

UNIVERSITATEA "POLITEHNICA" BUCUREȘTI
Școala Doctorală de Inginerie Electrică

Ing. DALEA ALEXANDRU

MOTOR MAGNETOSTRICTIV ROTATIV

- TEZĂ DE DOCTORAT -

Conducător științific
Prof. Dr. Ing. NECULAI GALAN
București
2021

CUPRINS

LISTĂ ABREVIERI	
1 INTRODUCERE	
1.1. Materiale magnetostrictive.	
1.1.1. Terfenolul.	
1.1.2. Galfenol	
2. EXPLICAȚIA FENOMENULUI DE MAGNETOSTRICTIUNE PE BAZA DOMENIILOR MAGNETICE WEISS.	
2.1. Elemente privind structura atomului.	
2.2. Materialele magnetice. Domenii Weiss.	
2.3. Aspecte termodinamice ale fenomenului de magnetostrictiune.	
3. STRUCTURA MOTORULUI MAGNETOSTRICTIV ROTATIV	
3.1. Schema magnetică echivalentă a circuitului magnetic.	
3.1.1. Magnetul permanent.	
3.1.2. Magnet permanent sub acțiunea unui câmp magnetic exterior.	
3.1.3. Permeanțele circuitului magnetic.	
3.2. Stabilirea punctului de funcționare al magnetului permanent și calculul solenației bobinei.	
4. CUPLUL MOTORULUI MAGNETOSTRICTIV ROTATIV.	
4.1. Cuplul transmis rotorului funcție de frecvența curentului.	
4.2. Conversia magnetomecanică a energiei la un motor magnetostrictiv rotativ.	
4.3. Dreapta de revenire a magnetului permanent.	
4.4. Ecuația mișcării.	
4.4.1. Stabilirea variației în timp a vitezei unghiulare Ω pe baza unui model matematic simplificat.	
5. Construcția motorului magnetostrictiv rotativ.	
5.1. Sistem de poziționare a actuatorului magnetostrictiv.	
5.2. Sistemul mobil (Rotorul disc).	
6. MASURATORI IN CADRUL STUDIULUI EXPERIMENTAL.	
7. DATE EXPERIMENTALE SI SIMULARI	
7.1. DATE EXPERIMENTALE	
7.2. SIMULARI ALE ECUATIEI MISCARII	
8. CONTRIBUTII ORIGINALE SI LUCRARILE PUBLICATE PRIN INTERMEDIUL CARORA AU FOST DISEMINATE REZULTATELE OBTINUTE.	
BIBLIOGRAFIE	

LISTĂ ABREVIERI

Studiul magnetostricțiunii implică mai multe domenii fundamentale: electromagnetism, mecanică, termodinamică, chimie. În fiecare din aceste domenii există notații consacrate pentru mărimile fizice folosite care, uneori se suprapun. Ca urmare, notațiile folosite au fost centralizate în această listă; în cadrul tezei s-au făcut precizările necesare.

H [A/m] - intensitatea câmpului magnetic

B [T] - inducția magnetică

ε [F/m] - permitivitatea electrică a mediului

μ [H/m] - permeabilitatea magnetică a mediului

E [V/m] - intensitatea câmpului electric

D [C/m^2] - inducția electrică

w_m [J/m^3] - densitatea de volum a energiei magnetice

w_e [J/m^3] - densitatea de volum a energiei electrice

m [$A \cdot m^2$] - moment magnetic

Ψ, ϕ [Wb] - fluxul magnetic

e [V] - tensiune electromotoare

L [H] - inductivitatea proprie a bobinei

M [H]- inductivitatea mutuală între bobine

i, I [A] - intensitatea curentului electric

t [s] - timp

f [Hz] - frecvența

$\omega = 2\pi f$ [Hz] - pulsația

Z [Ω] - impedanța electrică

w, N [$adim$] - număr de spire

δ [m] - întrefier în circuitul magnetic

ρ [Ωm] - rezistivitatea electrică a conductorului

R_m [Asp/Wb] sau [sp/H] - reluctanța magnetică

M [A/m] - magnetizația

M_s [A/m] - magnetizația la saturație

T [0K] – temperatura absolută

S [$kcal/^0K$] – entropia sistemului

p [kg/m^2] – presiunea mecanică

FSZM - Free Stand Zone Melting

V [m^3] – volumul domeniului considerat

1. INTRODUCERE.

Magnetostricțiunea este de două tipuri:

1. **Magnetostricțiunea spontană** apare în elemente materiale cu proprietăți magnetice din cadrul unui aliaj sau a unei substanțe compuse, când acesta se află în câmp magnetic extern nul, la temperaturi mai mici decât temperatura Curie. Elementul aparținând aliajului realizează tranziția din starea dezordinii magnetice numită paramagnetism într-o stare ordonată mai ordonată din punct de vedere magnetic formându-se domeniile magnetice Weiss.

2. **Magnetostricțiunea indusă** este rezultatul orientării domeniilor magnetice la aplicarea unui câmp magnetic extern. **Magnetostricțiunea liniară** apare datorită unui câmp magnetic linear determinând o magnetizare la saturație de valoare mai mică și duce la o alungire a miezului feromagnetic. Dacă câmpului magnetic crește progresiv până la valori asemănătoare cu cele necesare atingerii saturației, magnetostricțiunea indusă nu mai are loc, adică alungirea nu mai crește, [1, ..., 12].

În lucrarea prezentă se utilizează magnetostricțiunea indusă, adică cea care este determinată de prezența câmpului magnetic linear orientat pe o direcție.

1.1. Materiale magnetostrictive.

1.1.1. Terfenolul.

Studiile au continuat la "Naval Ordnance Laboratory (NOL)", în prezent Naval Surface Warfare Center din statul Maryland, S.U.A. – unde s-a obținut cel mai performant material magnetostrictiv actual, numit TERFENOL-D.

Printre materialele magnetostrictive importante, materialul magnetostrictiv Terfenol-D este considerat materialul ideal pentru fabricarea motoarelor magnetostrictive. Terfenol-D este capabil să furnizeze o magnetostricțiune de 1000-2000 ppm la o intensitate a câmpului magnetic de 50-200 kA/m, Terfenol-D prezintă cea mai mare gamă de temperaturi în procesul magnetostrictiv, în raport cu alte materiale magnetostrictive cunoscute și prezintă un compromis acceptabil între tensionarea înaltă și temperatură înaltă Curie.

Fenomenul de magnetostricțiune este cunoscut de peste 150 de ani (descoperirea magnetostricțiunii la Ni), astfel aplicațiile au apărut în 1963 cu descoperirea magnetostricțiunii gigant la Tb (Terbium) și Dy (Dysprosium) la temperaturi scăzute, însă materialele evidențiau o serie de dezavantaje. Toate pământurile rare au temperaturi Curie mai scăzute decât temperaturile mediului ambiant ($25 \div 30^\circ C$). Pentru a crește valorile temperaturii Curie, pământurile rare magnetostrictive ca Tb și Dy au fost aliate cu metale magnetice de tranziție (Ni, Fe și Co). Unele materiale compuse prezintă temperaturi Curie mai înalte (până la $800^\circ C$) astfel magnetostricțiunea la $25^\circ C$ are valori moderate. Descoperirea din 1971 a evidențiat că există compuși care prezintă magnetostricțiune gigant la temperatura inițială a mediului ambiant.

La valori foarte ridicate ale magnetostricțiunii, anizotropiile magnetice ale elementelor din care este realizat compusul, sunt foarte ridicate care duce la o magnetostricțiune de saturație obținută prin câmpuri magnetice foarte ridicate.

Astfel magnetostricțiunea ridicată și anizotropia magnetică scăzută se datorează unor mărimi contrare

Pentru obținerea unui aliaj cu proprietăți magnetostrictive avansate, sunt necesare următoarele:

Coeficienții pentru dilatarea termică a fazelor constituente astfel la diferențe mari între acești constituenți, atunci sunt induse tensiuni interne relativ mari în aliaj care duc la casarea acestuia. Astfel este necesară compatibilitatea chimică a materialului matricei cu cel al fazelor dispersate, iar pentru etapele constituente modulele de elasticitate trebuie să fie similare. Este necesară luarea în calcul a interacțiunilor magnetice între etapele constituente. La diferențe între permeabilitățile magnetice ale elementelor ce formează compozitul, rezultă fenomenul de ecranare magnetică interconstitativă (între constituenții ce formează compozitul valabilă, fenomen valabil în cazuri particulare);

- Prezența fazei doi crește densitatea pereților interdomeniali de fixare, astfel scade sensibilitatea de tip magnetic a materialului compozit. Proprietățile magnetice ale unui aliaj sunt ridicate astfel se realizează un cuplaj magnetic între fazele constituente.

Deformația specifică maximă este un parametru cheie pentru dispozitivele care utilizează GMM. Comparativ cu alte materiale GMM (Giant Magnetostrictive Materials), la Terfenol-D există compatibilitate între valori mari pentru deformația specifică și temperatura Curie ridicată. Magnetostricțiunea se produce la temperaturi sub temperatura Curie, dar adeseori temperatura Curie este sub temperatura ambientală, așa că valoarea practică a deformației specifice este mică.

Terfenol-D disponibil este un aliaj al fierului cu terbiu și disprosiu, de nuanță argintie, foarte casant la temperatura mediului ambiant în special la întindere și datorită materialelor de bază este puternic reactiv, conține impurități și este greu de produs. Se folosesc și procese de sinterizare pentru obținerea de material pentru frecvențe înalte ($1kHz$).

Forma materialului este de bară cu diametrul până la $65mm$, lungime până la $200mm$ și cu secțiune pătrată, tuburi, discuri, plăci,

Materialul este foarte friabil la întindere. Efortul admisibil la întindere ($28MPa$) este foarte mic, comparativ cu valoarea corespunzătoare compresiei ($880MPa$).

Densitatea materialului este mai mare față de densitatea oțelurilor uzuale; valoarea medie este de aproximativ $9250 kg/m^3$.

În principiu la actuatorii magnetostrictivi, bobina este înfășurată împrejurul unui tub în care se introduce forțat bara de terfenol (prin comprimare). La trecerea unui curent alternativ prin bobină, miezul de terfenol o să efectueze o mișcare de alungire-strângere, se obține astfel, un motor vibrator sau un motor linear, [12,...,30].

Utilitatea motoarelor, produse de către compania ETREMA, au fost utilizate de

Departamentul Apărării American la dezvoltarea aripilor inteligente, ce își pot modifica aria secțiunii transversale, îmbunătățind proprietățile aerodinamice astfel reducând consumul de carburant, [14,...,16].

Domeniile aplicative ale actuatorilor magnetostrictivi sunt:

distribuirea controlată a fluidelor în domeniul medical, transporturi mai ales în construcția panourilor de protecție solară, a sistemelor de frânare etc.

1.1.2. Galfenol

Microactuatoarii la distanță sunt de mare interes în biologie și medicină pe post de echipamente de stimulare intracelulară neinvazivă. Acționarea la distanță poate fi realizată prin traductoare magnetostrictive active care sunt capabile să își modifice forma ca răspuns la câmpurile magnetice externe, creând astfel deplasări controlate. Printre materialele magnetostrictive, Galfenolul, materialul inteligent pe bază de fier, oferă o magnetostricțiune ridicată cu proprietăți mecanice robuste. Pentru explorarea acestor capacități pentru aplicațiile biomedicale, este necesară studiarea fezabilității miniaturizării materialelor în procesele standard de fabricație, precum și pentru a evalua biocompatibilitatea.

Dezvoltarea sistemelor microelectromecanice biologice sau biomedicale (BioMEMS) a creat instrumente multifuncționale capabile să abordeze individual procesele biochimice sau mecanice efectuate de celule. Pe lângă proprietățile lor senzoriale, a existat un interes tot mai mare pentru caracteristicile de acțiune oferite de aceste dispozitive prin forțe electrice, mecanice sau magnetice. Odată cu introducerea de materiale inteligente în aceste dispozitive, a fost posibilă obținerea unui control extern adresabil. Dintre aceste materiale, soluțiile pentru magnetostricțiunea uriașă, au apărut ca instrumente eficiente pentru a crea deformări controlate de la distanță folosind câmpuri magnetice externe, pentru a acționa singure sau în combinație cu alte materiale inteligente în tandem pentru a crea capacități mai complexe. De fapt, integrarea materialelor magnetoelastice în MEMS a adus o performanță remarcabilă, deoarece acestea oferă proprietăți de "autotest, autocalibrare, teledetecție și acționare", care oferă sistemul necesar pentru instrumente biomedicale mai puțin invazive. Unul dintre cele mai versatile exemple de materiale magnetostrictive uriașe este Galfenol, un aliaj din fier capabil să transmită energia magnetică în deformare mecanică cu tensionari care cresc până la sute de ppm la câmpurile magnetice cu saturație scăzută. Forța mecanică depășește problemele mecanice ale omologului său Terfenol-D care are o magnetostricțiune mai mare (~ 2000 ppm), dar este foarte fragil la temperatura camerei. Dimpotrivă, Galfenol are o ductilitate ridicată și o mare rezistență la tracțiune, îndoire și forțe compresive, care sunt conservate la scara micro și nano. De asemenea, poate fi stropit de la o țintă fixă a compoziției aliajului, creând filme subțiri de înaltă calitate și coerente în mod compozit, cu proporția corectă de galiu și fier pentru a își asigura magnetostricțiunea.

Versatilitatea acestui material a deschis calea către mai multe aplicații de la microactuatoarii la micro și nanoroboti. Deși introducerea de Galfenol la BioMEMs este doar exploratorie până în prezent, este încă necesară asigurarea biocompatibilității sale, ca prim pas în dezvoltarea aplicațiilor medicale. Prima încercare de a evalua biocompatibilitatea Galfenolului a fost efectuată prin analize citotoxice indirecte folosind blocuri milimetrice în contact cu mediul de cultură. Odată ce blocurile au fost îndepărtate, mediul a fost utilizat pentru incubarea fibroblastelor fără rezultate negative în supraviețuirea celulară, în plus proprietățile biodegradabile ale Galfenolului s-au dovedit, de asemenea, negliabile, arătând perspective pentru aliaj în aplicațiile biologice. Nanofirele Galfenolului au fost de asemenea internalizate de celule, prezentând viabilitate celulară într-un test preliminar de toxicitate calitativă [14,...,19].

Obiectivul lucrării constă în analiza teoretică și experimentală a funcționării performante a motorului magnetostrictiv rotativ. În acest scop s-a plecat de la

fundamentele fizice ale fenomenului de magnetostricțiune care explică caracteristica alungire magnetostrictivă – câmp magnetic. Pentru a se stabili cu acuratețe valorile parametrilor de funcționare performantă, la densitate de energie magnetică ridicată, s-a stabilit dependența forței magnetostrictive de alungirea magnetostrictivă și s-au evidențiat fenomenele care pot modifica punctul de funcționare optim. Studiul acestui motor este completat cu datele experimentale.

2. Explicația fenomenului de magnetostricțiune pe baza domeniilor magnetice Weiss.

2.1. Elemente privind structura atomului.

Pentru a fi mai clară prezentarea problematicii, se vor aminti câteva elemente referitoare la structura atomului.

În cadrul fizicii cuantice se consideră ca electronii ar putea să se afle într-o mișcare orbitală ce înconjură nucleul, conform lui Niels Bohr, iar în prezent se afirmă că aceștia au multiple *nivele de energie*, care se evidențiază prin patru numere cuantice. Electronii care se află în *învelișul de electroni* adică spațiul din împrejurul nucleului, în acord cu energia disponibilă, sunt ordonați la *nivele de energie* adică straturi de energie numerotate crescător în acord cu nivelul disponibil de energie, astfel numărul unui strat este egal cu numărul cuantic principal, n . Nivelurile de energie se împart în *subniveluri* ce conțin un anumit număr de orbitali.

Electronii se mișcă pe orbite variabile cu diferite forme, în împrejurul nucleului. Tipul atomului, caracterizează orbitalul ce evidențiază spațiul din împrejurul nucleului care crește posibilitatea găsimii electronilor. Conform lui Wolfgang Pauli nu există orbital care să conțină electroni identici. La fiecare subnivel avem atașat un număr cuantic secundar l .

Numărul cuantic magnetic, m , indică numărul de orbitali dintr-un substrat și caracterizează starea electronilor în câmpuri magnetice. Electronii care gravitează în împrejurul nucleului atomic, reprezintă curenți circulari, care, conform electrodinamicii clasice, sunt echivalenți cu câte un mic magnet care sunt caracterizați prin momentul magnetic. Rezultanta vectorială a momentelor magnetice ce corespunde tuturor orbitalilor constituie vectorul momentului magnetic total al atomului. Când câmpul magnetic exterior este absent, direcția momentului magnetic al atomului poate fi oarecare astfel încât nu este influențat conținutul său în energie. Dacă atomul este pus într-un câmp magnetic exterior, acesta exercită o acțiune de orientare asupra momentului magnetic în raport cu câmpul magnetic perturbator, ceea ce face ca liniile spectrale ale elementului respectiv să prezinte o structură fină. Astfel se impune necesitatea introducerii a unui număr cuantic pentru cunoașterea precisă a stării energetice din atomi.

Orbitalii se evidențiază prin volumul din împrejurul nucleului atomic la care probabilitatea găsimii unui electron este maximă.

Doi electroni este valoarea maximă atribuibilă unui orbital.

Învelișul electronic al atomului este structurat pe *niveluri energetice*, ce sunt împărțite pe *subniveluri cu orbitali corespunzători*. *Subnivelurile* sunt notate cu **s** (de la eng. sharp), **p** (eng. principal), **d** (eng. diffus) și **f** (eng. fundamental).

Numărul cuantic principal, **n** descrie apartenența unui electron la un anumit nivel energetic.

Numărul cuantic secundar, **l** descrie apartenența electronilor la un anumit subnivel.

Numărul cuantic magnetic, **m_l** descrie orientarea spațială a orbitalilor, care identifică orbitalii în cadrul substraturilor, iar fiecare valoare a lui **m_l** corespunde uneia din orientările permise pentru câmpul magnetic asociat orbitalului (pentru un substrat "p" - m_l poate fi -1, 0 sau 1, pentru un substrat "d", m_l poate fi -2, -1, 0, 1 sau 2 etc.).

Numărul cuantic de spin, m_s : descrie impulsul propriu de rotație al electronilor și poate avea valorile $+1/2$ sau $-1/2$.

Principalele caracteristici ale modelului cuantic al atomului sunt următoarele:

- funcții matematice descriu starea atomică;
- modul de formare al atomului este din nucleu adică protoni și neutroni, iar electronii sunt distribuiți în jurul nucleului;
- electronii ocupă orbitali cu diferite forme, în funcție de tipul atomic;
- nivelurile de energie sunt reprezentate de multiple subnivele energetice;
- nici un orbital nu conține electroni cu aceleași numere cuantice.

Una dintre mărimile care caracterizează atomii sau moleculele unei substanțe este momentul magnetic. Substanțele la care momentul magnetic este nul sunt numite substanțe diamagnetice, iar substanțele la care momentul magnetic este diferit de zero sunt numite substanțe paramagnetice. Momentul magnetic al atomilor sau al moleculelor este rezultatul însumării momentelor magnetice orbitale și al momentelor magnetice de spin ale electronilor. Experiențele facute de Einstein și de Haas au arătat că momentul magnetic al atomului de fier este dat în întregime de către momentele de spin ale electronilor, momentele magnetice orbitale compensându-se reciproc. Și momentele de spin ale electronilor unui atom sunt compensate în mare măsură însă există electroni ai căror spini să nu fie compensați. La un atom de fier, dintre toți cei 26 de electroni ai săi dispuși pe patru nivele energetice numai patru din cei șase electroni dispuși pe nivelul 3d au spini necompensați.

2.2. Materialele magnetice. Domenii Weiss.

Materialele cu o magnetizare spontană diferită de zero sub o anumită temperatură sunt de tip feromagnetic și ferimagnetic, dar nu orice bucată de fier prezintă la temperatura camerei o magnetizare spontană diferită de zero. Explicația a fost dată de Weiss, ce a presupus că un material feromagnetic la temperaturi inferioare temperaturii critice se împarte în domenii magnetice (domenii Weiss). În fiecare domeniu, ce conține un mare număr de atomi, momentele magnetice sunt paralele și rezultă o magnetizare spontană diferită de zero. De la un domeniu la altul, direcția magnetizării spontane este diferită astfel încât magnetizarea totală a materialului este zero.

Domeniile magnetice sunt separate de pereți denumiți pereți interdomenici [2] prin care se înțelege porțiunea ce cuprinde straturile atomice care separă domeniile magnetizate în diferite direcții. La scară atomică nu poate avea loc o tranziție bruscă de la o direcție a magnetizării la o alta deoarece o astfel de tranziție ar implica o contribuție mare a energiei de schimb. Schimbarea direcției magnetizării de la un domeniu la altul se face în mod gradat pe un număr oarecare de plane de spini. Astfel peretele interdomenic are o lărgime finită, care de regulă este mai mică decât lărgimea domeniilor adiacente. Datorită faptului că în perete vectorul magnetizare se rotește în mod gradat este foarte greu de dat o definiție riguroasă a lărgimii peretelui interdomenic (atât teoretic, cât și experimental). O mărime care poate fi determinată în mod precis este **unghiul peretelui** ϕ , definit drept unghiul făcut de vectorii magnetizării domeniilor adiacente, măsurate în centrele domeniilor respective. Modul specific în care se rotește vectorul magnetizare în perete reflectă structura peretelui. Lărgimea și respectiv unghiul peretelui constituie condițiile pe frontiera peretelui care condiționează această structură.

În prezent se cunosc o mare varietate de pereți. La o pătură foarte subțire de ordinul sutelor de Å (aliaje fier - nichel), rotația momentelor magnetice se face de regulă în planul peretelui pentru a nu duce la dezvoltarea unor energii magnetostatice importante (se are în vedere raportul dintre suprafață și volum). Acest tip de pereți sunt numiți pereți Néel. În pături mai

groase se pot observa pereți cu legături transversale. În substanțe cu anizotropie magnetică ridicată pot fi pereți înguști în care rotația spinilor se face după câteva plane atomice. În anumite ferite de cobalt sunt pereți foarte largi, numiți pereți $\kappa\pi$. Cei mai cunoscuți sunt pereții Bloch, el a fost primul care a analizat natura tranziției dintre domenii cuprinzând multiple planuri atomice, a cărui orientare a momentului magnetic se face progresiv de la un domeniu la altul.

Pereții Bloch, sunt specifici pentru domeniile Weiss formate la materialele feromagnetice. La influența câmpului magnetic extern, apar procese orientative a momentelor magnetice ce formează domeniile Weiss, după direcția câmpului magnetic aplicat și astfel rezultă o magnetizare incipientă a materialului, diferită de zero.

Materialul feromagnetic prezintă domenii magnetice care conferă rațiuni energetice și anume de raportul dintre energia de schimb și energia magnetică dipolară, aceasta din urmă fiind maximă. La divizarea eşantionului în N domenii magnetice se produce scăderea de N ori a energiei magnetice dipolare, comparativ cu cazul monodomenial.

Magnetostricțiunea reprezintă fenomenul prin care dimensiunile (forma) unei probe sunt modificate în timpul procesului de magnetizare; ca urmare, se va descrie procesul de magnetizare a unui material feromagnetic, [2], [3].

2.3. Aspecte termodinamice a fenomenului de magnetostricțiune.

Prin sistem termodinamic se poate înțelege orice porțiune din univers, pentru care se poate stabili un interior și un exterior conținând un număr practic mic oarecare de corpuri macroscopice, considerând ca au o structură continuă. Starea oricărui sistem termodinamic va fi descrisă de un anumit grup de parametri, grupul considerându-se complet dacă stările a două sisteme termodinamice identice, descrise de aceleași valori ale parametrilor, nu pot fi distinse una de alta prin experiențe efectuate la scară macroscopică, [42 ... 45].

Acțiunea unui parametru A , în general, are ca efect o variație a unui parametru a . Pentru ca grupul de parametri mecanici să fie complet este necesar ca fiecărui parametru de forță A să-i corespundă un anumit parametru de poziție a , adică numărul de parametri de forță să fie egal cu numărul de parametri de poziție. Se adoptă faptul că dimensiunile fizice ale acestor parametri sunt luate astfel ca produsul $A \cdot da$ să reprezinte lucrul mecanic elementar, adică $\delta L = A \cdot da$.

În câmpul magnetic relația dintre inducția magnetică \mathbf{B} , polarizația magnetică $\mathbf{I} = \mu_0 \mathbf{M}$ (\mathbf{M} este magnetizația) și intensitatea câmpului magnetic \mathbf{H} se prezintă sub forma:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{I} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (2.1)$$

Variația densității de volum a energiei câmpului magnetic pentru corpuri omogene (vectorii \mathbf{H} și \mathbf{B} sunt coliniari) este:

$$d w_m = \vec{H} d\vec{B} = H d(\mu_0 H + I) = d\left(\mu_0 \frac{H^2}{2}\right) + H dI = d w_{mp} + d w_{mL}; \quad (2.2)$$

$$w_{mp} = \mu_0 \frac{H^2}{2}; \quad w_{mL} = H dI$$

În relația (2.2) mărimea w_{mp} este energia proprie a câmpului electric în vid și nu produce lucru mecanic; w_{mL} este energia care produce lucrul mecanic datorită prezenței în câmpul magnetic a corpului cu polarizația magnetică I , de fapt reprezintă lucrul mecanic pe unitatea de volum a corpului cu polarizație magnetică.

Pentru corpurile deformabile de volum V , cu anizotropie magnetică (vectorii \mathbf{H} și \mathbf{B} nu sunt coliniari), lucrul mecanic al forțelor magnetice pe unitatea de volum este:

$$\vec{H} d\vec{I} = H_x dI_x + H_y dI_y + H_z dI_z \quad (2.3)$$

Pe baza relațiilor din termodinamica și în urma unor calcule se stabilesc relațiile:

$$\frac{\partial F}{\partial H} = p \frac{\partial V}{\partial H} + I \quad (2.6)$$

În relația (2.6) se evidențiază termenul:

$$\frac{\partial V}{\partial H} = \left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_{p,T} = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_{p,T} - \frac{I}{p} \quad (2.7)$$

care reprezintă fenomenul de magnetostricțiune; adică variația volumului substanței magnetice provocată de câmpul magnetic H. Această variație a volumului are la bază modificarea energiei libere F produsă de variația câmpului magnetic H.

3. STRUCTURA MOTORULUI MAGNETOSTRICTIV ROTATIV

Motoarele magnetostrictive pot fi motoare vibratoare, motoare liniare, motoare rotative; oricare ar fi tipul de motor, actuatorul utilizat are în principiu aceeași structură constructivă. În figura 3.1 sunt prezentate principalele elemente constructive ale motorului magnetostrictiv rotativ, care se compune din actuator și o parte mobilă formată dintr-un disc fixat pe un ax vertical ghidat de două lagare.

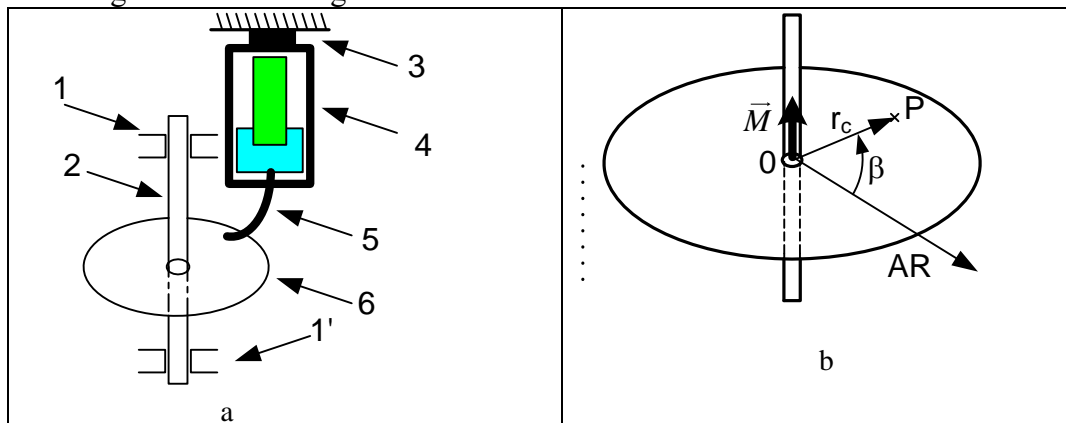


Fig. 3.1. a) Schița motorului magnetostrictiv rotativ: 1 și 1' – lagare, 2 – ax, 3 – support de fixare, 4 – actuator, 5 – element de frecare, 6 – rotor; b) discul rotorului: P – punctul de contact dintre disc și elementul de frecare, r_c – raza cercului pe care se află punctul de contact P, β – unghiul de poziție a punctului P, M – cuplul care se exercită asupra rotorului, AR – axa de referință.

Pentru o funcționare performantă, magnetul permanent trebuie să realizeze în tija de terfenol un câmp magnetic H_A corespunzător punctului A, (fig. 2.8), de pe caracteristica $\lambda = f(H)$. Folosind și caracteristica de demagnetizare a magnetului permanent, se va analiza procedura de realizare a aceste cerințe și modul de verificare experimentală, [60].

3.1. Schema magnetică echivalentă a circuitului magnetic.

3.1.1. Magnetul permanent.

În funcționarea actuatorului prezintă interes stabilirea punctului de funcționare în vederea aprecierii influenței magnetului asupra performanțelor actuatorului. Un magnet permanent este definit de caracteristica sa de demagnetizare (ridicată experimental) și de geometria sa; o primă problemă constă în aceea de a asocia unui magnet permanent un circuit magnetic echivalent, [50;51; 61; 63].

Caracteristica de demagnetizare este reprezentată în planul $B-H$ în cadranul II ($B \geq 0, H \leq 0$) și este caracterizată de mărimile B_r – inducția magnetică remanentă și H_c – intensitatea câmpului magnetic coercitiv, (fig. 3.2).

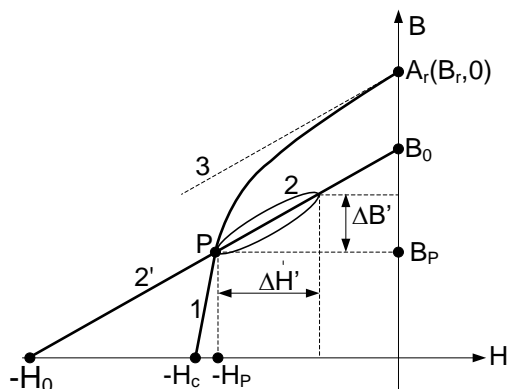


Fig. 3.2. a) Definiția dreptei de revenire: 1 – curba de demagnetizare; 2 – curba de revenire; 2' – dreapta de revenire; 3 – dreapta tangentă în punctul A_r .

Dacă magnetul permanent al actuatorului are punctul de funcționare P, atunci la o modificare a stării magnetice a magnetului permanent (o variație a inducției B) punctul P nu mai urmărește caracteristica 1 ci se deplasează pe curba 2 (un ciclu de histerezis îngust) care se aproximează cu dreapta 2' numită dreapta de revenire. Dreapta de revenire se caracterizează prin tăieturile cu axele de coordonate și anume mărimile $-H_0$ și B_0 .

Se pot calcula mărimile solenației Θ_0 și reluctanța R_m :

$$\Theta_m = H_0 L_m ; \quad R_m = \frac{L_m}{\mu_m S_m} \quad (3.1)$$

unde s-au folosit notațiile din figurile 3.2 și 3.4,

Pentru analiza funcționării actuatorului este necesar să se cunoască schema magnetică echivalentă a circuitului magnetic în care este introdus magnetul permanent. Structura circuitului magnetic cuprinde mai multe elemente (tronsoane) care se caracterizează prin reluctanța magnetică, care trebuie calculată cu suficientă precizie pentru că intervine în stabilirea performanțelor actuatorului și deci a motorului magnetostrictiv.

3.1.2. Magnet permanent sub acțiunea unui câmp magnetic exterior.

În cazul în care se aplică solenația de magnetizare a bobinei $\Theta_d = wi$, atunci poziția punctului de funcționare se modifică; din legea circuitului magnetic, aplicată pe o curbă închisă Γ (fig. 3.4), se obține:

$$(1): \int_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = H L_m + \sum_{i=1}^{i=n} V_{mi} = -\Theta_d \Rightarrow H = -\frac{\Theta_d}{L_m} - \frac{\sum_{i=1}^{i=n} V_{mi}}{L_m}. \quad (2): H = -\frac{\Theta_d}{L_m} - \frac{S_m}{k_{\sigma} \Lambda_e L_m} B \quad (3.2)$$

unde $\sum V_{mi}$ reprezintă suma tensiunilor magnetice pentru cele n tronsoane omogene ale circuitului magnetic cu excepția magnetului permanent; fiecare termen din suma $\sum V_{mi}$ este funcție de inducția magnetică din material tronsoanelui considerat și implicit de inducția magnetului permanent B .

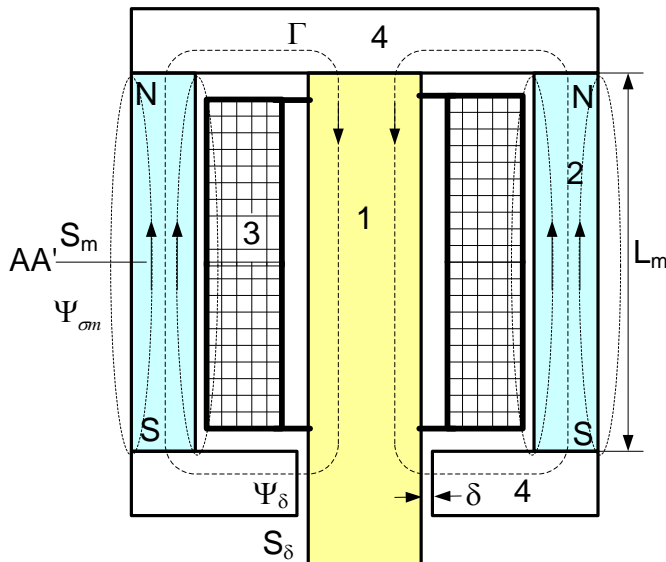


Fig. 3.4. Circuit magnetic al actuatorului: 1- tijă de terfenol; 2 – magnet permanent; 3 – bobină; 4 – flanșe feromagnetice.

3.1.3. Permeanțele circuitului magnetic.

Se consideră circuitul magnetic din figura 3.4 și se procedează la calculul reluctanțelor fiecărui tronson din componența sa, [62,...,64].

Sunt tronsoane care prezintă fenomenul de histerezis și deci au loc pierderi de putere P_H datorită acestui fenomen la care se adaugă și pierderi de putere prin curenți turbionari P_T formând în totalitate pierderile în fier, $P_{Fe} = P_H + P_T$. Ca urmare se va calcula o reluctanță complexă pentru a include și aceste pierderi de putere; la frecvențe ridicate, această componentă nu poate fi neglijată.

Se consideră un tronson din circuitul magnetic, care are pierderi în fier (fig. 3.6) pentru care se fac precizări cu privire la fenomenul de histerezis.

Se presupune ca variația inducției $B(t)$ este sinusoidală; în acest caz, din cauza fenomenului de histerezis, variația mărimii $H(t)$ nu mai este sinusoidală însă poate fi descompusă în serie Fourier și se reține fundamentala (armonica 1), $H_1(t)$. Curba mărimii $H(t)$ este defazată în avans curbei inducției magnetice $B(t)$. Variațiile sinusoidale ale mărimilor $B_1(t)$ și $H_1(t)$ au indicile 1 și sunt defazate în timp cu unghiul γ_1 , adică:

$$\begin{aligned}
H_1 &= H_1(t) = H_{m1} \sin \omega t ; \\
B_1 &= B_1(t) = B_{m1} \sin(\omega t - \gamma_1) = B_{m1} \cos \gamma_1 \sin \omega t - B_{m1} \sin \gamma_1 \cos \omega t = \\
&= B_1' + B_1'' = B_{m1}' \sin \omega t + B_{m1}'' \cos \omega t ; \quad B_{m1}' = B_{m1} \cos \gamma_1 ; \quad B_{m1}'' = -B_{m1} \sin \gamma_1 \quad (3.3) \\
\mu &= \frac{B_{m1}}{H_{m1}} ; \quad \mu' = \mu_0 \mu_r' = \frac{B_{m1}'}{H_{m1}} = \mu \cos \gamma_1 ; \quad \mu'' = \mu_0 \mu_r'' = \frac{B_{m1}''}{H_{m1}} = \mu \sin \gamma_1 ; \quad \frac{\mu''}{\mu'} = \operatorname{tg} \gamma_1
\end{aligned}$$

Mărimile sinusoidale B_1 și H_1 se pot exprima în complex nesimplificat în care caz se definește permeabilitatea magnetică complexă $\underline{\mu}$, adică:

$$\underline{H}_1 = H_{m1} e^{j\omega t} ; \quad \underline{B}_1 = B_{m1} e^{j(\omega t - \gamma_1)} \Rightarrow \underline{\mu} = \frac{\underline{B}_1}{\underline{H}_1} = \mu e^{-j\gamma_1} = \mu' - j\mu'' \quad (3.4)$$

Se elimină parametrul t din relațiile (3.3) după care se obține:

$$\begin{aligned}
H_1 &= H_{m1} \sin \omega t \Rightarrow \sin \omega t = \frac{H_1}{H_{m1}} \\
B_1 &= B_1' + B_1'' = B_{m1}' \sin \omega t + B_{m1}'' \cos \omega t ; \\
B_1 &= B_{m1}' \sin \omega t + B_{m1}'' \cos \omega t = \mu' H_{m1} \frac{H_1}{H_{m1}} \pm \mu'' H_{m1} \sqrt{1 - \left(\frac{H_1}{H_{m1}}\right)^2} \quad (3.5) \\
\Rightarrow B_1 &= \mu' H_1 \pm \mu'' \sqrt{H_{m1}^2 - H_1^2}
\end{aligned}$$

Ultima expresie din (3.5) arată că ciclul de histeresis al unui material poate fi descompus în două componente: o componentă B_1' și o componentă B_1'' , care au expresiile:

$$B_1' = \mu' H_1 ; \quad B_1'' = \pm \mu'' \sqrt{H_{m1}^2 - H_1^2} \quad (3.6)$$

Componenta B_1' corespunde proceselor de magnetizare reversibile, iar componenta B_1'' corespunde proceselor de magnetizare ireversibile și reprezintă o elipsă ale cărei axe coincid cu axele de coordonate (fig.3.7); din (3.6) rezultă pentru B_1'' expresia elipsei.

$$B_1'' = \pm \mu'' \sqrt{H_{m1}^2 - H_1^2} \Rightarrow \left(\frac{H_1}{H_{m1}}\right)^2 + \left(\frac{B_1''}{\mu'' H_{m1}}\right)^2 = 1 \quad (3.7)$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = \mu_r' ; \quad \operatorname{tg} \alpha'' = \mu_r''$$

Din relațiile (3.7) rezulta semnificatia geometrica a permeabilitatilor μ_r' și μ_r'' . (fig.3.7). Această elipsă intersectează fiecare axă de coordonate în două puncte (fig.3.7); se duce o dreaptă D prin punctul de abscisă - H_{m1} și punctul de ordonată $\mu'' H_{m1}$, se constată că μ'' este coeficientul unghiular al acestei drepte.

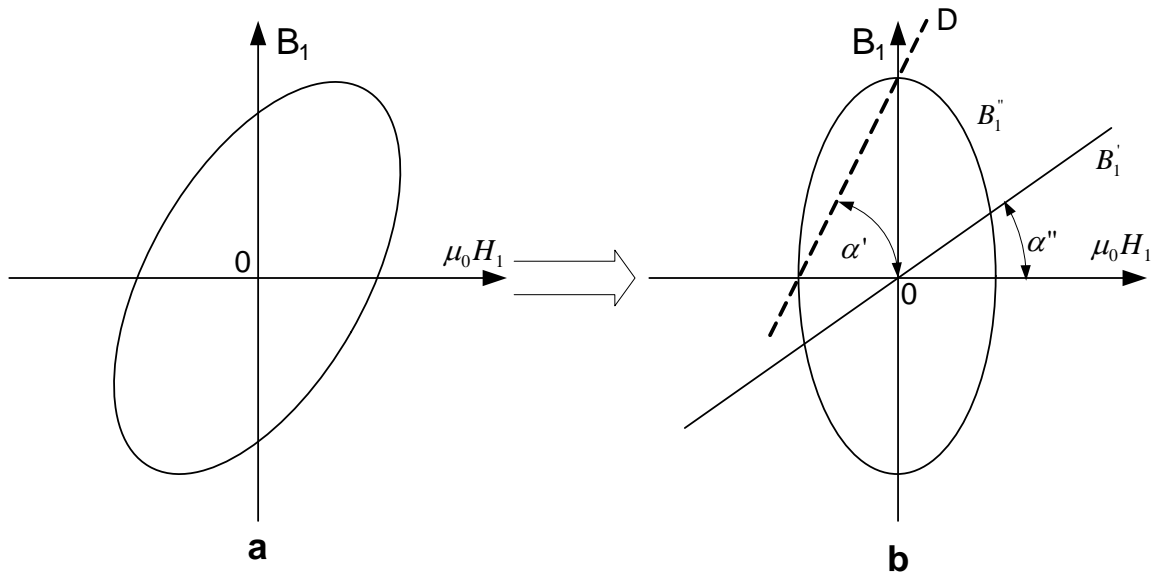


Fig. 3.7 Ciclul de histerezis eliptic (a) cu componentele sale (b) ; semnificația componentelor permeabilității magnetice complexe.

Pierderile prin histerezis pe unitatea de volum la frecvența f au expresia :

$$p_{Hi} = \pi f H_{m1} B_{m1} \sin \gamma_1 \quad (3.8)$$

s-a considerat curba de histerezis de forma unei elipse.

Pe baza celor prezentate anterior se calculează componentele reluctanței magnetice complexe a unei porțiuni i dintr-un circuit magnetic, care prezintă fenomenul de histerezis. Reluctanța complexă a porțiunii i din circuitul magnetic are expresia:

$$\underline{R}_M = R_c + j R_d = \frac{l_i}{S_i \underline{\mu}} = \frac{l_i}{S_i \mu^2} (\mu' + j \mu'') \quad (3.9)$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} R_c = \frac{l_i \mu'}{S_i \mu^2} = \frac{l_i \mu' H_{m1}}{H_{m1} S_i \mu^2} = \frac{N_i I_i}{\Phi_i} \cos \gamma_1 ; \quad \Phi_i = H_{m1} S_i \mu ; \quad l_i H_{m1} = N_i I_i \\ R_d = \frac{l_i \mu''}{S_i \mu^2} \frac{\pi f H_{m1} B_{m1} \sin \gamma_1}{\pi f H_{m1} B_{m1} \sin \gamma_1} \frac{S_i l_i}{S_i l_i} = \frac{l_i \mu''}{S_i \mu^2} \frac{P_H}{(S_i l_i) \pi f H_{m1} B_{m1} \sin \gamma_1} = \\ = \frac{2 P_{Hi}}{\omega \Phi_i^2} = \frac{2 P_H}{\omega \Phi_i^2} = \frac{2 \frac{P_H}{G_{fi}} G_{fi}}{\omega \Phi_i^2} = \frac{2 p_H G_{fi}}{\omega \Phi_i^2} ; \quad p_{Hi} = \frac{P_{Hi}}{G_{fi}} \end{array} \right.$$

Pentru materialele feromagnetice cu pierderi în fier neglijabile $\sin \gamma_1 = 1$,

Ca urmare a descompunerii ciclului de histerezis se pot utiliza denumirile: R_c – reluctanță conservativă, R_d – reluctanță disipativă.

Termenul de reactanță magnetică sau reactanță inductivă folosită în literatura de specialitate pentru reluctanță disipativă R_d nu corespunde semnificației fizice pe care o are această mărime [43; 76; 77] .

Pentru calculul tehnic al reluctanței disipative R_d se consideră pierderile în fier totale deoarece de regulă predomină pierderile prin histerezis.

Reluctanța echivalentă R_e a circuitului magnetic trebuie calculată cât mai exact posibil. Prin caracteristica de sarcină se determină punctul de funcționare al magnetului permanent, [29; 51...54].

Schema magnetică echivalentă pentru un circuit magnetic cu magnet permanent se prezintă în figura 3.8 și este utilă pentru stabilirea punctului de funcționare al magnetului. Relațiile de calcul ale reluctanțelor magnetice conservative sunt:

$$R_{mc} = \frac{L_m}{\mu_m S_m}; \quad R_{Tc} = \frac{L_T}{\mu_T S_T}; \quad R_{m\sigma} = \frac{L_m}{\mu_m \pi (r_2^2 - r_1^2)}; \quad (3.10)$$

$$R_{Fc} = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{2\mu_F \pi H_F}; \quad R_\delta = \frac{\delta}{2\pi r_1 H_F}$$

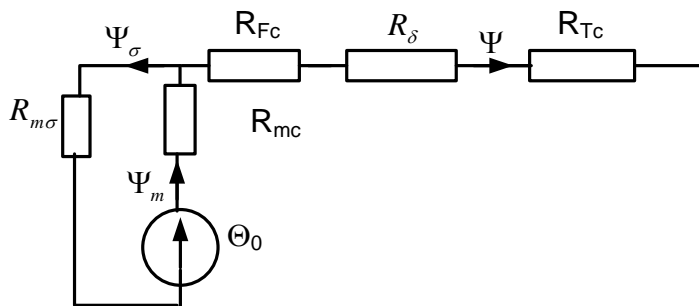


Fig. 3.8. Schema echivalentă a circuitului magnetic cu magnet permanent.

unde L_T și L_{mp} este lungimea medie a liniei de câmp din bara magnetostrictivă, respectiv din magnetul permanent, respectiv A_T și A_m sunt arile secțiunilor transversale, H_F - grosimea flanșei, r_2 , r_1 - raza exterioară, respectiv interioară ale flanșei, δ este întrefierul.

3.2. Stabilirea punctului de funcționare al magnetului permanent și calculul solenației bobinei.

a. Alegerea formei caracteristicii de demagnetizare a magnetului permanent.

Analiza poziționării punctului de funcționare, notat A, al magnetului permanent permite să stabilim forma optimă a caracteristicii de demagnetizare. Punctul A de pe curba de demagnetizare sau de pe dreapta de revenire, caracterizat de intensitatea câmpului magnetic H_A , nu trebuie să fie influențat sensibil de câmpurile exterioare în care se află magnetul după dispariția acestora.

Câmpul magnetic coercitiv $|H_c|$ trebuie să aibă o valoare mare. În caz contrar, când magnetul se află în câmpuri magnetice exterioare mari poate fi schimbată curba de revenire și punctul de funcționare își modifică poziția la o inducție sensibil mai mică (punctul P_5 din figura 3.3). Micșorarea inducției magnetice în zona superioară a curbei trebuie să difere puțin în raport cu inducția remanentă B_r (ideal ar trebui să fie o dreaptă ușor înclinată față de abscisă); în acest caz dreapta de revenire ar fi foarte apropiată de curbă și inducția pentru punctul de funcționare B_A ar fi apropiată de valoare B_r ($B_A < B_r$). Magneții cu caracteristică de demagnetizare liniară (fig. 3.5) ar corepunde acestor cerințe însă au valori mici pentru B_r . Soluția ideală ar fi magnetul cu caracteristica de demagnetizare apropiată de un dreptunghi.

b. Corelarea câmpului magnetic H_{Am} al punctului de funcționare al magnetului permanent (fig. 3.10.a) cu câmpul magnetic H_A al caracteristicii alungire – câmp magnetic, (fig. 3.10.b).

Se consideră că variația în timp a curentului i este sinusoidală, (fig. 3.10.c). Dacă $H_{Am} = H_A$, atunci mărimea λ are o variație pulsatorie simetrică, (fig. 3.10 d); acesta este cazul ideal când λ are o variație maxim posibilă. În celelalte două cazuri, fig.3.10.e și fig. 3.10 f, variația mărimii λ este diminuată și variația în timp este deformată, unul din cele două pulsuri ale sinusoidei este de amplitudine mai mică. Variația în timp a alungirii λ urmărește variația în timp a curentului i din bobină, [62, 63].

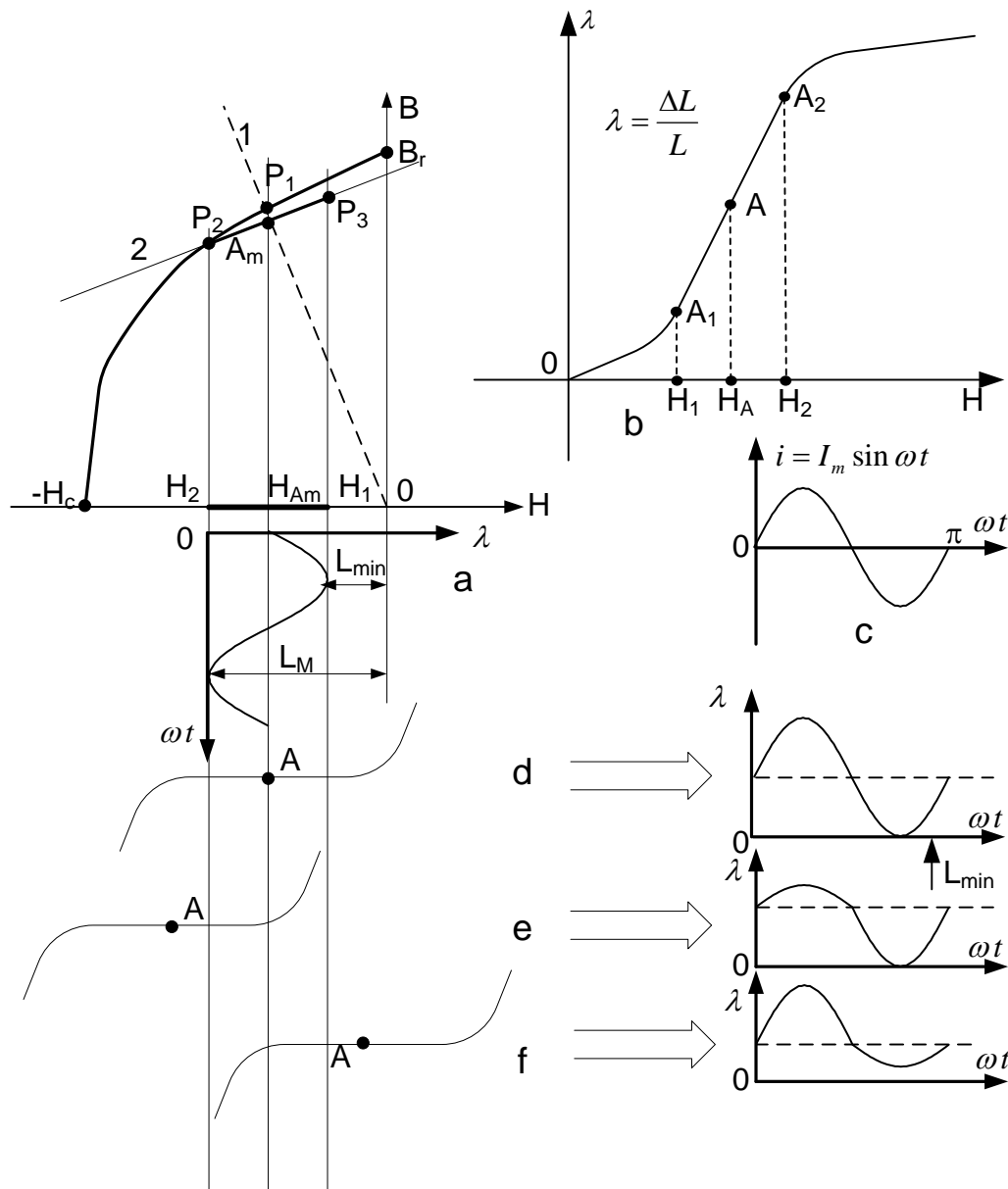


Fig. 3.10. Corelarea intensităților câmpurilor magnetice H_{Am} și H_A : a) Variante de poziționare a punctelor A_m și A ; b) caracteristica alungire – câmp a materialului magnetostrictiv; c) variația în timp a curentului i din bobină; d) variația mărimii λ în funcție de timp când H_{Am} și H_A au valori egale; e) variația mărimii λ în funcție de timp când $H_{Am} > H_A$; f) variația mărimii λ în funcție de timp când $H_{Am} < H_A$.

În zona porțiunii liniare a caracteristicii alungire – câmp magnetic, curentul din bobină are valori sensibil mai mici decât în zona saturată, fapt avantajos pentru dimensionarea bobinei și ca urmare zona liniară trebuie utilizată în funcționarea actuatorului.

c. Metodă de determinare experimentală a coincidenței punctelor A_m și A .

Cele trei situații (fig. 3.10..d,e,f) sugerează o metodă de a determina experimental coincidența punctelor A_m și A prin înregistrarea variației în timp a mărimii λ și analiza formelor de variație în timp a acestei mărimi conform figurii 3.10. Când alternanța negativă (în raport cu polaritatea câmpului produs de magnetul permanent) are amplitudinea mai mică în raport cu alternanța pozitivă, atunci $H_A < H_{Am}$. Când alternanța pozitivă are amplitudinea mai mică în raport cu alternanța negativă, atunci $H_A > H_{Am}$. Soluția ideală ar fi mărimea H_{Am} să coincidă cu mărimea H_A . Egalitatea între mărimile H_{Am} și H_A s-ar putea realiza cu un mic întrefier reglabil între o flanșă și magnetul permanent dacă curentul ar trebui reglat în anumite limite însă nu s-ar putea folosi întreaga zonă liniară a caracteristicii alungire – câmp.

d. Determinarea solenației bobinei actuatorului.

Solenația Θ_d a bobinei actuatorului trebuie să asigure în tija magnetostrictivă câmpul magnetic de amplitudine $\Delta H_m = H_1 - H_{Am}$, (fig. 3.10.a). Pe baza schemei echivalente (fig. 3.9) și folosind relația a doua din (3.11), se pot scrie relațiile:

$$\Theta_d = w i = R_e \Psi = R_e \mu_F \Delta H_m S_F \Rightarrow w I_m = R_e \mu_F \Delta H_m S_F \quad (3.12)$$

unde μ_F și S_F sunt permeabilitatea și respective secțiunea barei materialului magnetostrictiv; rezultă ca produsul $w I_m$ este determinat și funcție de sursa de alimentare și dimensiunile geometrice ale actuatorului (magnetul permanent, tija de terfenol) se pot stabili numărul de spire w și valoarea maximă a curentului I_m . În final soluția se validează prin calculul termic al bobinei. Bobina se realizează cu mai multe prize pentru a avea posibilitatea să modificăm solenația Θ_d , una din aceste prize corespunde solenației din relația (3.12).

4. Cuplul motorului magnetostrictiv rotativ.

Transmiterea mișcării se realizează prin dispozitivul prezentat în figura 4.1 în care sunt evidențiate și elementele componente ale acestuia; în literatura de specialitate (pe baza ecuațiilor forțelor elastice) se arată că microcontactul dintre elementul de frecare și rotorul disc descrie o suprafață mărginită de o microelipsă, [57].

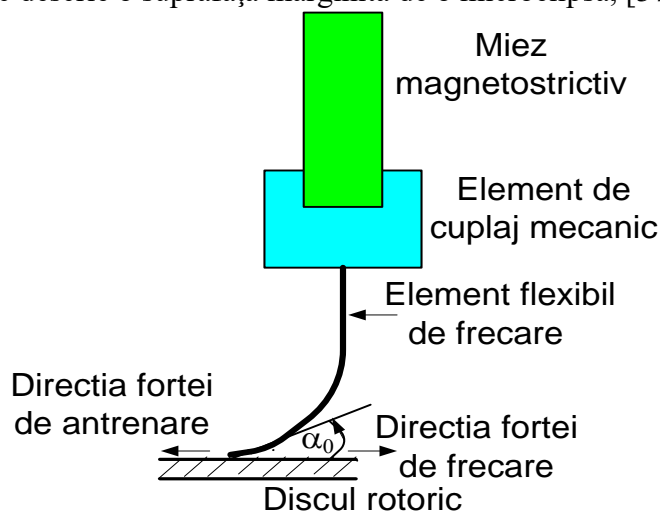


Fig. 4.1. Discul rotativ și sistemul de transmitere a mișcării.

Curentul i_b care parcurge bobina și câmpul magnetic H_b produs de bobină în bara magnetostrictivă au următoarele expresii:

$$i_b = I\sqrt{2} \sin \omega t \Rightarrow H_b = H_{bm} \sin \omega t \quad (4.1)$$

Considerăm partea liniară a caracteristicii de magnetostricțiune (fig. 3.10.b); la variația câmpului H_b de la valoarea $-H_{bm}$ la H_{bm} produs de curentul i_b care parcurge spirele bobinei, (fig.4.2), creșterea alungirii ΔL are loc pe întreaga zonă liniară astfel se obține un maxim de alungire și aceasta conduce la performanțe ridicate ale motorului.

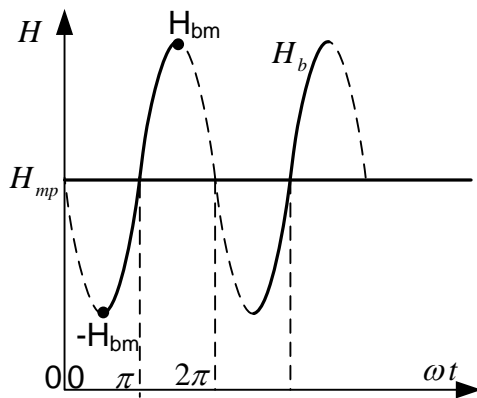


Fig. 4.2. Câmpul magnetic H_b care produce alungirea barei magneostriuctive (linia plină reprezintă partea activă pentru discul rotoric).

Câmpul magnetic H_{mp} este produs de magnetul permanent și trebuie să corespundă punctului A din figura 3.10.b.

Cuplul electromagnetic M care acționează asupra discului se calculează cu relația:

$$M = F r_c \cos \alpha_0 = \frac{\Delta L}{\lambda_h} r_c \cos \alpha_0 \quad (4.2)$$

unde r_c este raza de la punctul de contact până la axul discului mobil, α_0 este unghiul dintre forța F și planul discului; forța F rezultă din legea lui Hooke și este forța de antrenare. [55...60].

Odată cu creșterea câmpului magnetic H_b (fig. 4.2), crește și alungirea ΔL a barei magneostriuctive și în consecință crește forța F până când câmpul atinge valoarea H_{bm} ; conform relației (4.1), ca urmare crește cuplul M care pune în mișcare discul rotor. La descreșterea câmpului H , forța F descrește (respectiv cuplul M) și elementul de frecare (fig. 4.1) își slăbește aderența la disc (funcționează ca un resort), fapt care are loc într-un interval de timp corespunzător valorilor foarte apropiate ale câmpului H_b din vecinătatea valorii H_{bm} . La alternanța negativă a câmpului H_b , fenomenele se petrec similiar deoarece funcția $\lambda = f(H_b)$ este o funcție pară și cuplul M își păstrează sensul. Variația în timp a cuplului M are perioada egală cu cea a sinusoidei din figura 4.2. Pe intervalul $[0; 7\pi/6]$ elementul flexibil de frecare se poate considera activ. După cum se știe forța F este proporțională cu câmpul magnetic H_b , iar cuplul este proporțional cu forța F . Cu aceste precizări curba cuplului M se prezintă ca în figura 4.3.

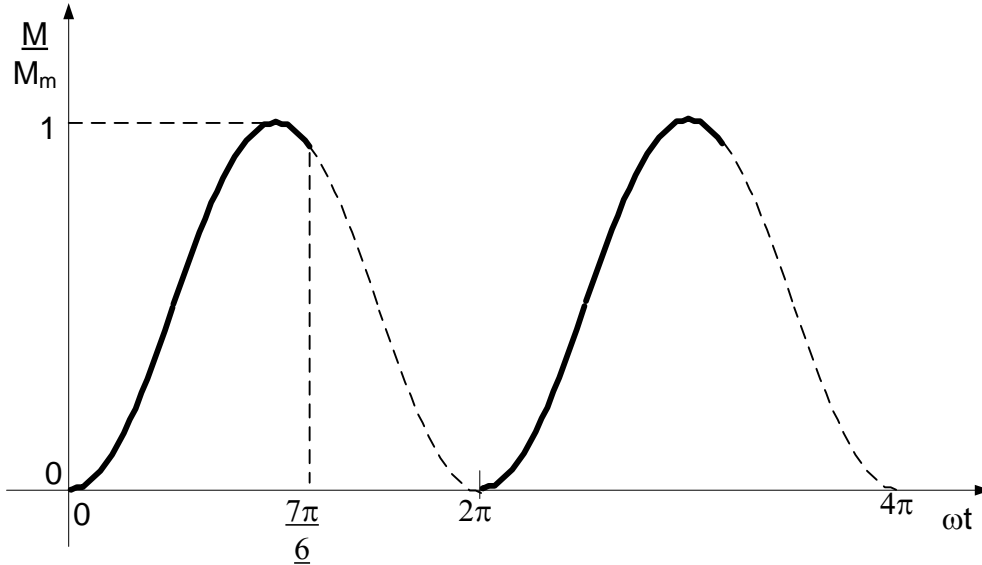


Fig. 4.3. Variația cuplului M în funcție de timpul t .

Pentru o perioadă π a curentului i_b , cuplul M se poate pune sub forma:

$$\frac{M}{M_m} = \begin{cases} \frac{1}{2}(1 - \cos \omega t); & \omega t \in \left[0; \frac{7\pi}{6}\right] \\ 0; & \omega t \in \left[\frac{7\pi}{6}; 2\pi\right] \end{cases} \quad (4.3)$$

De subliniat că elementul de frecare (fig. 4.1) își slăbește aderența la disc la o scadere a alungirii de 0,10...0,15 din valoarea sa totală care corespunde aproximativ la unghiul $\omega t = 7\pi/6$

Pentru dezvoltarea în serie Fourier a expresiei (4.3) se folosesc relațiile:

$$y(t) = M_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (A_{km} \sin k\omega t + B_{km} \cos k\omega t) \quad (4.4)$$

unde:

$$M_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} M(t) dt, \quad B_{km} = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \cos k\omega t dt, \quad A_{km} = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \sin k\omega t dt \quad (4.5)$$

Forma restrânsă, în sinus, a serie Fourier (4.4), este:

$$M(t) = M_0 + \sum_{k=1}^{\infty} M_{km} \cos(k\omega t + \alpha_k), \quad (4.6)$$

unde:

$$M_{km} = \sqrt{A_{km}^2 + B_{km}^2}, \quad \alpha_k = \arctg(B_{km}/A_{km}) \quad (4.7)$$

Pentru $f = 100$ Hz și $T = 1/f = 0.01$ s, calculând coeficienții (4.5) – (4.7) cu programul Maple Valoarea maximă a funcției $M(t)$ s-a considerat în mod convențional egală cu 1 deoarece rezultatele obținute pot fi ușor adaptate la situațiile concrete.

Pentru $f = 100$ Hz și $T = 1/f = 0.01$ s, se calculează coeficienții expresiei (4.4) cu programul Maple. Valoarea maximă a funcției $M(t)$ s-a considerat în mod convențional egală cu 1 deoarece rezultatele obținute pot fi ușor adaptate la situațiile concrete.

Valoarea medie M_0 a funcției $M(t)$, amplitudinile armonicilor precum și defazajul dintre armonici sunt prezentate în figurile 4.4 și 4.5. .

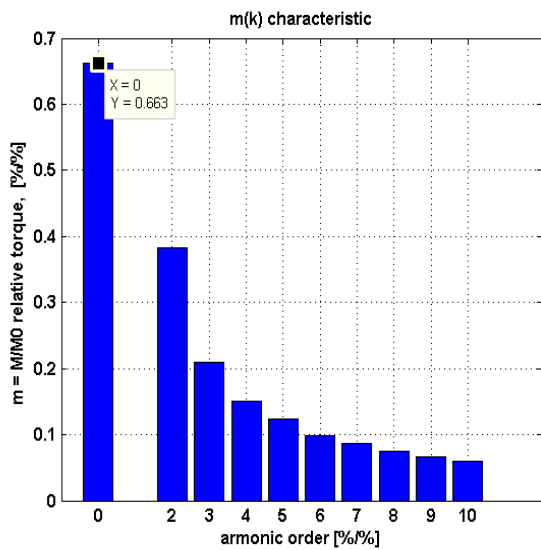


Fig.4.4. Valoarea medie și amplitudinile armonicilor pentru cuplul M.

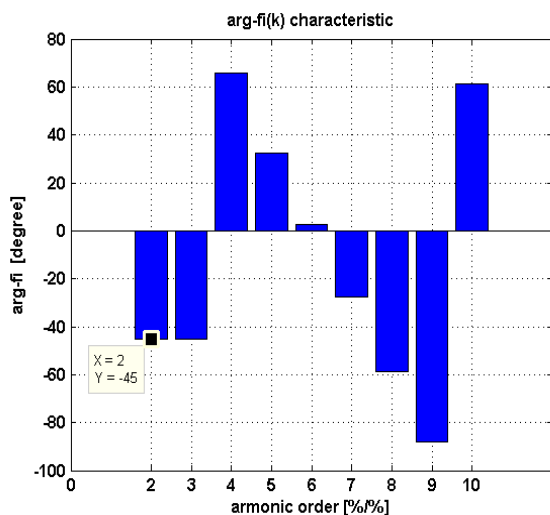


Fig. 4.5. Defazajele armonicilor cuplului M

Din figura 4.4 rezultă că predominantă este valoarea medie M_0 a cuplului, iar armonicile de ordin mai mare ca trei pot fi neglijate. În procesul de conversie a energiei în regim permanent esențială este valoarea medie a cuplului, defazajele între armonici (fig. 4.5) nu prezintă interes în procesul de conversie a energiei în aceste calcule. Armonicile pot prezenta importanță în regimurile dinamice ale acestui motor. Restrângerea intervalului $(0; 5\pi/6)$ conduce la diminuarea valorii medii a cuplului și deci a eficienței motorului; acest interval trebuie să se aprecieze și prin măsurători experimentale.

Se constată că variația cuplului M din figura 4.3 este periodică și are perioada 2π . Această formă de variație a cuplului M se poate aproxima cu cea prezentată în figura 4.6 și este utilizată în literatura de specialitate doar că partea orizontală a curbei este foarte mică fiind adoptată și din considerente experimentale.

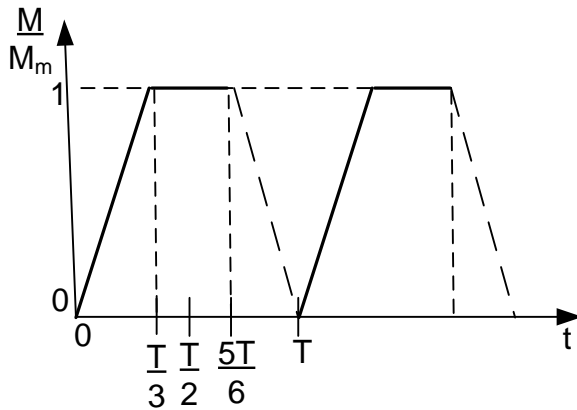


Fig. 4.6. Variația cuplului M în funcție de timpul t .

Pentru o perioadă T , cuplul M se poate pune sub forma:

$$\begin{aligned} M(t) &= at; & t \in [0, T/3] \\ M(t) &= 1; & t \in [T/3; 5T/6] \\ M(t) &= 0; & t \in [5T/6; T] \end{aligned} \quad (4.3)$$

Pentru dezvoltarea în serie Fourier se procedează ca în cazul funcției din figura 4.3.

Valoarea medie a funcției $M(t)$, amplitudinile armonicilor precum și defazajul dintre armonici sunt prezentate în figurile 4.4 și 4.5. .

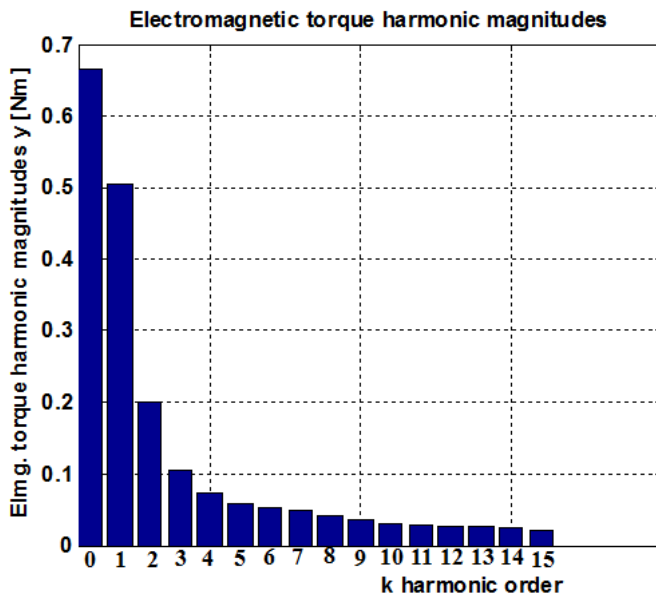


Fig. 4.7. Valoarea medie și amplitudinile armonicilor pentru cuplul M .

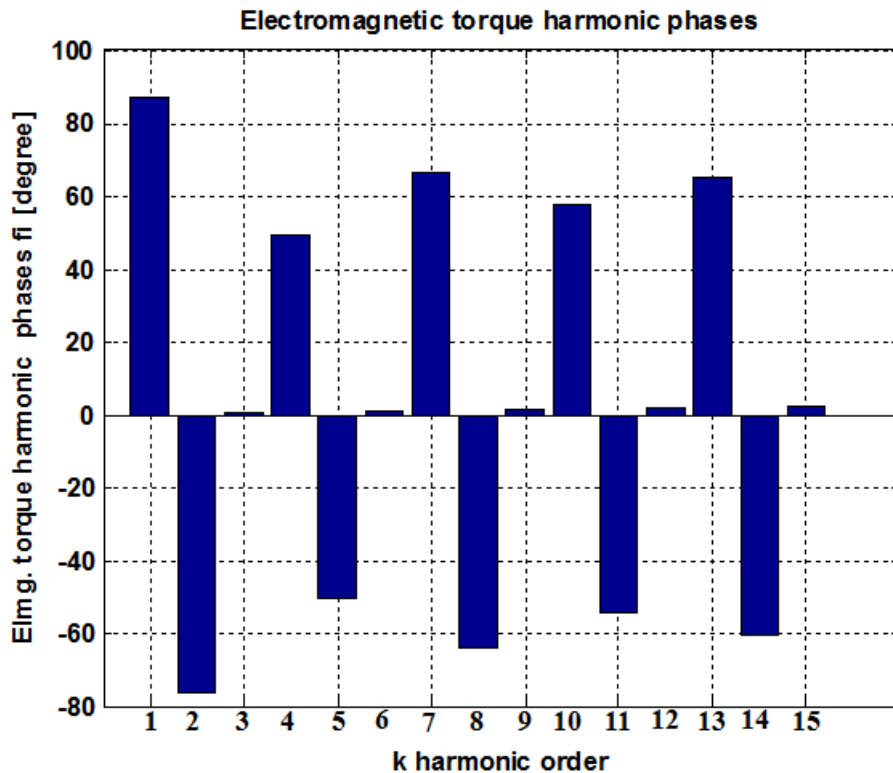


Fig. 4.8. Defazajele armonicilor cuplului M

Din figura 4.7 rezultă că predominantă este valoarea medie a cuplului și are valoarea apropiată cu cea din figura 4.4 și armonicile de ordin mai mare ca trei pot fi neglijate.

4.1. Cuplul transmis rotorului funcție de frecvența curentului.

Se consideră o frecvență de referință f_0 și modul de variație al cuplului (fig. 4.6) pentru care lucrul mecanic se scrie în două variante: lucrul mecanic efectuat de bara magnetostrictivă (primul termen din relația (4.8)) este egal cu lucrul mecanic efectuat de discul mobil (al doilea termen din relația (4.8)), Această egalitate se scrie pentru frecvența f_0 și pentru o frecvență oarecare f , [54].

$$L_{m0} = \int_0^{\Delta L(T_0)} F_1(t) d(\Delta L) = \int_0^{\beta(T_0)} M_1(t) d\beta$$

$$L_m = \int_0^{\Delta L(T_0)} F_f(f) d(\Delta L) = \int_0^{\beta(T_0)} M_1(f) d\beta \quad (4.8)$$

Notațiile sunt cele din figura 4.7 . În cadrul acestui model matematic nu se poate deduce direct expresia turației funcție de frecvență însă se poate deduce cuplul M funcție de frecvență, folosind relațiile (4.8).

Pentru frecvențele f_0 (frecvență de referință) și f (o frecvența oarecare) ale curentului i_b din bobină, cuplul la cele două frecvențe este reprezentat în figurile 4.9 a și b. Se pot scrie relațiile:

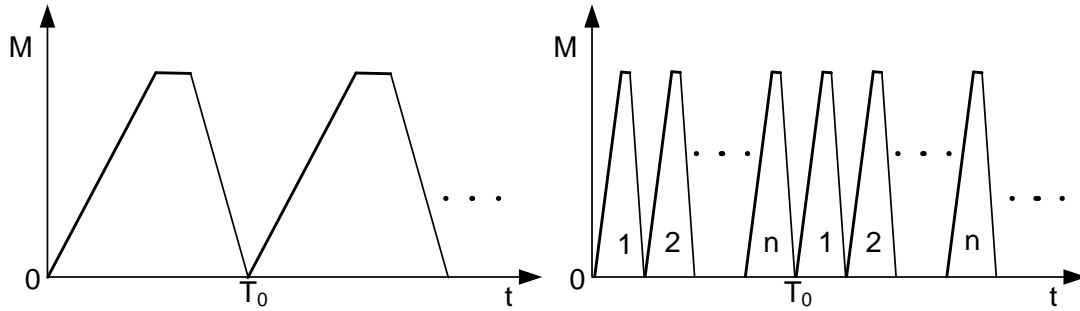


Fig.4.9 a) Cuplul M funcție de timp la frecvența $f_0 = 1$ și perioadă T_0 ; b) Cuplul M funcție de timp la frecvența $f = nf_0$ și perioadă $T = T_0/n$.

$$\int_0^{\Delta L(T_0)} F_f(f) d(\Delta L) = \int_0^{\Delta L(T_1)} F_f(f) d(\Delta L) + \int_0^{\Delta L(T_2)} F_f(f) d(\Delta L) + \dots + \int_0^{\Delta L(T_n)} F_f(f) d(\Delta L);$$

$$T_1 = T_2 = \dots T_n = \frac{T_0}{n}$$

$$\Rightarrow \int_0^{\Delta L(T_1/n)} F_f(f) d(\Delta L) = \int_0^{\Delta L(T_2/n)} F_f(f) d(\Delta L) = \dots = \int_0^{\Delta L(T_n/n)} F_f(f) d(\Delta L) = \int_0^{\Delta L(T_0/n)} F_f(f) d(\Delta L)$$

$$\int_0^{\beta(T_0)} M_f(f) d\beta = \int_0^{\beta(T_1)} M_f(f) d\beta + \int_0^{\beta(T_2)} M_f(f) d\beta + \dots + \int_0^{\beta(T_n)} M_f(f) d\beta =$$

$$= n \int_0^{\beta(T_0/n)} M_f(f) d\beta = n \int_0^{\beta(T_0)} M_1(t) d\beta \Rightarrow \int_0^{\beta(T_0)} M_f(f) d\beta = n \int_0^{\beta(T_0)} M_1(t) d\beta \quad (4.9)$$

Calcululele din relația (4.9) s-au efectuat pe o perioadă T_0 și se bazează pe proprietățile integralelor definite:

$$\int_a^{a+b} f(x) dx = \int_0^b f(x) dx = F(b) - F(0); \quad \int_a^b f(x) dx = \int_{a/k}^{b/k} f(kx) dx = F(b) - F(a) \quad (4.10)$$

Din relațiile de mai sus rezultă că între cuplul M_f la frecvența f și cuplul M_1 la frecvența $f_0 = 1$ Hz se obține egalitatea:

$$M_f = f M_1 \quad (4.11)$$

Din relația (4.11) rezultă că cuplul M_f dezvoltat la frecvența f a curentului care alimentează bobina este proporțional cu această frecvență f .

Această demonstrație este valabilă pentru orice tip de variație pe o perioadă a mărimii M_f , însă aceeași variație în timp pentru orice perioadă.

Cuplul poate fi modificat și prin reglarea amplitudinii curentului din bobină însă într-un domeniu restrâns; cuplul este maxim când amplitudinea curentului din bobină are valoarea maximă admisibilă.

4.2. Conversia magnetomecanică a energiei la un motor magnetostrictiv rotativ.

În procesul de conversie magnetomecanică a energiei elementul principal este dezvoltarea lucrului mecanic pe seama energiei magnetice a sistemului în acest scop se va calcula lucrul mecanic în funcție de alungirea materialului în procesul magnetostrictiv, [63, 64].

În câmpul magnetic relația dintre inducția magnetică B , polarizația magnetică $I = \mu_0 M = \mu_0 \kappa_m H = k_m H$ (M este magnetizația, κ_m este susceptivitatea magnetică) și intensitatea câmpului magnetic H se prezintă sub forma:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{I} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (4.12)$$

Variația densității de volum a energiei câmpului magnetic pentru corpuri omogene (vectorii H și B sunt coliniari) este:

$$d w_m = \vec{H} d \vec{B} = H d(\mu_0 H + I) = d \left(\mu_0 \frac{H^2}{2} \right) + H dI = d w_{mp} + d w_{mL}; \quad (4.13)$$

$$d w_{mp} = d \left(\mu_0 \frac{H^2}{2} \right); \quad d w_{mL} = H dI = d \left(k_m \frac{H^2}{2} \right)$$

În relația (4.13) mărimea $d w_{mp}$ este energia proprie a câmpului în vid și nu produce lucru mecanic; $d w_{mL}$ este energia care produce lucrul mecanic datorită prezenței în câmpul magnetic a corpului cu polarizația magnetică I și reprezintă lucrul mecanic pe unitatea de volum a corpului cu polarizație magnetică. Pentru porțiunea liniară a caracteristicii magnetostricțiunii se poate scrie relația: $\Delta L = \lambda_M H$; se poate calcula densitatea de energie magnetică în funcție de alungirea ΔL care intervine în procesul de conversie magnetomecanică a energiei:

$$d w_{mL} = d \left(k_m \frac{H^2}{2} \right) = d \left(k_m \frac{(\Delta L)^2}{2 \lambda_M^2} \right) \quad (4.14)$$

Conform teoremelor forțelor generalizate în câmpul magnetic (pentru curent constant), se poate calcula forța dezvoltată în direcția alungirii ΔL și apoi se calculează lucrul mecanic L_{m1} dezvoltat de această forță

$$F_{\Delta L} = \frac{d w_{mL}}{d(\Delta L)} = k_m \frac{\Delta L}{\lambda_M^2} \Rightarrow L_{m1} = \int_0^{\Delta L} \left(k_m \frac{\Delta L}{\lambda_M^2} \right) d(\Delta L) = k_m \frac{(\Delta L)^2}{2 \lambda_M^2} \quad (4.15)$$

Ultimul termen din relația (4.15) arată că lucrul mecanic L_{m1} este proporțional cu alungirea ΔL la patrat.

Lucrul mecanic dezvoltat în procesul magnetostricțiunii se poate calcula și pe altă cale considerând legea lui Hooke din mecanica elasticității.

Forța F rezultă din relația lui Hooke, $\Delta L = \lambda_H F$; se calculează lucrul mecanic elementar $d L_{m2}$, de unde rezultă lucrul mecanic L_{m2} , pentru o alungire dată ΔL :

$$d L_{m2} = F d(\Delta L) = \frac{\Delta L}{\lambda_H} d(\Delta L) \Rightarrow L_{m2} = \frac{1}{\lambda_H} \int_0^{\Delta L} \Delta L d(\Delta L) = \frac{\Delta L^2}{2 \lambda_H} \quad (4.16)$$

Pentru procese adiabatice în care căldura elementară din ecuațiile termodinamicii $\delta Q = 0$ se obține $L_{m1} = L_{m2}$.

$$L_{m1} = L_{m2} \Rightarrow \frac{k_m}{2 \lambda_M^2} = \frac{1}{\lambda_H} \quad (4.17)$$

În relația (4.17) se arată legătura între constantele fizice de material care au fost prezentate anterior

Relațiile (4.15) și (4.16) stabilite în această lucrare evidențiază un fapt remarcabil; lucrul mecanic dezvoltat în procesul magnetostricțiunii este proporțional cu patratul alungirii ΔL , acest fapt înseamnă că pentru acest motor trebuie să se utilizeze numai materiale *GMM* (Giant Magnetostrictive Materials). În prezent materialul preferat este Terfenol-D deși proprietățile

mecanice sunt inferioare materialului Galfenol însă acesta din urma are o alungire cu aproximativ 30% mai mică, adică lucrul mecanic se micșorează cu 50%.

Se consideră partea liniară a caracteristicii de magnetostricțiune (fig. 3.10.b); la variația câmpului H produs de curentul i_b care parcurge spirele bobinei de la valoarea $-H_{bm}$ la H_{bm} , (fig.4.10.a), creșterea alungirii ΔL are loc pe întreaga zonă liniară astfel se obține un maxim de alungire și aceasta conduce la performanțe ridicate ale motorului ; cuplul M_1 , (fig.4.10.b) are valoarea maximă posibilă pentru materialul magnetostrictiv folosit. In cazul in care campul magnetic H_{mp} al magnetului permanent este mai apropiat de campul magnetic H_2 (fig.4.10.c) unde incepe zona de saturatie, atunci amplitudinea H_{mps} este sensibil mai mica decat câmpul magnetic H_2 și ca urmare și alungirea magnetostrictivă este mai mica, iar performanțele actuatorului scad chiar dacă s-a folosit material *GMM*. Cuplul M_2 are o valoare mai mică decât cuplul M_1 , (fig.4.10.d), $M_2 < M_1$.

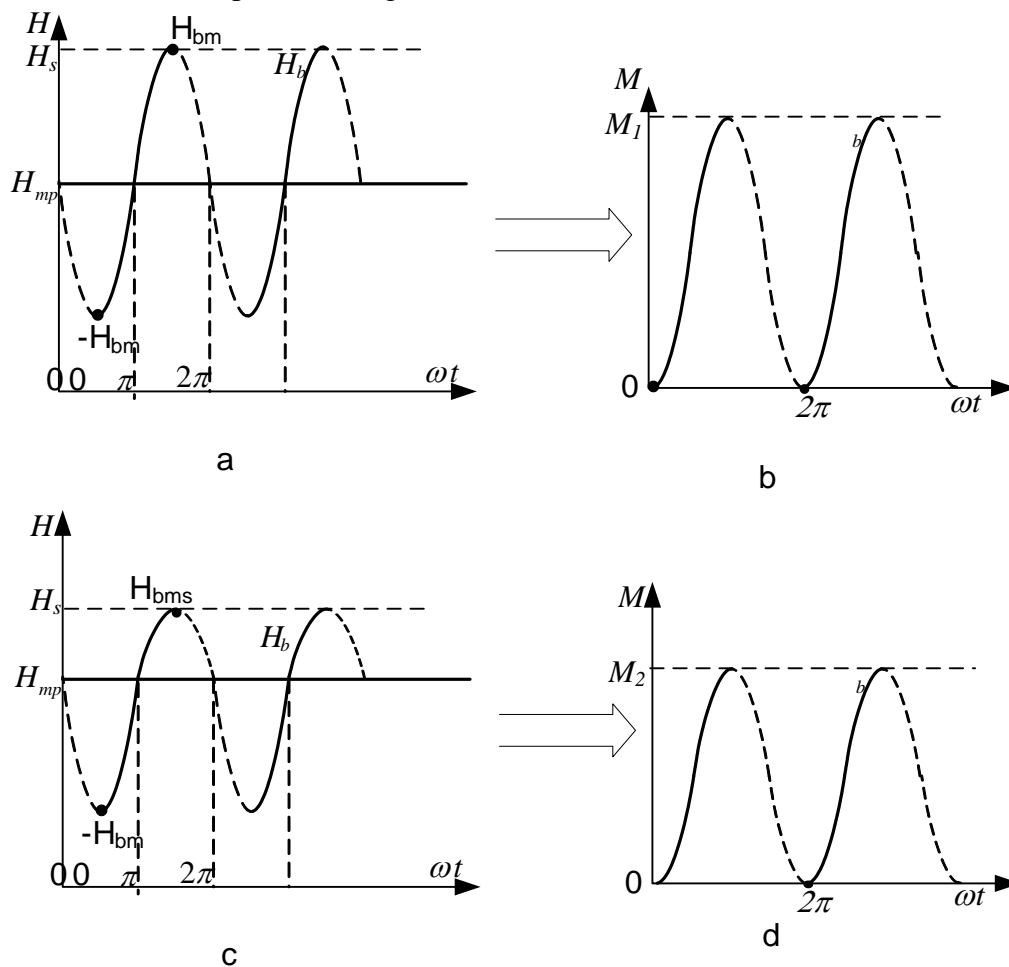


Fig. 4.10. Câmpul magnetic H care produce alungirea barei magnetostrictive (linia plină reprezintă partea activă a cuplului care acționează discul mobil rotoric) și cuplul M dezvoltat de motorul magnetostrictiv: a) Campul magnetic H_{mp} este poziționat la mijlocul porțiunii liniare a caracteristicii alungire – camp; b) Variația cuplului M în timp având valoarea maximă M_1 ; c) Campul magnetic H_{mp} este poziționat în apropierea zonei saturate. a caracteristicii alungire – camp; d) Variația cuplului M în timp având valoarea maximă M_2 .

Pentru un actuator performant cu material *GMM* este esențială egalitatea $H_{mp} = H_A$, (fig. 3.10.b).

4.3. Dreapta de revenire a magnetului permanent.

Pentru actuatorul motorului este necesar sa analizam deplasarea punctului de functionare al magnetului permanent pe dreapta de revenire, modificarea poziției dreptei de revenire si consecintele cu privire la performantele actuatorului.

Considerand ca fluxul magnetic de scapari al magnetului permanent se poate neglija ($\Psi_{sm} \equiv 0$) (fig. 4.4), atunci schema magnetica echivalenta are forma din figura 4.11. .

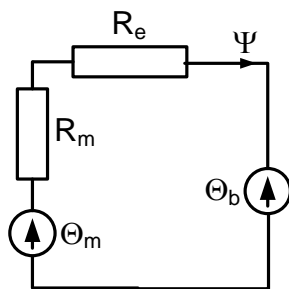


Fig. 4.11. Schema echivalenta a circuitului magnetic cu magnet permanent.

In aceasta schema magnetica s-au facut notatiile : $\Theta_m = -HL_m$ este solenatia echivalenta a magnetului permanent ; Θ_b este solenatia bobinei considerata demagnetizanta; R_m – reluctanta magnetului permanent, R_e – reluctanta circuitului exterior magnetului permanent ; Ψ – fluxul magnetic stabilit in circuitul magnetic.

Pe baza circuitului magnetic din figura 4.11 si a notatiilor din figura 4.4 se pot scrie relatiile :

$$\Psi(R_m + R_e) = \Theta_m - \Theta_b \Leftrightarrow HL_m + S_m B(R_m + R_e) = -\Theta_b ; \quad \Psi = S_m B ; \quad \Theta_m = -HL_m \quad (4.18)$$

Din relatia (4.18) se obtine ecuatia dintre marimele H si B ale magnetului permanent:

$$H = -\frac{\Theta_b}{L_m} - \frac{S_m(R_m + R_e)}{L_m} B;$$

$$\Theta_b = 0 \Rightarrow H = -\frac{S_m(R_m + R_e)}{L_m} B \quad (4.19)$$

A doua ecuatie din relatiile (4.19) reprezinta ecuatia dreptei de sarcina a magnetului permanent care in functie de parametrii circuitului magnetic pozitioneaza punctul de functionare pe curba de demagnetizare.

În paragraful 3.1 sunt prezentate o serie de elemente privind teoria și schemele echivalente ale magnetilor permanenti printre care și modificarea poziției dreptei de revenire, (fig. 3.3), care afectează câmpul magnetic H_{mp} . P_1 este punctul de pe curba de demagnetizare care corespunde inductiei magnetice remanente; dreapta de revenire este paralela (aproximativ) cu tangenta la curba de demagnetizare in punctul P_1 .

Se consideră starea de magnetizare corespunzătoare punctului P_2 , (fig. 3.3), prin care trece dreapta de revenire 1. Dreapta de sarcină (notată cu 2 este translatată cu mărimea Θ_d/L_m spre stânga conform primei ecuatiei din (4.19); punctul de funcționare P_3 pentru $\Theta_b = 0$ se deplasează în P_4 pentru $\Theta_d \neq 0$. Este posibil ca solenția de demagnetizare Θ_b sa fie de valoare relativ

ridicată și atunci punctul de intersecție al dreptei de sarcină cu curba de demagnetizare va fi punctul P' . În acest caz se schimbă și dreapta de revenire și devine dreapta 3 care trece prin P' . Pentru $\Theta_d \neq 0$, punctul de funcționare P_4 se deplasează în P'_4 . Inducția magnetică în punctul P'_4 este mai mică decât cea din punctul P_4 adică $B'_4 < B_4$; această inegalitate se menține și între intensitățile câmpului magnetic din aceste puncte (într-o măsură mai mică) și rezultă o micșorare a câmpului H_{mp} , adică este afectată valoarea lucrului mecanic dezvoltat de sistem.

Rezultatul important obținut în acest paragraf constă în aceea că dreapta de revenire sa rămană aceeași mereu în timpul funcționării; nu este permis să apară în bobina socuri de curent cu amplitudinea mai mare decât amplitudinea maxim admisibilă stabilită în proiectare.

4.4. Ecuația mișcării.

Expresia turației n a oricărui motor și în particular a motorului magnetostrictiv rotativ pentru orice regim de funcționare rezultă din ecuația mișcării rotorului; pentru regimul staționar când viteza unghiulară a rotorului Ω este constantă, ecuația devine o relație algebrică între cupluri (nu mai este o ecuație diferențială).

Ecuația de mișcare a rotorului are forma:

$$J \frac{d\Omega}{dt} = J \frac{\pi}{30} \frac{dn}{dt} = M_a - M_r ; \quad M_r = M_D + M_L \Leftrightarrow ; \quad M_D = D\Omega ; \quad M_a = M_f \quad (4.20)$$

unde cuplul rezistent (care se opune mișcării) M_r are mai multe componente, principala componentă este cuplul de sarcină M_L , alte cupluri reprezintă diferite tipuri de frecări mecanice sau cupluri parazite. În relațiile (4.20) s-au făcut notațiile: J – momentul de inerție al părții mobile; M_D – cuplul frecărilor vâscoase (frecările în lagăre); M_L – cuplul de sarcină cerut de instalația acționată (mașina de lucru). M_a – este cuplul activ

Caracteristica mecanică, $n = f(M_L)$, a motorului magnetostrictiv rezultă din ecuația mișcării rotorului (4.20) particularizată pentru regimul staționar în care viteza unghiulară a rotorului $\Omega = ct.$, $M_L = ct.$, $D \neq 0$ și rezultă:

$$\Omega = ct. ; \quad \Rightarrow \quad \Omega = \frac{\pi n}{30} = \frac{M_a - M_L}{D} \Rightarrow n = \frac{30}{\pi} \frac{M_a - M_L}{D};$$

$$M_a = M_f = f M_1 = F r_c \cos \alpha_0 = M$$

(4.21)

Datele pentru calcule sunt: $\cos \alpha_0 = 0,79$; $D = 23,6 \cdot 10^{-3} \text{ Nm/rpm}$

Pentru $D = 0$ și $M_L = K\Omega^n$, rezultă :

$$\Omega = ct. ; \quad \Rightarrow \quad M_a - M_L = 0 \Rightarrow \Omega^n = \left(\frac{\pi n}{30}\right)^n = \frac{M_a}{K} \Rightarrow n = \frac{30}{\pi} \sqrt[n]{\frac{f M_1}{K}} \quad (4.22)$$

Cele două cazuri (4.21) și (4.22) arată că dependența turației n de frecvență are forme diferite funcție de dependența componentelor cuplului rezistent M_r de viteza unghiulară Ω , respectiv funcție de turație n .

În cazul motorului magnetostrictiv, cuplul are expresia (4.6) și în acest caz ecuația mișcării are forma.

$$J \frac{d\Omega}{dt} = J \frac{\pi}{30} \frac{dn}{dt} = M(t) - M_r = M_0 + \sum_{k=1}^{\infty} M_{km} \cos(k\omega t + \alpha_k) - M_r$$

$$M_r = 0 \Rightarrow n = \frac{30}{J\pi} M_0 t + \frac{30}{J\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{M_{km}}{k\omega} \sin(k\omega t + \alpha_k) \quad (4.23)$$

Din relațiile (4.23) se constată :

1. Motorul nu poate funcționa în gol, primul termen arată că turația crește monoton în timp; acest fapt se explică prin aceea că valoarea cuplului M_0 nu depinde de turația n și ca urmare caracteristica mecanică nu se poate defini pentru orice cuplu de sarcină M_L , mai mult motorul nu funcționează stabil ($n=ct.$) nici la cuplu de sarcină M_L constant.

2. Procentual, armonicile turației au amplitudini mult mai mici decât armonicile cuplului, armonici de același ordin; amplitudinile armonicilor turației sunt invers proporționale cu ordinul armonicii și pulsația curentului din bobină; pentru frecvențe subunitare, amplitudinile armonicilor turației pot deveni importante.

4.4.1. Stabilirea variației în timp a vitezei unghiulare Ω pe baza unui model matematic simplificat.

În procesul conversiei energiei la pornire și la cuplul constant, armonicile de ordin superior se neglijează și se ia în considerație numai o parte din sinusoida primei perioade a cuplului din primele momente ale aplicării tensiunii și a prezenței cuplului M (fig. 4.12).

Considerând ca la $t = 0$, turația $n = 0$ se include și intervalul de pornire în care punctul de funcționare se deplasează pe primul segment al curbei cuplului magnetostrictiv (fig. 4.3) după care în următoarele momente se continuă cu cuplul M_0 . În figura 4.12 (linie plină) este reprezentată această variație a cuplului care se poate aproxima cu următoarea relație analitică:

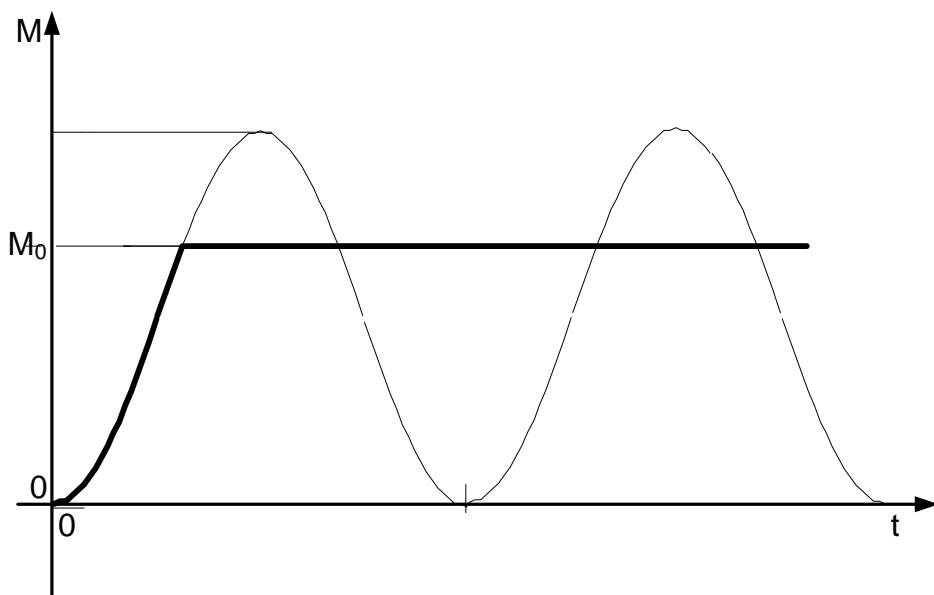


Fig.4.12. Variația în timp (aproximativă) a cuplului M .

$$M = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right) \right) \quad (4.24)$$

Constanta de timp T_c se alege astfel ca în primele momente panta curbei dintre 0 și M_0 (4.12) să fie aproximativ egală cu cea dată de relația (4.24).

Ecuția mișcării rotorului, cu relația (4.24), determină variația în timp a vitezei unghiulare Ω așa cum rezultă din relațiile următoare:

$$\begin{aligned} J \frac{d\Omega}{dt} &= J \frac{\pi}{30} \frac{dn}{dt} = M - M_r ; \quad M_r = M_C + M_D + M_L \leftrightarrow ; \quad M_D = D\Omega ; \quad M_C = ct. \\ J \frac{d\Omega}{dt} &= M - M_r = M - (M_C + M_D + M_L); \quad M = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right) \right) \\ \Rightarrow \frac{d\Omega}{dt} + \frac{D}{J} \Omega &= \frac{M_0}{J} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right) \right) - \frac{M_C + M_L}{J} = k_{m1} - k_{m2} \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right). \\ \frac{d\Omega}{dt} + k\Omega &= k_{m1} - k_{m2} \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right); \quad k = \frac{D}{J}; \quad k_{m1} = \frac{M_0 - (M_C + M_L)}{J}; \quad k_{m2} = \frac{M_0}{J} \\ \Rightarrow \Omega &= \frac{k_{m1}}{k} - \frac{k_{m2}}{k-1/T_c} \exp\left(-kt - \frac{t}{T_c}\right) + \left(\frac{k_{m2}}{k-1/T_c} - \frac{k_{m1}}{k} \right) \exp(-kt); \quad T_c < \frac{T}{3} \quad (4.25) \end{aligned}$$

M_C este cuplul frecărilor de tip Coulomb considerat constant ($M_C = ct.$).

Pentru factorul $k = 0$ și $M_r = 0$ (adică mersul în gol ideal), ecuația mișcării și viteza unghiulară Ω au expresiile:

$$J \frac{d\Omega}{dt} = M = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_c}\right) \right) \Rightarrow \Omega = \frac{\pi n}{30} = \frac{M_0}{J} t + \frac{M_0}{J} T \left[\exp\left(-\frac{t}{T_c}\right) - 1 \right] \quad (4.26)$$

Din relațiile (4.26) se constată că fără factorul k , care reprezintă sarcina motorului, motorul magnetostrictiv nu poate funcționa stabil. Dacă factorul k este diferit de zero, atunci viteza unghiulară Ω se stabilizează la o valoare constantă după primele momente ale procesului de pornire.

Pentru valori mari ale timpului t se atinge regimul permanent; expresia vitezei unghiulare din (4.25) devine:

$$\begin{aligned} t \rightarrow \infty \Rightarrow \exp\left(-kt - \frac{t}{T_c}\right) &\equiv 0; \quad \exp(-kt) \equiv 0 \Rightarrow \Omega = \frac{\pi n}{30} = \frac{k_{m1}}{k} = \frac{M_0 - (M_C + M_L)}{J} \\ k \rightarrow 0 &\Rightarrow \Omega \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (4.27)$$

Expresie vitezei unghiulare Ω (4.27) reprezintă caracteristica mecanică a motorului magnetostrictiv rotativ $\Omega = f(M_L)$ sau $n = f(M_L)$, care este o dreaptă căzătoare cu creșterea cuplului de sarcină M_L ; la $k = 0$, motorul se ambalează.

Acest model matematic pentru studiul motorului prezintă interes în regimul de scurtă durată; ca de exemplu în rotirea unei piese cu un anumit unghi cum se întâmplă în robotică, dar poate fi adaptat și la regimul intermitent de funcționare a motorului.

5. Construcția motorului magnetostrictiv rotativ.

În cadrul Departamentului de Micro și Nanoelectrotehnologii din ICPE-România s-a realizat un motor magnetostrictiv rotativ în care acționarea se face pe planul discului rotor; din figura 5.1 rezultă componentele constructive principale:

- 1 – actuator magnetostrictiv;
- 2 – sistem de poziționare al actuatorului magnetostrictiv;
- 3 – rotorul disc

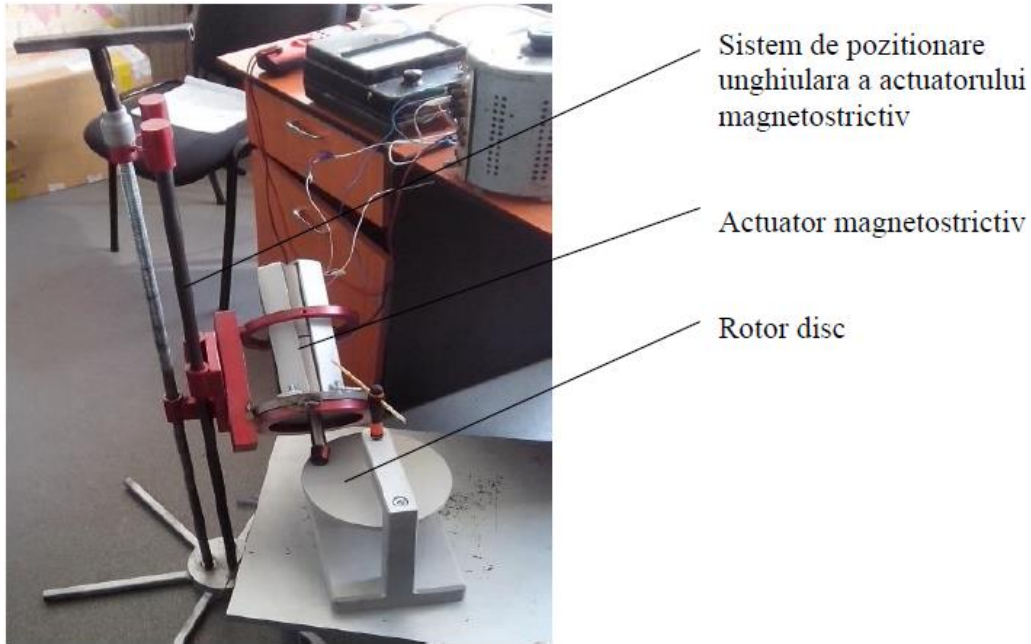


Fig. 5.1. Motorul magnetostrictiv rotativ, componente principale.

Au fost realizate componentele 2 și 3; piesele acestor componente au fost realizate la ICPE – România, iar altele la Institutul de Mecanică Fină.

În figura 5.2. este prezentată structura unui actuator magnetostrictiv (actuator ce operează asupra discului rotor), iar în figura 5.3. sunt prezentate reperele principale ale acestui actuator.

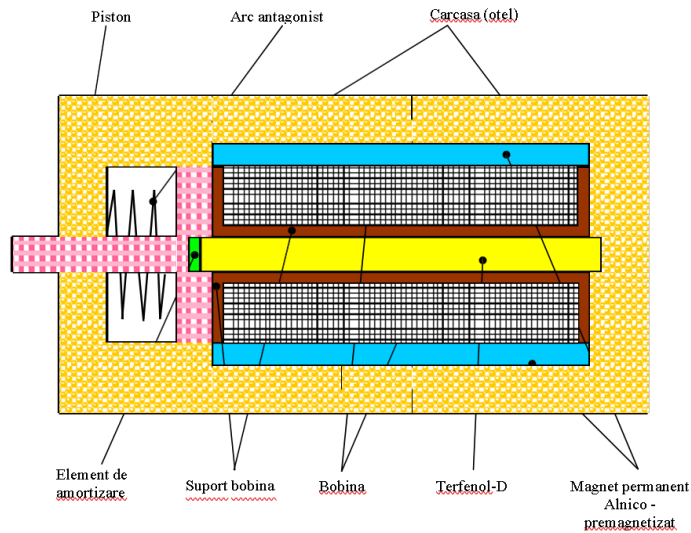


Fig.5.2. Structura unui actuator magnetostrictiv.

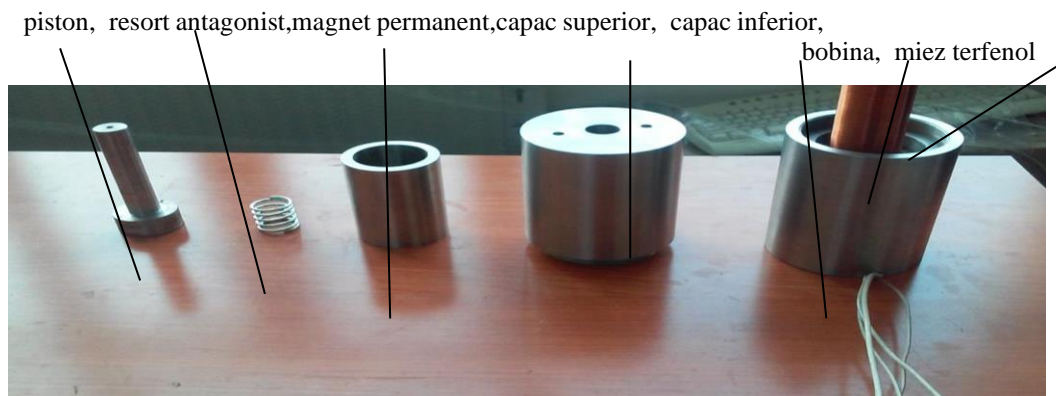


Fig.5.3. Reperle principale ale actuatorului.

5.1. Sistem de poziționare a actuatorului magnetostrictiv.

Acest sistem (fig. 5.4) are rolul de a poziționa actuatorul în raport cu discul rotor și de a obține unghiul de înclinare α_0 optim a elementului elastic de frecare față de suprafața rotorului, figura 4.1.



Fig. 5.4. Sistem de poziționare a actuatorului magnetostrictiv, vedere generală.

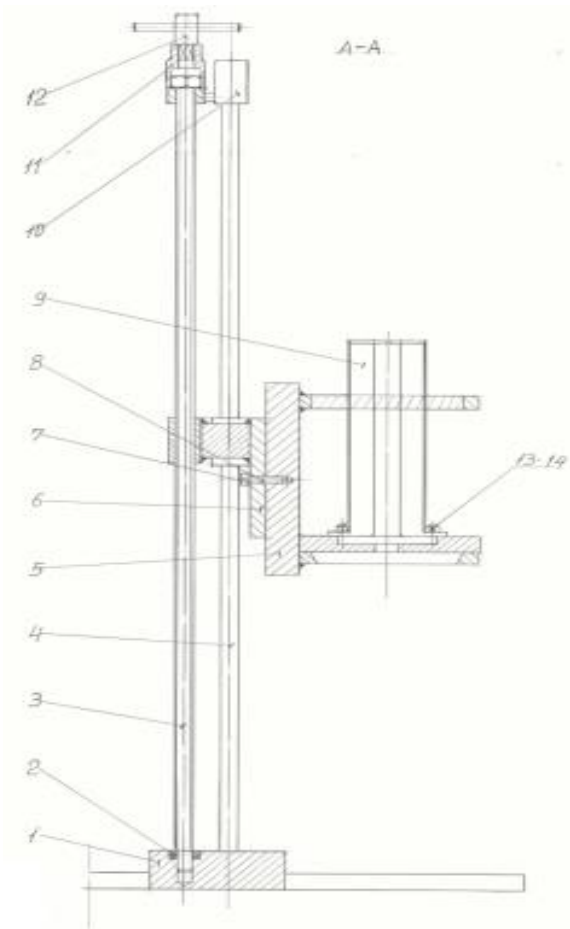


Fig. 5.6. Secțiune în plan vertical a sistemului de poziționare.

În tabelul 5.1 sunt prezentate piesele sistemului de poziționare după numerotarea din figurile 5.5 și 5.6. .

Tabelul 5.1. Piesele sistemului de poziționare

Pozitia	Denumirea	Nr. Desen(STAS)	Bucati	Material	Obs.
1	Platoul		1	OLC45	Subansamblu
2	Rulment axial	Seria 51102	1	RUL.	Comert
3	Coloana filetata		1	Grupa 6-8	Subansamblu
4	Coloana		2	OLC45-tras	
5	Suport inclinabil		1		Subansamblu
6	Suport mobil		1		Subansamblu
7	Șaiba		1		Comert
8	Șurub M8x35	STAS	1	Grupa 8-10	Comert
9	Lamela blocare		4	OL-50	
10	Suport ghidaj		1		Subansamblu
11	Cheie S27		1	Crom-Vanadiu	Comert
12	Antrenor		1	OLC45	
13	Șurub M8x25	STAS 5144	8	Grupa 8-10	Comert
14	Piulița M8	STAS	8	Grupa 6-8	Comert

Elemente tehnologice și desenele cu dimensiuni ale pieselor componente se prezintă în anexa 3.

5.2. Sistemul mobil (Rotorul disc).

În figura 5.7 se prezintă vederea de ansamblu a sistemului mobil. Rotorul disc este compus din trei elemente constructive: disc, ax și lagăre; în figura 5.8 sunt prezentate cele trei proiecții în sistemul tridimensional în care se evidențiază structura acestui subansamblu al motorului magnetostrictiv, iar în tabelul 5.2 sunt prezentate caracteristicile pieselor componente.



Fig. 5.7. Vedere generală a sistemului mobil.

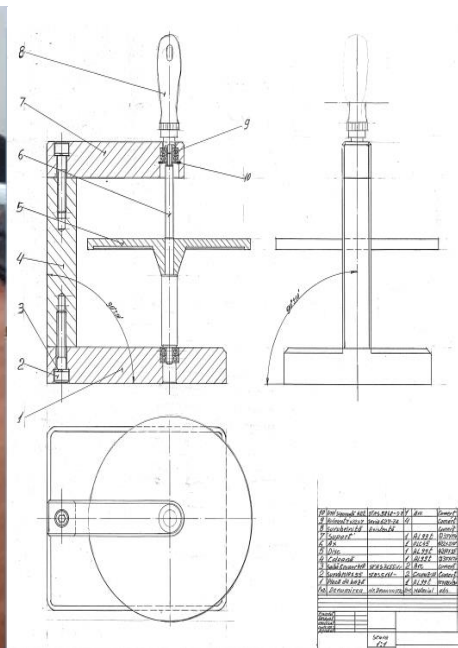


Fig. 5.8. Desenul tehnic al rotorului disc.

6. Măsurători în cadrul studiului experimental.

Sistemul de măsurare a fost realizat și adaptat la cerințele impuse de noul motor. Un stand de proba specific incercarilor motorului magnetostrictiv cuprinde: transformatorul, amplificatoarele de tensiune, convertizorul static de frecvență și aparatele de măsură (voltmetrul digital, ampermetrul digital, osciloscop, micropalpator, dinamometre pentru măsurarea forțelor- tip Correx elvețiene cu domeniul de măsură 0,2 – 200 cN, torcmetru pentru măsurarea cuplurilor - în engleză torquemeter).

Un stand de proba specific incercarilor motorului magnetostrictiv, este prezentat în fig.6.1.



a

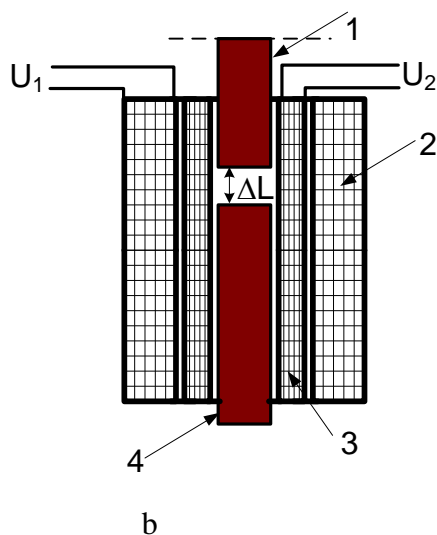


Fig. 6.1. Stand de proba pentru un motor magnetostrictiv rotativ(vezi Fig. 5.1.): a) torquemtru (torquemeter); b) schița de principiu a funcționării micropalparatorului:
Ca și alte tipuri de aparate, torquemtru este un aparat care printr-un dispozitiv numit traductor de cuplu convertește cuplul într-un semnal electric, care poate fi prelucrat de instrumente de măsurat sau calculatoare.

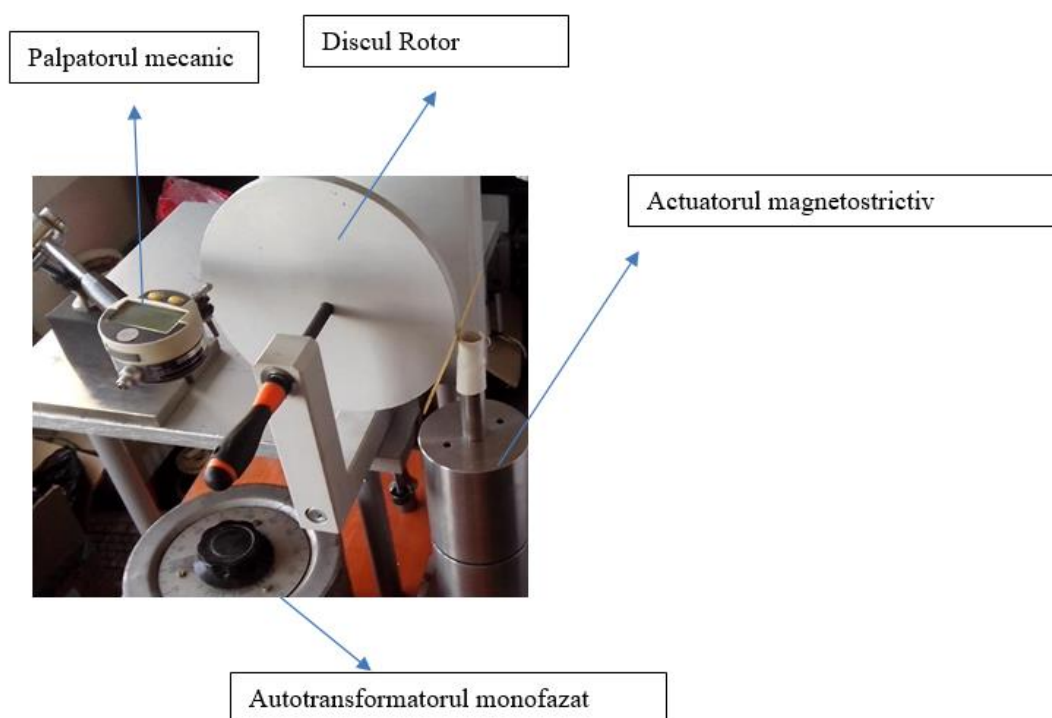


Fig.6.2. Modul de fixare al palparatorului pentru masurarea batailor si abaterii suprafetei rotorului disc in directie axiala si stand de proba pentru motorul magnetostrictiv

Construcția micropalparatorului este, în principiu, similară transformatorului cu diferența că există un spațiu de aer ΔL având înălțimea egală cu valoarea maximă a alungirii magnetostrictive, (fig. 6.1.c). Când se alimentează bobina actuatorului(primarul) cu un curent

de frecvență f , atunci întrefierul se modifică cu frecvența $2f$; cu aceeași frecvență se modifică și reluctanța zonei întrefierului. Dacă înfășurarea primară a micropalpatorului se alimentează cu tensiunea U_1 , atunci prin circuitul magnetic (format din tije și exteriorul bobinelor) se stabilește un flux care va varia în timp cu frecvența $2f$ și va induce în înfășurarea secundară o t.e.m. la borne, astfel se obține tensiunea U_2 care apoi este transmisă unui aparat special la care se poate citi direct alungirea magnetostrictivă. Palpatorul s-a folosit și pentru verificarea planeității rotorului disc, (fig. 6.2).

7. Date experimentale și simulări.

7.1. Date experimentale.

Pentru teza de doctorat, în cadrul Departamentului de Micro și Nanoelectrotehnologii din ICPE-România s-a realizat un motor magnetostrictiv rotativ în care acționarea se face pe planul discului rotor. Motorul a fost realizat în scopul verificării elementelor de teorie elaborate în această lucrare: poziția punctului A_T determinată de câmpul magnetic al magnetului permanent (fig.5.b), măsurarea alungirii și forței magnetostrictive funcție de câmpul magnetic, constanta lui Hooke; caracteristica mecanică experimentală. S-a elaborat o metodă experimentală pentru verificarea poziției punctului A_T care s-a aplicat actuatorului motorului realizat. Pentru efectuarea experimentărilor, motorul este prevăzut cu un sistem de poziționare unghiulară a actuatorului care permite efectuarea unui număr mare de experimentări; studiul experimental a constituit părți a mai multor articole publicate, [61].

A. Un prim set de experiențe se referă la variația cuplului dezvoltat de motor în funcție de frecvența curentului care parcurge bobina. S-a luat ca referință valoarea cuplului M_r măsurată la 50 Hz, apoi s-au calculat celelalte valori. Datele din tabelul 7.1 pun în evidență proporționalitatea dintre cuplul care acționează discul rotoric și frecvența curentului care alimentează bobina actuatorului, adică relația (4.11); se constată că abaterile sunt acceptabile din punct de vedere tehnic. Aceste măsurători s-au efectuat pentru diferite valori ale curentului efectiv din bobină din care s-au reținut datele din tabelul 7.1, toate experimentările efectuate confirmă relația (4.11).

Tabelul 7.1

$I = 2 \text{ A}$

f [Hz]	M_r [Nm] Calculat	M_r [Nm] masurat
50	$11 \cdot 10^{-3}$	$11 \cdot 10^{-3}$
80	$17,6 \cdot 10^{-3}$	$15,5 \cdot 10^{-3}$
100	$22 \cdot 10^{-3}$	$21,3 \cdot 10^{-3}$
120	$26,4 \cdot 10^{-3}$	$26 \cdot 10^{-3}$
150	$33 \cdot 10^{-3}$	$31 \cdot 10^{-3}$

B. Următorul test experimental constă în verificarea coincidenței punctului de funcționare al magnetului permanent cu punctul din mijlocul porțiunii liniare a caracteristicii magnetostrictive. În lucrare s-a elaborat o metodă cu două variante pentru această verificare, (fig. 3.10). Această verificare se poate realiza atât prin înregistrarea variației în timp a alungirii ΔL , cât și prin alimentarea în curent continuu a bobinei cu schimbarea sensului curentului. Experimentările efectuate în acest caz au avut în vedere alimentarea în curent

continuu a bobinei actuatorului. In tabelul 7.2 se dau date cu privire la cele două senzuri ale curentului continuu.

Importanță este măsurarea la un curent maxim admisibil pentru bobină pentru a se avea în vedere toată zona liniară a materialului magnetostrictiv utilizat.

Tabelul 7.2.

I [A]	1,1	1,8	2,25	3
ΔL [$\mu\text{m} = 10^{-6}\text{m}$]	12	18	21	25
$-I$ [A]	-1,1	-1,7	-2,18	-3
ΔL [$\mu\text{m} = 10^{-6}\text{m}$]	9,8	17,1	20,4	23,8

Datele experimentale din Tabelul 7.2 arată că pozițiile celor două câmpuri magnetice H_{Am} și H_A corespund funcționării performante, (fig. 3.10.d). Diferențele dintre valorile mărimii ΔL , la aceeași valoare a curentului, pentru cele două senzuri sunt acceptabile. Metoda poate fi utilizată pentru orice tip de actuator, în special pentru prototipuri, pentru a determina concordanța între datele experimentale și datele de proiectare. Poate fi utilizată și pentru verificări după anumite perioade de funcționare a actuatorului.

C. Caracteristica mecanică a motorului magnetostrictiv, $n = f(M_L)$, rezulta din ecuația de mișcare a rotorului particularizată pentru regimul staționar, în care viteza unghiulară a rotorului Ω este constantă pentru cuplul de sarcină constant; cuplul M se calculează cu relația (4.2). Relația (4.21) reprezintă ecuația caracteristicii mecanice în care viteza de rotație n depinde liniar de cuplul M_L . Măsurătorile sunt prezentate în tabelul 7.4. .

Tabelul 7.4.

U [V] măsurat	f [Hz] măsurat	n [rpm], măsurat	n [rpm] calculat	M [Nm] calculat	M_L [Nm] măsurat
100	100	12	12,3	$30,4 \cdot 10^{-3}$	0
100	100	6	6,22	$30,4 \cdot 10^{-3}$	$15 \cdot 10^{-3}$
100	100	5	5,01	$30,4 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$
100	100	3,5	3,39	$30,4 \cdot 10^{-3}$	$22 \cdot 10^{-3}$
100	100	1,5	1,78	$30,4 \cdot 10^{-3}$	$26 \cdot 10^{-3}$
100	150	15	16,08	$39,8 \cdot 10^{-3}$	0
100	150	8	7,6	$39,8 \cdot 10^{-3}$	$21 \cdot 10^{-3}$
100	150	7	6,72	$39,8 \cdot 10^{-3}$	$23 \cdot 10^{-3}$
100	150	5	4,76	$39,8 \cdot 10^{-3}$	$28 \cdot 10^{-3}$
100	150	3	2,75	$39,8 \cdot 10^{-3}$	$33 \cdot 10^{-3}$

Se constată că turația la mersul în gol este limitată de pierderile în lagăre conform ecuației mișcării (4.20), cuplul M_D ; pentru $D = 0$ rezultă teoretic $n \rightarrow \infty$.

Tabelul 7.4 prezintă valorile pentru două caracteristici mecanice, $n = f(M_L)$, pentru $U = 100$ V, $f = 100$ Hz și pentru $U = 100$ V, $f = 150$ Hz. S-a observat că diferențele între vitezele măsurate și calculate sunt sub 10%, care pot fi considerate acceptabile. Constanta D a fost determinată prin câteva teste asupra motorului utilizând relația (4.21).

Testele experimentale efectuate presupun printre altele:

- metodă de verificare experimentală a punctului de funcționare a magnetului permanent și coincidența acestui punct cu mijlocul porțiunii liniare a caracteristicii alungire – câmp;

- determinarea cuplului activ la axul motorului prin măsurarea forței dezvoltate la magnetostricțiune și înmulțirea ei cu raza punctului de contact a elementului elastic de frecare cu discul rotor;
- s-a stabilit caracteristica mecanică a motorului la cuplul de sarcină constant (nu depinde de viteza de rotație) și pentru valori mari ale cuplului M_L tinde spre o linie dreaptă cu o pantă negativă în sistemul de referință (M_L, n), $M_L \neq 0$.

7.2. Simulări ale ecuației mișcării.

Pe baza celor prezentate în paragraful 4.4 (ecuația mișcării) se va prezenta ecuația mișcării sub forma :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{30}{J \pi} M_a - \frac{30}{J \pi} (M_0 + D \Omega + K \Omega^n); \quad n > 1 \quad (7.1)$$

Cuplul M_a are forma din figura 4.3.

Simulările efectuate se prezintă în figura 7.2.

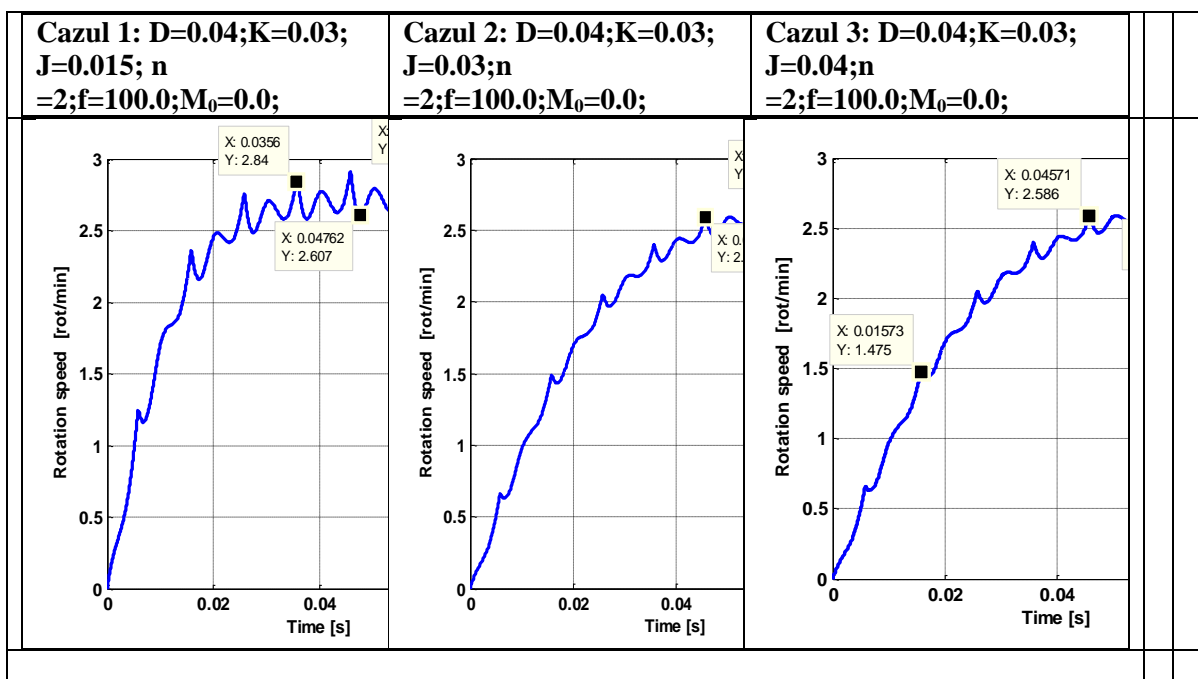


Fig. 7.1. Simulările ecuației mișcării 7.1 pentru $n=2$

În ecuația 7.1 sunt prezente cuplul pierderilor în lagăre $D \Omega$ și cuplul de sarcină $M_L = M_L + K \Omega^n$; în tehnica acționărilor electrice cuplurile de sarcină M_L sunt de o varietate foarte mare, în această lucrare s-a ales o formă des utilizată.

Cuplul M_a are o variație periodică în timp fapt care determină procesul de pornire, oscilațiile care apar în curba turației sunt determinate de acest cuplu; amplitudinile acestor oscilații descresc odată cu creșterea momentului de inerție J . Timpul de pornire având o durată mică nu modifică semnificativ forma curbei.

8. Contribuții originale și lucrările publicate prin intermediul cărora au fost diseminate rezultatele obținute.

Rezultatele obținute în această lucrare permit o îmbunătățire a sistemului de proiectare și o utilizare eficientă a materialelor magnetostrictive pentru ca motorul să funcționeze la performanțe ridicate. În continuare se face o prezentare succintă a principalelor contribuții aduse în prezenta teză de doctorat.

- Pentru o interpretare și un calcul precis al reluctanțelor tronsoanelor circuitului magnetic, care au pierderi prin histerezis, s-a analizat ciclul de histerezis, acesta s-a echivalat cu două componente: o componenta care corespunde proceselor de magnetizare reversibile reprezentată printr-o dreaptă și o componentă care corespunde proceselor de magnetizare ireversibile reprezentată printr-o elipsă ale cărei axe coincid cu axele de coordonate. Componentele permeabilității complexe (μ_r' și μ_r'') sunt interpretate geometric și conduc la calculul celor două reluctanțe: R_c – reluctanță conservativă (partea reală a reluctanței complexe) și R_d – reluctanță disipativă (partea imaginară a reluctanței complexe) și nu reactanță inductivă cum se folosește în unele lucrări; Reluctanțele circuitului magnetic trebuie calculate cu precizie și peste anumite frecvențe nu trebuie neglijate reluctanțele disipative pentru tronsoanele feromagnetice din circuitul magnetic.
- Se evidențiază succesiunea de fenomene care conduc la apariția magnetostricțiunii: momente magnetice de spin necompensate ale atomului materialului magnetostrictiv; funcție de energia disponibilă, sunt ordonați pe *învelisuri energetice* și atomul are un moment magnetic rezultat diferit de zero; se formează domenii Weiss de formă paralelipipedică și fiecare domeniu conține un mare ridicat de atomi, momentele magnetice fiind paralele și rezultă magnetizarea spontană diferită ca valoare de zero; într-un câmp magnetic exterior, aceste domenii se orientează în direcția câmpului și se obține fenomenul de magnetostricțiune.
- În procesul de conversie magnetomecanică a energiei, precum și transmisia energiei între sistemele fizice lucrul mecanic are un rol esențial, evident, acest fapt este valabil și în procesul de conversie magnetomecanică a energiei, (pentru sisteme adiabactice dacă $\delta Q = 0$). Lucrul mecanic transmis discului rotor depinde esențial de alungirea materialului sub influența câmpului magnetic H ; numai pentru valori mari ale mărimii ΔL , are loc o conversie electromecanică avantajoasă, se stabilește că lucrul mecanic este proporțional cu valoarea alungirii ΔL la pătrat.
- **Se demonstrează că funcționarea** performantă a actuatorului are loc când punctul de funcționare al magnetului permanent coincide cu valoarea câmpului magnetic de la jumătatea porțiunii liniare a caracteristicii alungire-câmp a materialului magnetostrictiv utilizat (zona în care panta este maximă), se obține un cuplu mare și bobina are un consum mic de energie electrică.
- S-a elaborat o metodă experimentală de verificare a situației de la punctul anterior în două variante: a) înregistrarea variației în timp a alungirii și interpretarea formei acesteia; b) alimentarea în curent continuu a bobinei și se măsoară alungirea pentru sensul direct și apoi pentru sensul invers al curentului. Dacă cele două valori ale alungirii sunt egale, atunci datele cerute corespund. Prezintă interes această metodă pentru prototipuri; pentru a obține soluția dorită se modifică reluctanțele unor zone ale circuitului magnetic. Metoda poate fi utilizată și pentru verificări periodice în timpul funcționării motorului.

• Folosind egalitatea dintre lucrul mecanic dezvoltat de bara magnetostrictivă și cuplul care pune în mișcare discul rotoric se demonstrează că valoarea cuplului M_f dezvoltat la frecvența f a curentului care alimentează bobina este proporțional cu această frecvență f , adică:

$$M_f = f M_1$$

Unde M_1 este valoarea cuplului la frecvența $f_0 = 1$ Hz

Această demonstrație este valabilă pentru orice tip de variație pe o perioadă a mărimii M_f , însă să aibă aceeași variație în timp pentru orice perioadă, în caz contrar relația stabilită devine o sumă în care numărul de termeni este egal cu frecvența curentului.

Cuplul poate fi modificat și prin reglarea amplitudinii curentului din bobină însă într-un domeniu restrâns; cuplul este maxim când amplitudinea curentului din bobină are valoarea maximă admisibilă.

• Din ecuația mișcării de rotație se obține variația turației funcție de forma cuplului rezistent M_r ; dacă acest cuplu este constant, atunci nu se obține un regim permanent – în particular – motorul nu poate funcționa în gol. Pentru o funcționare în regim permanent este necesar și suficient ca doar o componentă a cuplului rezistent M_r ; să depindă de turație. Forma caracteristicii mecanice depinde de modul de variație în funcție de turație a componentelor cuplului M_r . Pot funcționa în condiții performante în regim de scurtă durată (apropiat de regimul intermitent) cum se întâmplă în robotică, tehnica medicală.

• Autorul a realizat în cadrul Departamentului de Micro și Nanoelectrotehnologii din ICPE-România un motor magnetostrictiv rotativ, a dimensionat și executat sistemul de fixare și sistemul mobil, parte din piese au fost realizate la Institutul de Mecanică Fină.

• Sistemul de măsurare a fost realizat și adaptat la cerințele impuse de noul motor. La această aplicație s-au utilizat două amplificatoare de tensiune de clasa D care reprezintă un mod nou de realizare a dublării amplitudinii semnalului de ieșire între 50-150 Hz. S-a utilizat un ansamblu din care mai fac parte un transformator, un driver de tensiune conectat la un generator de semnal, un osciloscop și actuatorul magnetostrictiv.

Ansamblul format din generator, amplificator, transformator, osciloscop, multimetru

formează platforma minimă pentru măsurătorile efectuate la actuatorul magnetostrictiv.

Ansamblul necesar obținerii amplitudinii dorite și afisării mărimii acesteia în vederea studierii alungirii și contracției miezului feromagnetic reglând în timp real tensiunea de alimentare a actuatorului.

- S-au elaborat articole în legătura cu subiectul tezei care au fost publicate la conferințe și simpozioane: în continuare sunt prezentate aceste lucrări.

[1']. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, “**The Rotary Magnetostrictive Motor: a Promising Solution for Low Power Actuators**”, Annals of the University of Craiova, Electrical Engineering series, No. 42, Issue 2, 2018; ISSN 1842-4805, pp. 10 - 28.

[2']. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, „**Considerații privind funcționarea motorului magnetostrictiv rotativ**”, Proc. SME'16 Ediția a XII-a, București 9 noiembrie 2018 ISSN: 1843-5912, pe CD, pp. 61-72.

[3']. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, “**Optimal Operation of the Rotary Magnetostrictive Motor**”, Publisher: IEEE, IEEE Xplore, [2018 International Conference on Applied and Theoretical Electricity \(ICATE\)](#),

DOI: [10.1109/ICATE.2016.7754705](#), 978-1-5386-3806-4/18/\$31.00 ©2018 IEEE, Page(s): 1 – 6.

[4']. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Mihai Iordache, Neculai Galan, „**Rotary Magnetostrictive Motor**”, Proc. of the 12th International Conference on Electromechanical and Power Systems, SIELEM 2019, October 11-14, 2019, Chișinău Rep. MOLDOVA, IEEE Xplore, 978-1-4673-7488-0/15/\$31.0 2015IEEE, DOI: [10.1109/SIELMEN.2017.8123295](#) , Publisher: IEEE, pp. 1-7 (in press).

[5']. Mircea Ignat, **Alexandru Dalea**, “**Short Introduction on the Magnetostrictive Motor**”, National Institute for Research and Development in Electrical Engineering (INCDIE ICPE-CA), Splaiul Unirii, No. 313, District 3, 030138, Bucharest, Romania, ISSN: 2069-1505.

[6']. **DALEA A.**, **IGNAT M.**, **DELEANU S.**, **IORDACHE M.**, **GALAN N.**, “**New Aspects in Rotary Magnetostrictive Motor Operation**”, in Electrotehnica, Electronica, Automatica (EEA), 2018, vol. 66, no. X, pp. XX-XX, ISSN 1582-5175.

- S-au elaborat articole în legătura cu subiectul tezei care au fost doar comunicate:

[7']. Mircea Ignat, **Alexandru Dalea**, Neculai Galan, *INCDIE ICE CA,**UPB-Facultatea de Inginerie Electrica, “**Incercările preliminare ale unui motor magnetostrictiv**”, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE SME'15– 23 Octombrie, 2015.

[8']. Mircea Ignat, **Alexandru Dalea**, Neculai Galan,” **Motor magnetostrictiv rotativ**”, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE SME'15–23 Octombrie, 2015.

[9']. Mircea Ignat, **Alexandru Dalea**, Neculai Galan,INCDIE ICE CA,**UPB-Facultatea de Inginerie Electrica, “**ASPECTE TEORETICE SI EXPERIMENTALE PRIVIND REGIMUL DINAMIC AL CONTACTULUI MECANIC LA MOTORUL MAGNETOSTRICTIV ROTATIV**”, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE SME'16 – 11 Noiembrie, 2016.

[10']. **Alexandru Dalea**, Codarnai Mihai, Ion Ion-Aurel, “**MOD DE ALIMENTARE A ACTUATORULUI MOTORULUI MAGNETOSTRICTIV**”, SME'17-10 noiembrie, Editia 13, UPB Bucuresti.

BIBLIOGRAFIE

- [1]. E. Burzo, "Fizica fenomenelor magnetice(Physics of the magnetic phenomena)", Ed.Academiei Române, București, 1982
- [2]. Horia Gavrilă, Horia Chiriac, Arthur Yelon, Ionita Valentin, "Magnetism tehnic și aplicat(Technical and applied magnetism)", Editura Academiei Române, București, 2000
- [3] M.Ignat, N.Galan,A.Dalea, "Short Introduction on the magnetostrictive motor" Bulletin of Micro and Nanoelectrotechnologies, nr.1-2, 2015,pp. 29- 34.
- [4] J. M. Vranish, D. P. Naik, "Magnetostrictive Direct Drive Rotary Motor Development", NASA GoddardSpace Flight Center, Greenbelt, MD 20771;
- [5] M. Ignat, G. Zarnescu, I. Puflea, Al. Catanescu, L.Paslaru, V. Stoica, "Actuatori electromagnetici", Ed.Electra, 2008, pp. 22-50;
- [6] M. Ignat, I.Ardelean, G. Zarnescu, S. Soltan, "Micro-actionari neconventionale", Ed. Electra, 2006,pp.22-54.
- [7]. Zhi Li, Xiuyu Zhang, Guo-Ying Gu, *Member, IEEE*, Xinkai Chen, *Senior Member, IEEE*, and Chun-Yi Su, *Senior Member, IEEE*, [A Comprehensive Dynamic Model for Magnetostrictive Actuators Considering Different Input Frequencies With Mechanical Loads](#), IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRIAL INFORMATICS, VOL. 12, NO. 3, JUNE, pp. 980 – 990, 2016.
- [8]. J. S. Park , O. K. Oh , Y. W. Park, and N. M. Wereley, A Novel Concept and Proof of Magnetostrictive Motor , IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 49, NO. 7, JULY 2013, pp. 3379 – 3382
- [9]. F. Claeysen, N. Lhermet, R. Letty, and P. Bouchilloux, "Design and construction of a resonant magnetostrictive motor," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, pp. 4749-4751, 1996.
- [10]. Z. Cao and J. Cai, "Design of a giant magnetostrictive motor driven by elliptical motion," *Sens. Actuat. A*, vol. 118, pp. 332-337, 2004.
- [11]. N. Zhou, C. C. Blathley, and C. C. Ibeh, "Design and construction of a novel rotary magnetostrictive motor," *Appl. Phys. J.*, vol. 105, pp.113-115, 2009.
- [12]. L.G. Bujoreanu, Materiale inteligente, Editura Junimea, Iași, 2002.
- [13] . <http://tdvib.com/terfenol-d/>
- [14]. <http://tdvib.com/galfenol/>
- [15] M. B. Moffett, "Characterization of Terfenol-D for magnetostrictive transducers," *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 89, pp. 1448-1455, 1991.
- [16]A. Arnau, *Piezoelectric Transducers and Applications*. New York:Springer-Verlag, 2004.
- [17] F.T. Calkins, M.J. Dapino and A.B. Flatau, "Effect of prestress on the dynamic performance of a Terfenol-D transducer", Proceedings of SPIE Smart Structures and Materials 1997, Vol. 3041, pp. 293-304, San Diego, CA, March 1997.
- [18] R. Kellog, A. Flatau, Aerospace Eng. & Eng., Mechanics, Iowa State University, IA50011, Blocked force investigation of a Terfenol-D transducer,1999 SPIE's Symposium on Smart Structures and Materials, paper # 3668-19.
- [19]. O. Bottauscio, M. Chiampi, A. Lovisolo, P. E. Roccato, and M. Zucca, "Dynamic modelling and experimental analysis of Terfenol-D rods for magnetostrictive actuators," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, 2008, 07F121/1-3.
- [20]A. E. Clark, M. Wun-Fogle, and J. B. Restorff, and T. A. Lograsso, "Magnetostrictive properties of galfenol alloys under compressive stress," *Mater. Trans.*, vol. 43, no. 5, pp. 881-886, 2002.
- [21]. J. Zhou, M. Huang, X. Wang, and W. Song, "Development of a magnetostrictive drive rotary motor driven by circular parallel movement," *Smart Mater. Struct.*, vol. 16, pp. 2063-2066, 2007.
- [22]. S. Karunanidhi and M. Singaperumal, "Design, analysis and simulation of magnetostrictive actuator and its application to high dynamic servo valve," *Sens. Actuators A, Phys.*, vol. 157, no. 2, pp. 185-197, 2010

- [23] R. R. Basantkumar, B. J. H. Stadler, W. P. Robbins and E. M. Summers, "Integration of Thin-Film Gallenol With MEMS Cantilevers for Magnetic Actuation," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 10, pp. 3102-3104, 2006.
- [24]. A. E. Clark, J. B. Restorff, M. Wun-Fogle, T. A. Lograsso and D. L. Schlager, "Magnetostrictive properties of body-centered cubic Fe-Ga and Fe-Ga-Al alloys.," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 5, pp. 3238-3240, 2000.
- [25]. Olabi A.G., Grunwald A., "Design and application of magnetostrictive materials", *ScienceDirect, Materials and Design*, No. 29 (2), 2008, pp. 469-483, ISSN 0261-3069.
- [26]. **Cătănescu Alexandru-Laurențiu Acționări neconvenționale utilizând actuatori magnetostrictivi, Teză de doctorat. Conducător științific ,prof. dr. ing. Cezar Fluerașu, Bucuresti, 2014.**
- [27]. S. C. Cao, B. Wang, J. Zheng, W. Huang, Y. Sun, and Q. Yang, "Modeling dynamic hysteresis for giant magnetostrictive actuator using hybrid genetic algorithm," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, pp. 911-914, 2006
- [28]. M. J. Sablik and D. C. Jiles, "Coupled magnetoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, pp.2113-2123, 1993.
- [29]. M. J. Dapino, R. C. Smith, and A. B. Flatau, "Structural magnetic strain model for magnetostrictive transducer," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 3, pp. 545-556, 2000.
- [30]. R. C. Smith, M. J. Dapino, and S. Seelecke, "Free energy model for hysteresis in magnetostrictive transducers," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp.458-466, 2003.
- [42]. F. Claeysen, N. Lhermet, R. Letty, and P. Bouchilloux, "Design and construction of a resonant magnetostrictive motor," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, pp. 4749-4751, 1996.
- [43]. H. Yoshioka, H. Shinno, and H. Sawano, "A newly developed rotary-linear motion platform with a giant magnetostrictive actuator," *CIRP Ann.-Manuf. Technol.*, vol. 62, no. 1, pp. 371-374, 2013.
- [44]. F. Claeysen, N. Lhermet, R. Le Letty, and P. Bouchilloux, "Actuators, transducers and motors based on giant magnetostrictive materials," *J. Alloys Compd.*, vol. 258, no. 1/2, pp. 61-73, Aug. 1997.
- [45]. P. Campbell, *Permanent Magnet Materials and Their Applications*. New York: Cambridge Univ. Press, 1994.
- [50]. *J.S. Park, O.K. Oh, Y.W.Park, N.M. Wereley*; "A Novel Concept and Proof of Magnetostrictive Motor", *IEEE Transactions on Magnetics* , vol. 49, NO 7 July, 2013, pp 3379 – 3382
- [51] T. Akuta, "Rotational-type actuators with terfenol-D rods," in *Proc 3rd Actuator Conf.* , 1992, pp. 244-248.
- [54]. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, "Optimal Operation of the Rotary Magnetostrictive Motor", Publisher: IEEE, IEEE Xplore, [2018 International Conference on Applied and Theoretical Electricity \(ICATE\)](https://doi.org/10.1109/ICATE.2016.7754705), DOI: [10.1109/ICATE.2016.7754705](https://doi.org/10.1109/ICATE.2016.7754705), 978-1-5386-3806-4/18/\$31.00 ©2018 IEEE, Page(s): 1 - 6.
- [55]. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, "The Rotary Magnetostrictive Motor: a Promising Solution for Low Power Actuators, *Annals of the University of Craiova, Electrical Engineering series*, No. 42, Issue 2, 2018; ISSN 1842-4805, pp. 10 - 28.
- [56]. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Mihai Iordache, Neculai Galan, „Rotary Magnetostrictive Motor”, *Proc. of the 12th International Conference on Electromechanical and Power Systems, SIELEM 2019*, October 11-14, 2019, Chișinău Rep. MOLDOVA, IEEE Xplore, 978-1-4673-7488-0/15/\$31.0 2015IEEE, DOI: [10.1109/SIELMEN.2017.8123295](https://doi.org/10.1109/SIELMEN.2017.8123295) , Publisher: IEEE, pp. 1-7 (in press).
- [57]. **Alexandru Dalea**, Mircea Ignat, Sorin Deleanu, Mihai Iordache, Neculai Galan, „Considerații privind funcționarea motorului magnetostrictiv rotativ”, *Proc. SME'16 Ediția a XII-a, București 9 noiembrie 2018* ISSN: 1843-5912, pe CD, pp. 61-72.
- [58].Mircea Ignat, Alexandru Dalea, Neculai Galan, *INCDIE ICE CA,**UPB-Facultatea de Inginerie Electrica, **Incercările preliminare ale unui motor magnetostrictiv**, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE SME'15– 23 Octombrie, 2015.
- [59]. Mircea Ignat, Alexandru Dalea, Neculai Galan, **Motor magnetostrictiv rotativ**, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE SME'15–23 Octombrie, 2015
- [60]. Mircea Ignat, Alexandru Dalea, Neculai Galan,INCDIE ICE CA,**UPB-Facultatea de Inginerie Electrica, **ASPECTE TEORETICE SI EXPERIMENTALE PRIVIND**

**REGIMUL DINAMIC AL CONTACTULUI MECANIC LA
MOTORUL MAGNETOSTRICTIV ROTATIV, SIMPOZIONUL DE MAȘINI ELECTRICE
SME'16 – 11 Noiembrie, 2016.**

- [61] D. Bushko, J. Goldie, “High Performance Magnetostrictive Actuators”, IEEE AES Systems Magazine, November 1991, pp. 251-267;
- [62]. Z. Cao and J. Cai, “Design of a giant magnetostrictive motor driven by elliptical motion,” *Sens. Actuat. A*, vol. 118, pp. 332-337, 2004.
- [63]. Mircea IGNAT, **Alexandru-Laurentiu CATANESCU**, Ioan PUFLEA, „Applications of the Magnetostrictive Actuators in the Aerospace Structures”, International Conference of Aerospace Sciences “AEROSPATIAL 2010”, Bucharest, 20-21 October, 2010, Proceedings, Section 4. Materials and Structures, ISSN 2067-8622, pp.1-6.
- [64] Nova¹, V. Havlicék², and I. Zemanék², “Dynamic hysteresis loops modeling by means of extended hyperbolic model”, pg.148, contributii lucrari:
- [65] J. Takács, Mathematics of Hysteretic Phenomena. Berlin, Germany:Wiley, 2003.
- [66] <https://ro.scribd.com/doc/182116437/OLC45-docx>
- [67] <https://ro.scribd.com/document/42586533/S235JR-sau-OL-37>