRIBUTII

Pe plan mondial, cercetările asupra materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice s-au calat îndeosebi pe realizarea sistemelor de memorare a informației. În acest scop, în microstructura magnetică s-au creat domenii cilindrice de formă circulară, care s-au deplasat pe trasee prestabilite. Microstructura de domenii cilindrice de tip labirint, sau alte aplicații ale acestor materiale au fost mai puțin studiate.

Cercetările autorului au fost orientate spre un domeniu nou de aplicație al materialelor cu microstructuri de domenii cilindrice. Plecînd de la interacțiunea cîmpului magnetic cu microstructura magnetică, autorul a conceput și realizat un traductor de cîmp magnetic cu granat uniaxial.

Contribuțiile principale ale autorului pot fi grupate în trei categorii :

##### 1. Contribuții teoretice

1.1. Ipotezele care stau la baza modelului teoretic al microstructurii de domenii cilindrice labirint, cunoscut în literatura de specialitate, care presupune existența unui singur domeniu cu pereți plan-paraleli de lățime finită și două domenii adiacente de lățimi infinite, s-au completat cu ipoteze suplimentare, justificăte teoretic, microstructura magnetică fiind modelată ca o succesiune de domenii cilindrice cu pereți plan-paraleli. Procesele magnetice s-au analizat cu ajutorul modelului propus în termeni de cîmp de demagnetizare și magnetizație de saturație, spre deosebire de analize similare din literatura de specialitate, în care mărimile de studiu au fost potențialul magnetic scalar și sarcinile magnetice fictive distribuite superficial. În estimarea energiei de demagnetizare s-a utilizat o expresie corectată a cîmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii, pentru ca ipotezele admise să fie îndeplinite. S-a arătat că în absența cîmpului magnetic exterior, valoarea minimă a energiei de demagnetizare corespunde lățimilor egale ale domeniilor cilindrice adiacente, fapt constatat experimental.

1.2. Procesul de magnetizare specific microstructurii de domenii cilindrice de tip labirint, s-a explicat cu ajutorul modelului teoretic, în limitele lui de valabilitate. Prin minimizarea energiilor de demagnetizare și de interacțiune cu cîmpul magnetic

aplicat, s-a arătat că diferența între lățimile domeniilor cilindrice care se extind, avînd magnetizația orientată în sensul cîmpului, și a domeniilor cilindrice care se restrîng - în aceeași măsură, avînd magnetizația de sens opus, reprezintă o măsură a cîmpului magnetic aplicat, fiind în raport direct cu valoarea cîmpului. Este de remarcat forma simplă a relației (1.95), între deplasarea " $\delta$ ", a pereților plan-paraleli și cîmpul magnetic exterior.

1.3. Trasarea curbei de magnetizare, esențială pentru aprecierea comportării granatului uniaxial în cîmp magnetic exterior, s-a efectuat prin planimetrarea suprafețelor domeniilor cilindrice cu magnetizații orientate antiparalele și s-au analizat procesele de magnetizare specifice microstructurii de domenii cilindrice de tip labirint.

1.4. Modelul teoretic propus de autor a confirmat rezultatele experimentale referitoare la liniaritatea curbei de magnetizare într-un domeniu de valori ale cîmpului magnetic aplicat, dependent de compoziția materialului.

1.5. Rezultatele teoretice, obținute cu ajutorul modelului, au condus la elaborarea unei metode originale simple de determinare a magnetizației de saturație a materialelor magnetice cu microstructuri de domenii cilindrice.

## 2. Contribuții experimentale

2.1. Prin aplicarea repetată a unui cîmp magnetic neuniform, coplanar cu suprafețele granatului, s-a obținut microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare în stare demagnetizată. S-a explicat procesul de transformare treptată a domeniilor cilindrice de tip labirint în circulare.

2.2. Pentru microstructura de domenii cilindrice exclusiv circulare, s-a pus în evidență procesul de captare a domeniilor cilindrice circulare cu diametre mici, în prezența unui cîmp magnetic normal alternativ, procesul de organizare a microstructurii, de uniformizare a diametrelor prin captare și procesul de magnetizare specific acestei microstructuri.

2.3. Utilizînd microstructura cu domenii cilindrice exclusiv circulare, autorul a stabilit o metodă originală de detectare a defectelor magnetice din granatul magnetic uniaxial și a aplicat această metodă pentru selectarea unei regiuni fără defect, pentru traductorul de cîmp magnetic.

2.4. S-au măsurat parametri magnetici ai granatului uniaxial printr-un procedeu dinamic, asigurându-se astfel repetabilitatea măsurărilor.

2.5. S-a pus în evidență influența grosimii stratului epitaxial din granat magnetic uniaxial, asupra sensibilității deplasării pereților de domenii cilindrice, la variațiile câmpului magnetic exterior.

### 3. Contribuții privind partea aplicativă

3.1. Metoda de măsurare a câmpurilor magnetice bazată pe modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice din microstructura magnetică a granatului uniaxial, sub influența câmpului magnetic exterior. Modificarea dimensiunilor domeniilor cilindrice determină, prin efect Faraday, modificarea fluxului luminos transmis prin granat, unui dispozitiv fotosensibil și constituie o măsură a câmpului magnetic aplicat. Procesul de deplasare a pereților de domenii magnetice nu s-a utilizat pînă acum la măsurarea câmpurilor magnetice.

3.2. Traductorul de câmp magnetic cu granat uniaxial, caracterizat prin sensibilitate ridicată, prag de sensibilitate relativ scăzut, abateri scăzute de la liniaritate, interacțiune scăzută cu câmpul măsurat, dimensiuni reduse, domeniu larg de temperatură, insensibilitate la radiații nucleare, fiabilitate ridicată și posibilitate de estimare și a sensului câmpului magnetic aplicat.

3.3. Mărirea sensibilității traductorului și asigurarea reproductibilității măsurării prin vibrarea pereților de domenii cilindrice, realizată prin aplicarea unui câmp magnetic rotitor coplanar cu suprafețele granatului, de intensitate scăzută.

3.4. Circuitele electronice și dispozitivele asociate traductorului de câmp magnetic cu granat uniaxial și generatorului de câmp cplanar rotitor.

3.5. Instalația de măsurare în variantă directă, sau diferențială, a câmpurilor magnetice staționare, sau nestaționare.

În teză s-au specificat și unele direcții de dezvoltare ulterioară ale cercetării întreprinse. Sub aspect teoretic, evaluarea câmpului de demagnetizare din interiorul microstructurii se poate efectua considerînd un număr mai mare de domenii cilindrice. Performanțele traductorului și ale instalației de măsurare, deși sînt competitive pe plan mondial, se pot îmbunătăți sensibil.

\*

\*

\*

Autorul își exprimă cu acest prilej cele mai respectuoase mulțumiri față de conducătorul științific al acestei teze, prof. dr.ing. Constantin Șora, cărui îi este deosebit de recunoscător pentru competența și generoasa îndrumare în clarificarea și orientarea tematicii abordate.

Pentru sugestiile și discuțiile avute în perioada elaborării tezei, autorul aduce profunde mulțumiri prof.dr.ing. Eugen Pop, sub a cărui îndrumare și conducere s-a format profesional.

Autorul mulțumește conf.dr.fiz. Ioan Hriancă, de la Universitatea din Timișoara, pentru discuțiile fructuoase purtate în legătură cu numeroasele aspecte fizice ale lucrării.

De asemenea, autorul aduce mulțumiri conf.ing. Ioan Cimponeriu și conf.dr.ing. Ion Boldea, care i-au oferit surse bibliografice și dr.fiz. Horea Chiriac, care i-a pus la dispoziție granatul magnetic uniaxial.

Pentru discuțiile deosebit de utile, autorul mulțumește ș.l. dr.ing. Sever Crișan.

În încheiere, autorul mulțumește conducerii Catedrei de Electronică Aplicată, colegilor din Facultatea de Electrotehnică și tuturor celor care l-au ajutat în diferite ocazii și sub diferite forme.

B I B L I O G R A F I E

1. L.G.Arbaugh, Jr., D.C.Markham: "Extended temperature operation of one megabit bubble memory devices", I.E.E.E.Trans.on Magnetics, MAG-20, No.5, Sept.1984, pg.1060-1065.
2. L.G.Arbaugh, Jr., R.J.Fairborne: "Characterisation of a full military temperature range one megabit memory device", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-22, No.5, Sept.1986, pg.1287-1289.
3. L.Arnaud, J.Gouzerh: "Stripe domain confinement by laser annealing: I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-23, No.5, Sept.1987, pg.2329-2331.
4. P.T.Besser, T.N.Hamilton, T.E.Mee, R.L.Sterner: "Characteristics of epitaxial grown by CVD using single metal alloy sources:", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-10 (3), pg.492, 1974.
5. S.L.Blank, B.S.Hewit, L.K.Nielsen: "Kinetics of LPE grown and its influence on magnetic properties", A.I.P.Conf.Proc.10, pg.256, 1973.
6. A.H.Bobeck: "Properties and device application of magnetic domains in orthoferrites", Bell Syst.Tech.J., pg.1901-1925, 1967.
7. A.H.Bobeck, E.Della Torre: "Magnetic bubbles", North-Holland Publishing Comp. - Amsterdam, Oxford, American Elsevier Publishing Comp.Inc., N.Y., 1975.
8. R.M.Bozorth: "Ferromagnetism", D.Van Nostrand Comp.Inc., 1951.
9. W.F.Brown: "Micromagnetics", J.Wiley & Sons, N.Y., London, 1963.
10. P.Chaudari: "Defects in garnets suitable for magnetic bubble domain device", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-8, Sept.1972, pg.333-339.
11. T.T.Chen, J.L.Archer, R.A.Williams, R.D.Henry: "Radiation effects on magnetic bubble domain devices", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-9, No.3, Sept.1973, pg.385-389.
12. T.W.Collins, J.Gazdag, K.Fu: "Stability of parallel stripe domain I, E.E.E.Trans. on Magn., MAG-11, No.5, Sept.1975, pg.1088-1090.
13. F.A.De Jonge, J.A.Potguesser, D.M.A.Wadon, U.Bur: "Recording with magnetic bubbles", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-9, No.3, Sept.1973, pg.179-182.
14. I.De Sabata: "Bazele Electrotehnicii", Ed.Inst.Politehnic Timisoara, 1974.
15. A.J.W.Duijvestijn, B.P.A.Boonstra: "Numerical evaluations of functions occurring in a study of domain configuration in thin layers of Ba Fe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>", Philips Res.Reports 15, pg.390, 1960.

16. E.Durand:"Electrostatique et magnetostatique",Masson & Cie,1953.
17. J.J.Fernandez de Castro,S.Matsumoto,J.Nyenhuis,F.J.Friedlaender:  
"Motion of a magnetic bubble in the presence of a modulated bias  
field: resonance effects",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22,No.5,Sept.  
1986,pg.781-783.
18. E.Fujita,H.Kawahara,S.Sakata,S.Konishi:"Dynamic behaviour of  
plane wall in bubble garnet films (computer simulation) ",I.E.E.E.  
Trans.on Magn.,MAG-20,No.5,Sept. 1984,pg.1144-1146.
19. R.L.Gentilman:"Chemical vapour deposition of epitaxial films  
of yttrium iron and gallium substituted yttrium iron garnet and a  
thermodynamic analysis",J.of Am.Ceramic Soc.,56 (12),pg.623, 1973.
20. P.E.Gray,C.L.Searle:"Bazele Electronicii Moderne",Ed.tehn.Buc.  
1973.
21. F.B.Hagedorn:"Instability of an isolated straight magnetic do-  
main",J.Appl.Phys.,vol.41,1970,pg.1161-1162.
22. S.M.Hauna,F.J.Friedlaender,R.L.Gunshor,H.Sato:"Propagation of  
surface acoustic waves in magnetic garnet films",I.E.E.E.Trans.on  
Magn.,MAG-19,No.5,Sept. 1983.
23. N.Hayashi,H.Chang,L.T.Romankiv,S.Krongelb:"An analysis of a  
clear-view angelfish bubble-domain shift register",I.E.E.E.Trans.  
on Magn.,MAG-8,16, 1972.
24. N.Hayashi,Y.Nakatami:"Computer simulation of magnetic domain  
wall motion to derive effective interactions forces between verti-  
cal Bloch lines",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22,No.5,Sept. 1986,pg.  
796-798.
25. D.M.Heinz,P.T.Besser,T.M.Owens,T.F.Mee,G.R.Pullium:"Mobile  
cylindrical domains in epitaxial garnet films",J.Appl.Phys.,42,  
pg.1243, 1972.
26. B.S.Hewitt,R.D.Pierce,S.L.Blank,S.Knight:"Technique for con-  
trolling the properties of magnetic garnet films",I.E.E.E.Trans.  
on Magn.,MAG-9,(3),pg.366, 1973.
- 27.E.W.Hill,J.A.Birtwistle:"Sputtered permanent magnet arrays for  
MR sensor bias",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-23,No.5,Sept.1987,pg.  
2419-2421.
28. K.Hirota,Y.Akiba,K.Kayamoto,T.Futami:"New drive system and  
packaging method for magnetic bubble memory",I.E.E.E.Trans.on Magn.  
MAG 21 Sept 1985,pg.1686-1690.

29. G.R.Hoffman,E.W.Hill,J.K.Birtwistle:"Compensating temperature - induced sensitivity changes in thin film Ni Fe Co magnetoresistive magnetometers",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22,No.5,Sept.1986,pg.949-951.
30. Gh.Huțanu:"De la optica clasică la optica modernă",Ed.St.și Enc. Buc.1984.
31. J.Kaczèr,M.Zeleny,P.Suda: Czech.J.Phys., 8, pg.416, 1958.
32. J.Kaczèr:"Ferromagnetic domains in uniaxial materials",I.E.E.E. Trans.on Magn.,MAG-6 (3),Intermag Conf.,Washington,D.C. April 21-24, pg.442-446, 1970.
33. O.Kamada,N.Miremoto,K.Toda,S.Ishizuka: The 48th research meeting of the magnetics society of Japan, 1987,M.S.J.,48-14.
34. M.Kaneto,T.Okamoto,H.Tamada,K.Sato:"A low loss 0,8µm band optical isolator using highly Bi - substituted LPE garnet films",I.E.E.E. Trans.on Magn.,MAG-23,No.5,Sept.1987,pg.3482-3484.
35. G.A.Kieg:"GGG substrate growth and fabrication",A.I.P.Conf.Proc. 10,pg.237, 1973.
36. W.Kinsner,E.Della Torre, R.Hutton:"Bubble cutting circuits", I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-10,No.4,Dec.1974.
37. Ch.Kittel: Phys.Rev.70,pg.965, 1946.
38. K.P.Koc,F.Buckholtz,A.Dandridge,A.B.Tveten:"Stability of a fiber - optic magnetometer",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22,No.3,May 1986, pg.141-144.
39. C.Kooy,V.Enz:"Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of Ba Fe<sub>12</sub> O<sub>19</sub>",Philips Res.Reports,15, pg.7, 1960.
40. D.E.Lacklinson,G.B.Scott,R.F.Pearson,J.L.Page:"Magneto-optic displays",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-11 (5),pg.1115, 1975.
41. L.D.Landau,E.M.Lifshitz: Phys.Z.Sowjetunion,8,pg.153, 1935.
42. G.S.Landsberg:"Optica",Ed.tehn.,1951.
43. F.H.de Leeuw:"Wall velocity in garnet films at high drive fields", I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-13,No.5,Sept.1977,pg.1172-1174.
44. Ch.Lefranc:"The effect of micromagnetic models in magnetic recording simulation",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-21,No.5,Sept.1985, pg.1417-1422.
45. H.T.Levinstein,R.W.Landorf,S.T.Licht:"Rapid technique for hetero - epitaxial growth of thin magnetic garnet films",I.E.E.E. Trans.on Magn.,MAG-7,pg.470, 1971.

46. R.C.Linares:"Epitaxial growth of narrow line width yttrium iron garnet films",*T.Cryst.Growth*,3,pg.443, 1968.
47. J.Lo,H.L.Turk:"Defect inspection of rare-earth surfaces",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-18,No.3,Nov.1982,pg.1304-1306.
48. H.Maegawa,J.Matsuda,M.Takasu:"Flat packaging of magnetic bubble devices",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-10-10 (3),Intermag-Toronto,1974, pg.753-756.
49. D.J.Mapps,M.L.Watson,N.Fry:"A double bifilar magneto-resistor for earth's field detection",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-23,No.5,Sept. 1987,pg.2413-2415.
50. K.Matsuda,H.Minemoto,O.Kamada,S.Ishizuka:"Bi-substituted rare - earth iron garnet composite film with temperature independent Faraday rotation for optical isolators",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-23, No.5,Sept.1987,pg.3479-3481.
51. A.Maziewski,M.Kisielewski,P.Görnert,K.Brzosko:"Unidirectional properties of  $(YCa)_3(FeCoGe)_5O_{12}$  films",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*, MAG-23,No.5,Sept.1987,pg.3367-3369.
52. T.E.Mee,G.R.Pullium,T.L.Archer,P.T.Besser:"Magnetic oxide films"  
*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-5,pg.289, 1969.
53. W.Metzdorf,A.Lill,F.Navratil,F.Parzefall:"The properties of X - bar bubble memory chips",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-14,No.2, March, 1978,pg.50-55.
54. A.Milea:"Cartea metrologului",Ed.tehn.,1985.
55. T.Nakagawa,T.Namikata:"Rapid detection of defects in LPE bubble crystals",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-10 (3),Intermag-Toronto 1974, pg.488-489.
56. F.Navratil:"Generation and fast switching of high frequency rotating fields for bubble memories",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-11, No.5,Sept.1975,pg.1154-1156.
57. T.J.Nelson,R.B.van Dover,S.Jin,S.Hackwood,G.Beni:"Shear-sensitive magnetoresistive robotic tactile sensor",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*,MAG-22,No.5,Sept.1986,pg.394-396.
58. G.Nemes:"Introducere în optica neliniară",Ed.Acad.RSR, 1979.
59. J.A.Nyenhuis,F.J.Friedlaender,H.Sato:"Wall states in a bubble moving in a rotating field gradient",*I.E.E.E.Trans.on Magn.*, MAG-19,No.5,Sept.1983,pg.1796-1801.
60. T.Obokata,H.Uchishiba,K.Asana:"Effects of in-plane magnetic field on bubble properties in ion-implanted garnet films",*I.E.E.E. Trans.on Magn.*,MAG-13,No.5,Sept.1977.



61. H.W.Ott: "Noise reduction techniques in electronic systems", J.Wiley & Sons, N.Y., 1976, Bell Telephone Lab.Inc.
62. M.Pardavi-Horvath: "Coercitivity of epitaxial magnetic garnet crystals", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-21, No.5, Sept.1985, pg.1696-1699.
63. M.Preda, P.Cristea, F.Manea: "Bazele Electrotehnicii. Probleme", Ed.did și ped., 1980.
64. G.R.Pullium: "Chemical vapour growth of single-crystal magnetic oxide films", J.Appl.Phys., 38, pg.1120, 1967.
65. R.Răduleț: "Bazele Electrotehnicii. Probleme", vol.I, Ed.did și ped., 1981.
66. J.J.Rhyne, T.R.Mc Guire: "Magnetism of rare-earth elements, alloys and compounds", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-8 (1), pg.105-206, 1972.
67. Mc.D.Robinson, A.H.Bobeck, T.W.Nielsen: "Chemical vapour deposition of magnetic garnets for bubble domains devices", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-7, pg.464, 1971.
68. G.Rulea: "Pre lucrarea optimă a semnalelor radio", Ed.tehn., 1979.
69. H.Saito, H.Fujiwara, Y.Sugito: J.Phys.Soc.Japan 19, pg.1116, 1964.
70. Y.Sakurai, S.Ataka, S.Minegawa, F.Ishida: "Chemical vapour deposition of epitaxial Aluminium-substituted YIG for a bubble domain device", I.E.E.E.Trans. on Magn., MAG-8, pg.298, 1972.
71. Ch.Sesham, Z.Cendes: "Computing magnetic domain patterns in thin soft magnetic materials", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-21, No.6, Nov.1985, pg.2378-2380.
72. R.C.Sherwood, J.P.Remeica, J.H.Williams: "Domain behaviour in some transparent magnetic oxides", J.Appl.Phys.30, pg.217-225, 1959.
73. L.K.Shick, T.W.Nielsen, A.H.Bobeck, A.T.Kurtzig, P.C.Michaelis, T.P.Reekstin: "Liquid phase epitaxial growth of uniaxial garnet films: circuit deposition and bubble propagation", Appl.Phys.Lett., 18, pg.89, 1971.
74. P.W.Shumate, Jr.: "Magneto-optic measurement techniques for magnetic-bubble materials", I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-7, Sept.1971, pg.586-590.
75. P.W.Shumate, Jr.: "Operational method for locating and mapping imperfections in a single-crystal platelets of rare-earth orthoferrite", J.Appl.Phys., vol.42, 1971, pg.1274-1275.
76. X.Simanyi: "Electrotehnică teoretică", Ed.tehn., 1974.

77. A.B.Smith,W.R.Bekebrede,M.Kestigian:"Nonvisual measurement of collapse field in small bubble garnets",Rev.Sci.Instrum.,52 (11), Nov.1981,pg.1737-1748.
78. T.Sonoda,R.Ueda:"Field force sensors using amorphous ribbons", I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22,No.5,Sept.1986,pg.952-954.
79. T.Sonoda,R.Ueda:"Behaviours of magnetic noise as a function of magnetizing level in hysteresis loop of amorphous ribbon", I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-23,No.5,Sept.1987.
80. T.Sonoda,R.Ueda,K.Takayama:"Measurement of fluctuations of magnetized loop in amorphous ccores",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-22, No.5,Sept.1986,pg.547-549.
81. C.Sora:"Bazele Electrotehnicii",Ed.did.și ped., 1982.
82. R.J.Spain: J.Appl.Phys. (Letters) 3,pg.208, 1963.
83. D.Sporea,S.Bărcă-Gălățeanu:"Circuite optoelectronice",Ed.mil. 1986.
84. B.F.Stein:"Growth and some magnetic properties of GdIG films", J.Appl.Phys.42 (6),pg.2336, 1971.
85. J.L.Su,J.Paxton:"Rapid and nondestructive measurement of the anisotropy field in bubble garnet films",I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-18,No.6,Nov.1982,pg.1298-1300.
86. A.A.Thiele:"The theory of cylindrical magnetic domains", Bell Syst.Techn.J.,48,pg.3287, 1969.
87. A.A.Thiele:"Theory of static stability of cylindrical domains in uniaxial platelets",J.Appl.Phys.,41,pg.1139, 1970.
88. A.Timotin,V.Kortopan,A.Ifrim,M.Preda:"Loații de Bazele Electro-tehnicii",Ed.did.și ped., 1970.
89. K.Tsushima,N.Koshizuka:"Research activities on magneto-optical devices in Japan",I.E.E.E.Trans.on Magn.,MAG-23,No.5,Sept.1987, pg.3473-3478.
90. T.Tsu-Sui,K.Sugiyama: The 48th research meeting of the magnetics society of Japan, 1987,M.S.J.,48-15.
91. H.Urai:"New method for potential well measurement using bubble runout in ion-implanted bubble devices",I.E.E.E.Trans.on Magn., MAG-21,No.6,Nov.1985,pg.2676-2679.
92. M.T.Vannerin,Jr.:"Defect and grown consideration in magnetic bubble domain materials",Proc.of the International Conf.,July 1970, Japan.

93. G.P.Vella-Coleiro, W.E.Hess: "The generation of rotating magnetic fields for bubble devices", I.E.E.E. Trans. on Magn., MAG-10 (3), Intermag-Toronto, 1974, pg.750-752.
94. G.P.Vella-Coleiro: "Velocity dependence of magnetic domain wall damping", I.E.E.E. Trans. on Magn., MAG-13, No.5, Sept.1977, pg.1163-1165.
95. U.Wiener: "Măsurări electrice industriale", Ed.tehn., 1969.
96. T.W.Woike, F.J.Friedlaender: "Experimental observations of Bloch curves in bubbles", I.E.E.E. Trans. on Magn., MAG-13, No.6, Nov.1982, pg.1334-1336.
97. J.J.Zebrowski, R.A.Kozinski, A.Sukiennicki: "On the stationary motion concept in domain wall dynamics", I.E.E.E. Trans. on Magn., MAG-18, Nov.1982, pg.1349-1351.
98. \* \* \* "Linear Applications", National Semiconductor, Industrie-Strasse 10D-8080, Furstenfeldbruck.
99. \* \* \* Newport Corporation Catalog 1983-1984.
100. \* \* \* Siemens Catalog Apr. 1985.
101. \* \* \* Magnetometru Protonic Portabil MPP - 078; I.F.I.N. Buc.