

MEHURČNI POMNILNIKI - II. DEL

J. ŠILC, B. MIHOVILOVIČ, P. KOLBEZEN

UDK:681.327.664.4

INSTITUT „JOŽEF STEFAN“, LJUBLJANA

Članek nas seznaja z nekaterimi osnovnimi fizikalnimi značilnostmi magnetnih mehurčkov. Najprej spregovorimo o pojavu in pogojih stabilnosti magnetnega mehurčka. V nadaljevanju pa govorimo o dinamiki magnetnega mehurčka (možnostih generiranja, širjenja, zaznavanja in brisanja), ki zagotavlja, da postane magnetni mehurček nosilec osnovne enobitne informacije. Nenazadnje je podanih nekaj osnovnih lastnosti in parametrov snovi (dolžina snovi λ , kvaliteta Q), v katerih se pojavljajo magnetni mehurčki.

MAGNETIC BUBBLE MEMORIES - PART.2. In this paper some basic physical properties of magnetic bubbles are represented. First, we talk about an appearance and stability conditions of bubble. Next, the operation of bubble devices such as propagation, generation, detection and annihilation is described. These properties enable bits of information are represented by magnetic bubble. Finally, some elementary quality and material parameters (such as material length λ and material quality Q) are given.

1. UVOD

Ko je A. H. Bobeck leta 1967 [1] uspel v nekaterih ortoferitih (npr. TiFeO_3) tvoriti stabilne izolirane cilindrične domene relativno majhnega premera ($6 \mu\text{m}$) in jih kontrolirano premikati, so se odprle možnosti razvoja novih nezbrisljivih masovnih pomnilnikov visokih gostot ($> 10^6$ bitov/ cm^2), ki pomnijo informacijo s pomočjo teh cilindričnih domen (magnetnih mehurčkov). V težnji za povečanjem gostote so nadaljne raziskave potekale v iskanju novih snovi, v katerih bi bilo mogoče ustvariti stabilne cilindrične domene čim manjših premerov, tako, da se danes uporabljajo v proizvodnji mehurčnih pomnilnikov enosni garneti redkih zemelj, v katerih je mogoče ustvariti cilindrične domene premera 0,5 do 2 μm . Te snovi karakterizirata dva zelo pomembna parametra. Prvi je t.i. karakteristična dolžina snovi λ en. (12) in drugi je faktor kvalitete Q en. (15). Premer cilindrične domene je preprosto sorazmeren karakteristični dolžini snovi λ in obratno sorazmeren kvaliteti Q , zato naj bo λ čim manjši in Q večji od ena.

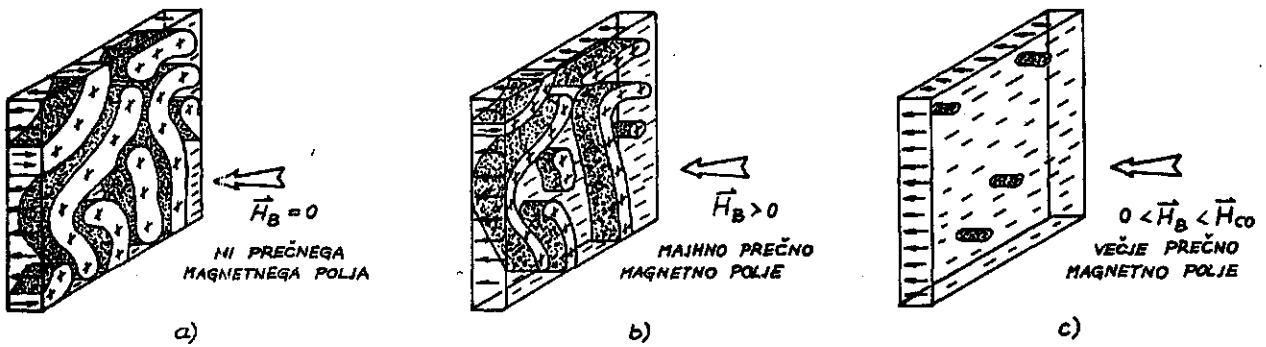
2. KAKO NASTANE MAGNETNI MEHURČEK?

V nekaterih snoveh so mikrokristalna območja (tako imenovane magnetne domene), v katerih so medatomske sile dovolj močne, da so atomski magnetki¹⁾ kljub termičnemu gi-

banju atomov urejeni v isto smer, četudi ni zunanega magnetnega polja. Vsaka domena deluje kot nekakšen magnet, ki je sestavljen iz velikega števila (10^{15} do 10^{20}) majhnih, enako usmerjenih magnetov. Magnetno polje posameznih domen je izredno močno, gostota polja je okrog 10^5 G. Če se snov se ne nahaja v zunanjem magnetnem polju, so magnetni momenti posameznih domen povsem neurejeno usmerjeni, tako, da je snov navzven nemagnetna.

Če iz kristala določene enosno anizotropne antiferomagnetne (ortoferiti redkih zemelj) ali feromagnetne (enosni garneti redkih zemelj) snovi izrežemo del kristala v obliki tankega filma tako, da je lažja os magnetena pravokotna na lice filma, opazimo v filmu valovite proge, ki so alternirajoče magnetno polarizirane, bodisi v smeri lažje osi magnetena ali v obratni smeri (slika 1a). Te vzorce je mogoče s pomočjo Faradayevega efekta (v polarizirani svetlobi) opazovati, kot temne oziroma svetle proge (slika 2a). V primeru, ko ni prisotno prečno magnetno polje (slika 1a, slika 2a), je snov navzven nemag-

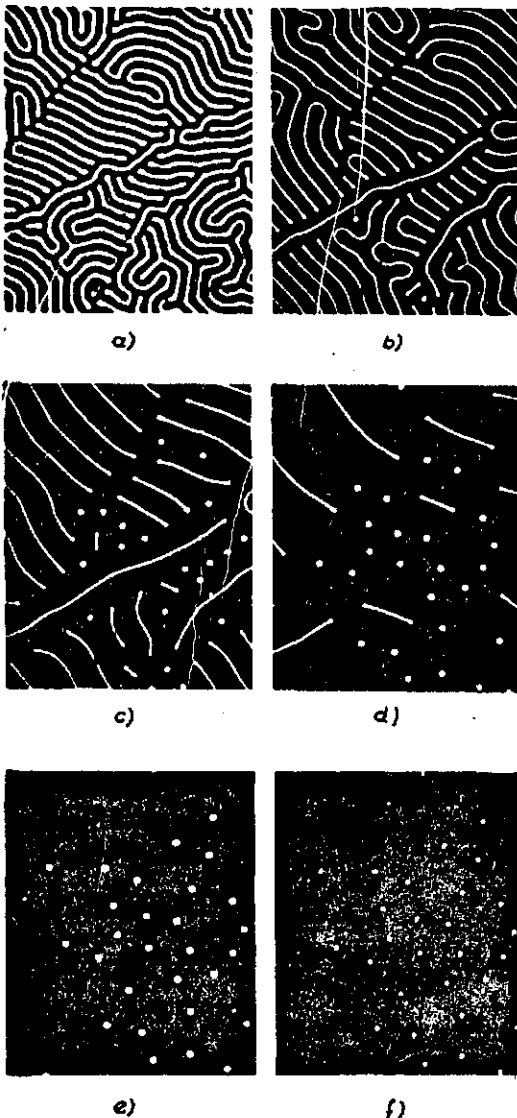
1) Vsak elektron v atomu ima lastno vrtilno količino, ki ni odvisna od gibanja elektrona in se imenuje spin. Ker se vrti tudi negativni naboj elektrona, sklepamo, da so v notranjosti elektrona tokovne zanke, torej ima elektron tako imenovani spinski magnetni moment. Pri nekaterih snoveh se spini elektronov v atomu med seboj ne kompenzirajo; atomi teh snovi imajo določen lastni magnetni moment in se obnašajo kot majhni magnetki.



slika 1.

netna, saj se magnetni momenti valovitih prog med seboj kompenzirajo. Pod vplivom prečnega magnetnega polja jakosti \vec{H}_B , ki deluje pravokotno na lice filma, se začno področja, ki so obratno magnetno polarizirana, zoževati, področja, ki pa imajo enako smer magnetenja kot prečno

magnetno polje, pa se širijo (slika 1b, slika 2b). Ta proces se kontinuirano nadaljuje, ko večamo jakost prečnega magnetnega polja (slika 2c, d). Pri dovolj veliki jakosti prečnega polja, ostanejo v filmu samo še osamljene cilindrične domene, katerih vektor saturacijske magnetizacije \vec{M}_S je obratno usmerjen od prečnega polja in se imenujejo magnetni mehurčki (slika 1c, slika 2e, f). Če prečno polje še povečujemo mehurčki izginejo (to se zgodi pri prečnem magnetnem polju jakosti \vec{H}_{CO}), tako da dobimo enotno magnetno polariziran film (nasičenje), ki ga moramo razmagnetiti²⁾, če želimo ponovno tvoriti magnetne mehurčke.



Slika 2.

Na sliki 2 so s pomočjo Faradayevega efekta prikazane magnetne domene v $6 \mu\text{m}$ debelim epitaksialnem garnetnem filmu $(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})$. Na sliki 2a ni prečnega magnetnega polja, ki ga nato povečujemo od $6,4 \text{ kA/m}$ (slika 2b), 8 kA/m (slika 2c), $8,8 \text{ kA/m}$ (slika 2d), $9,2 \text{ kA/m}$ (slika 2e) do $10,3 \text{ kA/m}$ (slika 2f). Če zunanje magnetno polje povečujemo preko $10,3 \text{ kA/m}$ (\vec{H}_{CO}) mehurčki izginejo [3].

3. MODEL CILINDRIČNE DOMENE

Statika. Celotna energija cilindrične domene je vsota treh sumandov in sicer: energije stene cilindrične domene W_w , energije vsled prečnega magnetnega polja W_H in notranje magnetostatične energije W_M .

$$W = W_w + W_H + W_M \quad (1)$$

Energija stene cilindrične domene je enaka [3]

$$W_w = 2\pi r h \sigma_w \quad (2)$$

kjer je σ_w energijska gostota stene cilindrične domene v J/m^2 , h je debelina filma in $2r$ premer cilindrične domene.

2) Snov je možno razmagnetiti na dva načina in sicer tako, da jo segrejemo preko Néelove temperature [3] in ohladimo (zunanje magnetno polje je nič) ali pa jo damo v nasprotno polarizirano zunanje magnetno polje ($> H_{CO}$).

Energija vsled prečnega magnetnega polja jakosti \vec{H}_B je enaka [3]

$$W_H = 2\pi\mu_0 r^2 h H_B M_S \quad (3)$$

kjer je M_S saturacijska magnetizacija v A/m in μ_0 permeabilnost praznega prostora ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am). Podrobnejši izračun notranje magnetostatične energije je podan v [3] in se glasi

$$W_M = -\pi\mu_0 h^3 M_S I(a) \quad (4)$$

pri tem je $a = 2r/h$ in $I(a) = \int_0^a F(a) da$ ter

$F(a) = \frac{2}{\pi} a^2 \left[\frac{\sqrt{1+a^2}}{a} E\left(\frac{a}{\sqrt{1+a^2}}\right) - 1 \right]$. Tu je $E(k)$ eliptični integral prve vrste [3]. Torej lahko pišemo celotno energijo cilindrične domene v obliki

$$W = 2\pi r h \sigma_w + 2\pi\mu_0 r^2 h H_B M_S - W_M \quad (5)$$

Cilindrična domena je stabilna pri minimalni energiji sistema, torej velja

$$\frac{\partial W}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

in

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} > 0 \quad (7)$$

Z odvajanjem enačbe (5) na r in ob upoštevanju (6) dobimo

$$\frac{1}{4\pi\mu_0 r h M_S} \frac{\partial W_M}{\partial r} = \frac{\sigma_w}{2\mu_0 r M_S} + H_B \quad (8)$$

oziroma

$$H_M = H_{\sigma_w} + H_B \quad (9)$$

kjer je H_M povprečna jakost magnetostatičnega polja in H_{σ_w} efektivna magnetna poljska jakost, ki jo prispeva energija stene cilindrične domene (slika 3). Minimum bo dosežen le tedaj, ko bo poleg enačbe (9) izpolnjena tudi neenačba (7), ki jo lahko pišemo kot

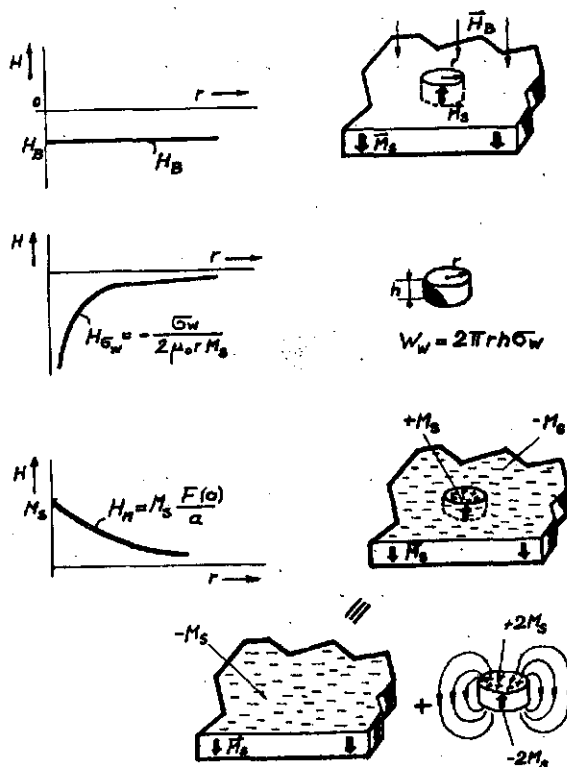
$$\left| \frac{\partial H_M}{\partial r} \right| > \left| \frac{\partial H_{\sigma_w}}{\partial r} \right| \quad (10)$$

Grafična rešitev enačbe (9) je prikazana na sliki 4.

Enačbi (9) zadoščata rešitvi r_a in r_b , vendar je cilindrična domena stabilna le pri premeru $2r_b$, saj rešitev r_a ne zadošča neenačbi (10). Enačbo (8) je mogoče ob upoštevanju (4) pisati tudi kot

$$\frac{\lambda}{h} + a \frac{H_B}{M_S} - F(a) = 0 \quad (11)$$

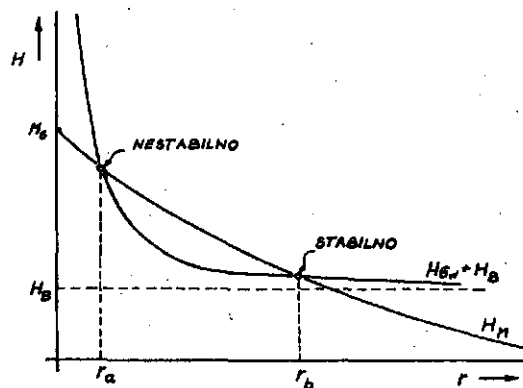
$$3) \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha} \, d\alpha$$



Slika 3.

kjer je λ značilen parameter snovi, tako imenovana karakteristična dolžina snovi (material length) in je definirana kot

$$\lambda = \frac{\sigma_w}{\mu_0 M_S^2} \quad (12)$$

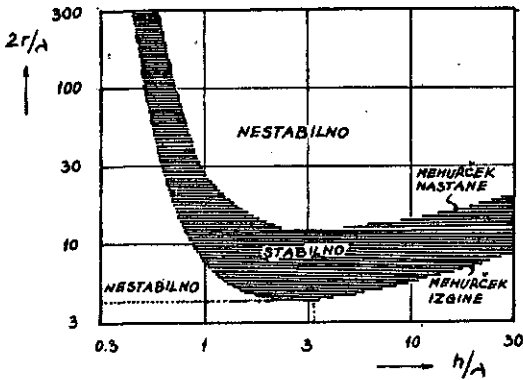


Slika 4.

Izraz (11) je potreben pogoj za nastop minimuma. Da bo minimum dosežen, mora veljati tudi (7), kar lahko pišemo kot

$$\frac{H_B}{M_S} - \frac{dF(a)}{da} > 0 \quad (13)$$

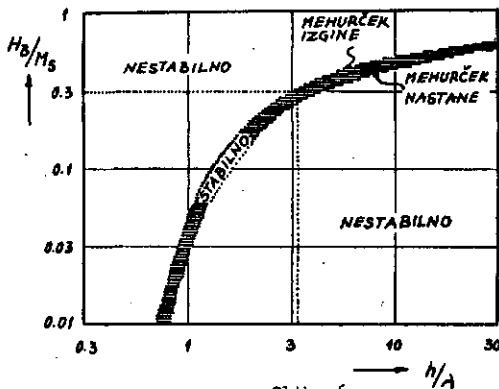
Enačbi (11) in (13) sta potreben in zadosten pogoj za nastop minimuma energije W , torej stabilne cilindrične domene. Na sliki 5 je prikazana odvisnost premera stabilne



Slika 5.

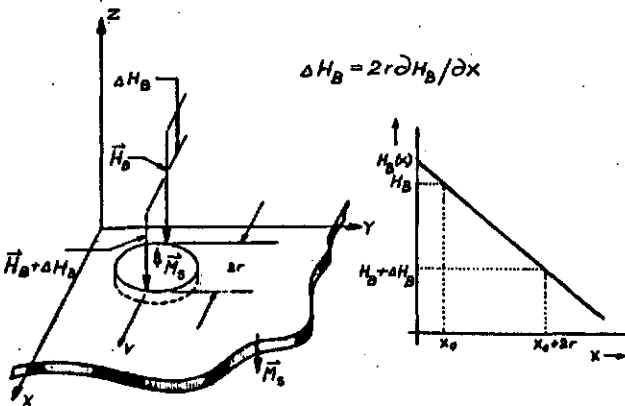
cilindrične domene od debeline filma h .

Vidimo, da je minimalni stabilni premer magnetnega mehurčka $2r_{co} \approx 3,9 \text{ \AA}$ pri debelini filma $h_{opt} \approx 3,3 \text{ \AA}$. Da bo pri h_{opt} dosežen minimalni premer magnetnega mehurčka $2r_{co}$ je potrebno prečno magnetno polje jakosti $H_B \approx 0,3 M_s$ (slika 6).



Slika 6.

Dinamika. Do sedaj smo obravnavali obnašanje cilindrične domene v krajevno nespremenljivem prečnem magnetnem polju \vec{H}_B . Poglejmo sedaj kaj se zgodi, če je prečno magnetno polje krajevno spremenljivo $\vec{H}_B = \vec{H}_B(x)$, torej če obstaja gradient prečnega magnetnega polja, ki je različen od nič. Primer prikazuje slika 7. Magnetna cilindrična



Slika 7.

domena premera $2r$ se nahaja v tankem filmu, ki ga postavimo v ravnino $x-y$. Njena magnetizacija \vec{M}_s je v smeri $+z$. Gradient prečnega magnetnega polja ΔH_B je konstanten. Vrednost magnetne poljske jakosti v točkah x_0 in $x_0 + 2r$ je takšna, da je cilindrična domena še stabilna. Zaradi gradienta magnetne poljske jakosti $\Delta H_B = 2r \partial H_B / \partial x$, se pojavi sila, ki deluje na cilindrično domeno in zaradi katere se prične cilindrična domena premikati v smeri $+x$ osi s hitrostjo

$$|v| = \begin{cases} \frac{1}{2} (\mu_w |\Delta H_B| - \frac{8H_c}{\pi}) & , |\Delta H_B| > \frac{8H_c}{\pi} \\ 0 & , |\Delta H_B| \leq \frac{8H_c}{\pi} \end{cases} \quad (14)$$

kjer je μ_w gibljivost cilindrične domene v m^2/As in H_c koercitivnost snovi v kateri se cilindrična domena pojavlja.

4. SNOVI

Snovi v katerih se pojavijo magnetni mehurčki morajo biti anizotropne v eni smeri, tako, da je lažja os magnetizacije pravokotna na lice filma (anizotropija v eni osi se lahko doseže pod posebnimi pogoji in ni nujno, da je to lastnost same snovi). Te snovi so ortoferiti redkih zemelj, heksagonalni feriti, MnBi, enoosni garneti redkih zemelj, Gd-Co, Gd-Co-Mb. Takšne snovi karakterizira poleg karakteristične dolžine snovi λ , ki je definirana z (12) in podaja razmerje med energijsko gostoto na enoto površine stene cilindrične domene G_w in magnetostatično energijsko gostoto na enoto volumna, tudi takoimenovana kvaliteta snovi Q , ki je definirana z izrazom (15) in podaja razmerje med anizotropnim poljem in saturacijsko magnetizacijo.

$$Q = \frac{H_k}{M_s} \quad (15)$$

H_k je anizotropno polje v A/m, ki je enako $H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}$, pri tem je K_u enoosno anizotropna konstanta v J/m^3 . Kvaliteto snovi je mogoče pisati tudi kot

$$Q = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \quad (16)$$

Snovi, ki so primerne za mehurčne pomnilnike morajo imeti čim manjšo karakteristično dolžino snovi λ in faktor kvalitete Q večji od ena. Gibljivost cilindrične domene μ_w naj bo čim večja, njena koercitivnost pa čim manjša, kar omogoča velike hitrosti gibanja mehurčkov.

Ortoferiti redkih zemelj. Za izdelavo prototipov mehurčnih pomnilnikov so se najprej uporabljali ortoferiti. Njihova splošna kemijska formula je $RFeO_3$, kjer je R ustrezna kombinacija itrija Y in redkih zemelj (lantana La, praezodima Pr, neodima Nd, samarija Sm, evropija Eu, gadolinija Gd, terbija Tb, dispozija Dy, holmija Ho, erbija Er, tulija Tu, iterbija Yb in lutecija Lu). Pri ortofe-

SNOV	M_s [kA/m]	σ_w [mJ/m ²]	λ [nm]
ortoferiti redkih zemelj			
YFeO ₃	8,4	1,8	2,5
NdFeO ₃	4,9	1,1	4,4
SmFeO ₃	6,7	1,3	2,9
EuFeO ₃	6,6	1,6	3,7
GdFeO ₃	7,5	1,7	2,9
TbFeO ₃	10,9	1,7	1,4
DyFeO ₃	10,2	1,8	1,7
HoFeO ₃	7,3	1,7	3,3
ErFeO ₃	6,5	1,6	3,9
TmFeO ₃	11,2	2,4	1,9
YbFeO ₃	11,4	3,9	3,0
LuFeO ₃	9,5	3,9	4,3
Sm _{0,6} Er _{0,4} FeO ₃	6,6	0,35	0,80
Sm _{0,55} Tb _{0,45} FeO ₃	8,6	0,30	0,40
enoosni garneti redkih zemelj (nanašanje z naparevanjem)			
Er ₂ Tb ₁ Al _{1,1} Fe _{3,9} O ₁₂	10,8	0,19	1,27
Gd _{2,34} Tb _{0,66} Fe ₅ O ₁₂	10,9	0,23	1,53
Gd _{0,95} Tb _{0,75} Er _{1,3} Al _{0,5} Fe _{4,5} O ₁₂	14,4	0,083	0,35
Eu ₂ Er ₁ Ga _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	19,7	0,31	0,64
Y ₂ Gd ₁ Al _{0,8} Fe _{4,2} O ₁₂	26,1	0,18	0,21
Y _{1,8} Eu _{0,2} Gd _{0,5} Tb _{0,5} Al _{0,6} Fe _{4,4} O ₁₂	35,8	0,36	0,22
Eu _{1,5} Gd _{1,5} Al _{0,5} Fe _{4,5} O ₁₂	17,4	0,29	1,78
Eu _{1,9} Gd _{1,1} Al _{0,5} Fe _{4,5} O ₁₂	12,7	0,14	0,67
Pr ₁ Gd ₂ Ga _{0,5} Fe _{4,5} O ₁₂	12,1	0,27	1,50
enoosni garneti redkih zemelj (epitaksija iz tekoče faze) na Ga ₃ Gd ₅ O ₁₂ substratu			
Eu ₂ Er ₁ Ga _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	13,8	0,17	0,17
Eu ₁ Er ₂ Ga _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	9,5	0,20	2,2
Er _{1,99} Gd _{1,01} Ca _{0,22} Fe _{4,78} O ₁₂	11,8	0,173	0,9
Y _{0,94} Gd _{1,07} Yb _{0,57} La _{0,42} Al _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	19,1	0,21	0,46
Y _{1,03} Gd _{1,29} Yb _{0,68} Al _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	13,9	0,125	0,51
Y _{1,5} Eu _{1,5} Al _{0,7} Fe _{4,3} O ₁₂	37,8	0,29	0,17
Y _{1,3} Eu _{1,7} Al ₁ Fe ₄ O ₁₂	19,9	0,21	0,42
Y ₁ Gd ₁ Tm ₁ Fe _{4,2} Ca _{0,8} O ₁₂	16,3	0,27	0,75
Y _{1,88} Lu _{0,2} Ca _{0,92} Ge _{0,92} Fe _{4,08} O ₁₂	13,6	0,11	0,47
enoosni garneti redkih zemelj (epitaksija iz tekoče faze) na Sm ₃ Gd ₅ O ₁₂ substratu			
Eu ₂ Y ₁ Fe ₅ O ₁₂	124,0	-	0,066

Tabela 1.

ritih je Q zelo velik in je npr. za $Sm_{0,55}Tm_{0,45}FeO_3$ pri sobni temperaturi (295°K) okrog 25. V tabeli 1 so podani nekateri parametri ortoferitov.

Enoosni garneti redkih zemelj. Snovi, ki se danes največ uporabljajo za izdelavo mehurčnih pomnilnikov in ki so pokazale najboljše karakteristike, so enoosni garneti, katerih splošna kemijska formula je $R_3Fe_5O_{12}$. To so sintetične spojine z isto kompleksno strukturo kot jo ima

mineral garneta. Kljub uspehom pri rasti velikih monokristalov mešanih garnetov redkih zemelj in kasnejšemu rezanju na ploščice, je bila njihova uporaba delno omejena, dokler ni bila razvita tehnika epitaksialne rasti monokristaliničnih filmov. Današnja tehnologija v glavnem temelji na epitaksialni rasti filmov mešanih garnetov in sicer sta razviti dve metodi: nanašanje z naparevanjem in epitaksija iz tekoče faze, od katerih je prevladala prav slednja. V tabeli 1 so nekatere lastnosti mešanih garne-

tnih filmov in kot vidimo je karakteristična dolžina snovi λ pri garnetih mnogo manjša kot pri ortoferitih.

5. MAGNETNI MEHURČEK KOT NOSILEC INFORMACIJE

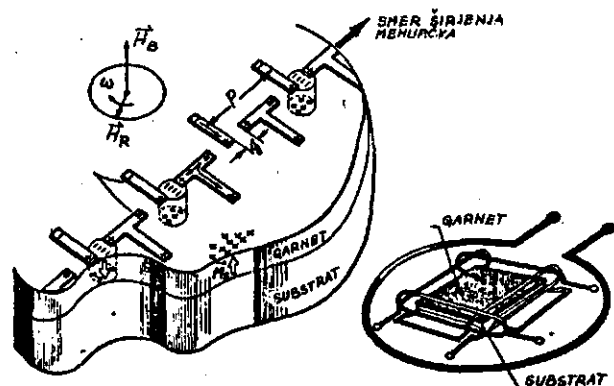
Do sedaj opisane lastnosti magnetnega mehurčka nakazujejo možnost uporabe le-tega kot nosilca informacije, saj nam njegova prisotnost v nekem trenutku na določenem mestu predstavlja logično "1", njegova odsotnost pa "0". Dinamične lastnosti magnetnega mehurčka, ki omogočajo njegovo časovno diskretno gibanje, nudijo možnost uporabe magnetnega mehurčka pri oblikovanju logičnih funkcij (pomik, konjunkcija,...) kakor tudi za pomnenje informacij.

Pri gradnji mehurčnega pomnilnika je potrebno omogočiti naslednje operacije:

- vpis informacije (generiranje in brisanje magnetnega mehurčka),
- dostop do informacije (širjenje magnetnega mehurčka),
- branje informacije (detektiranje magnetnega mehurčka).

Širjenje (propagation). Magnetni mehurček je mogoče premikati s spremenljivim prečnim magnetnim poljem, kot je prikazano v poglavju 3. Za tvorjenje lokalnega gradienta prečnega magnetnega polja je bilo razvitih nekaj metod [3], od katerih se danes uporablja izključno širjenje s pomočjo rotirajočega magnetnega polja (field - access), ki naj bi ga v bližnji prihodnosti nadomestilo širjenje s tokom⁴⁾ (current - access).

Oglejmo si najprej širjenje z rotirajočim poljem. Pri tej metodi tvorimo lokalni gradient prečnega magnetnega polja ΔH_B s pomočjo tankih permalojnih vzorcev (Ni-Fe), ki jih ustrezno magnetno polariziramo z rotirajočim magnetnim poljem jakosti \vec{H}_R , ki ga ustvarimo z dvema med seboj pravokotnima tuljavicama (slika 8). Tipična vrednost rotirajočega magnetnega polja \vec{H}_R je 0,8 + 2,4 kA/m.

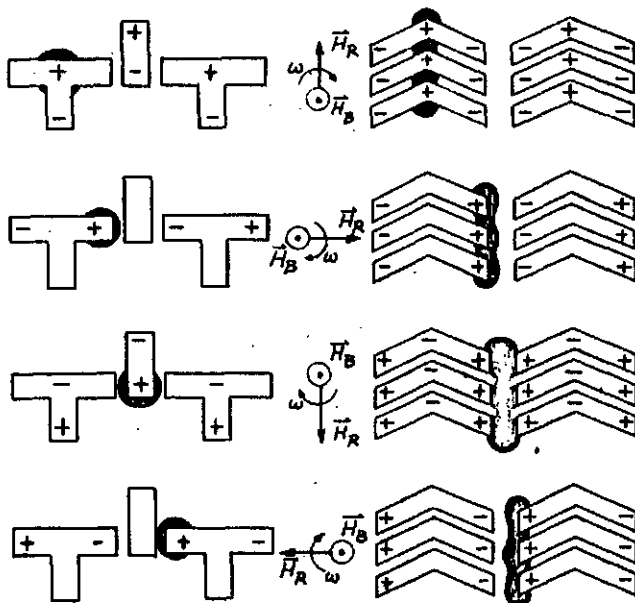


Slika 8.

4) V Bell Telephone Laboratories so razvili več variant te tehnologije, ki so opisane v [6].

Rotirajoče magnetno polje namagnetni permalojne vzorce, ki sedaj privlačijo ali odbijajo magnetni mehurček, pač odvisno od polaritete (slika 9). Z ustrezno konfiguracijo permalojnih vzorcev se doseže, da so pozicije magnetnih polov točno locirane in tako je z vsako rotacijo polja določena pozicija mehurčka.

Oblike permalojnih vzorcev so zelo različne, razen T vzorcev, ki so se najprej pojavile, se danes uporabljajo še Y, X, TX, škarnice, itd... Pri vseh naštetih konfiguracijah igra zelo pomembno vlogo medvzorčna razdalja g , ki naj bo čim krajša (za T vzorce je $g < 1/3 d$, za škarnice pa je $g < 2/3 d$, kjer je d širina valovite proge v filmu, ko ta še ni v zunanem magnetnem polju) in ki še zagotavlja magnetno polarizacijo permalojnih vzorcev. V težnji za povečevanjem gostote mehurčnih pomnilnikov proizvajalci manjšajo dimenzije (perioda $p = 4,5 + 5,5 d$) permalojnih vzorcev, vendar morajo pri tem ohraniti eksperimentalno določeno razmerje $p : g$, ki naj bo 8 : 1 do 16 : 1. Ker je manjšanje medvzorčne razdalje g tehnološko omejeno, so s tem omejene tudi dimenzije propagacijskih vzorcev (perioda p), kakor tudi propagacijska frekvenca f_p , ki je približno 250 kHz.



Slika 9.

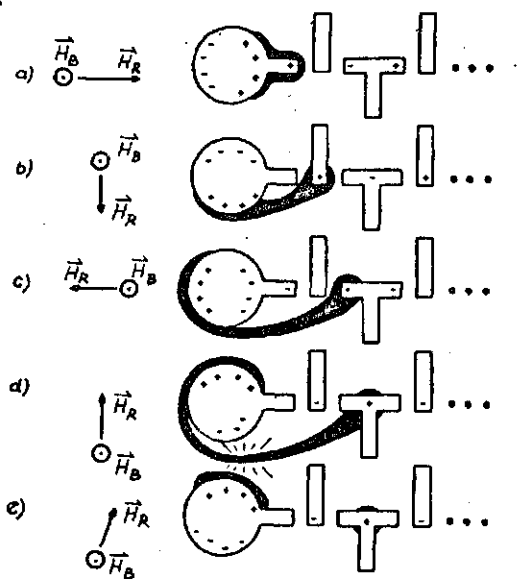
Širjenje s tokom je nova tehnologija s katero dosegajo propagacijske frekvence $> 1\text{MHz}$ in zelo visoke gostote $> 10^7$ bitov/cm². Velika prednost te tehnologije je, da za tvorjenje gradienta prečnega polja ne uporabljajo tuljavic, temveč posebno oblikovano prevodno (Al-Cu) plast, ki je nanešena s fotolitografskimi postopki na garnetni film.

Generacija (generation) in brisanje (annihilation). Vpis novega podatka v mehurni pomnilnik pomeni generacijo novega mehurčka. V ta namen je bilo razvitih več postopkov generacije. V tehnologiji, ki za širjenje magnetnega mehurčka uporablja rotirajoče magnetno polje \vec{H}_R in permalojne vzorce (trenutno najbolj uporabljana), sta izpopolnjeni dve metodi generacije in sicer:

- generacija s "kalitvijo" (seed domains) in
- generacija s tvorjenjem jedra (nucleate type).

Generacijo s kalitvijo [3,7] opišimo na primeru T vzorcev (slika 10). Vzorec, ki je nosilec "kali" magnetne domene je oblikovan v obliki diska. Rotirajoče magnetno polje \vec{H}_R namagnetni disk in s tem določa položaj "kalne" domene na obodu diska (slika 10a). Zasuk polja, \vec{H}_R za 90° v smeri urinega kazalca povzroči, da se prvi propagacijski vzorec polarizira tako, da pritegne del "kalne" domene (slika 10 b). Pri zasuku polja \vec{H}_R za nadaljnih 90° , je "kalna" domena razpeta med pozitivnim polom diska in drugega propagacijskega vzorca, da bi se ob naslednjem zasuku polja \vec{H}_R za 90° pod vplivom negativnega pola diska pretrgala (slika 10 d). To spontano generacijo je mogoče s spreminjanjem bodisi prečnega polja \vec{H}_B ali rotirajočega polja \vec{H}_R nadzorovati. Minimalna vrednost polja \vec{H}_R potrebna za generacijo novega mehurčka je večja kot za njegovo širjenje, kar pomeni, da pri ustreznem zmanjšanju polja \vec{H}_R mehurčka ni mogoče generirati, možno pa ga je premikati.

Druga metoda, to je generacija s tvorjenjem jedra, je danes uporabljena skoraj pri vseh izvedbah mehurčkinih pomnilnikov. Novo magnetno domeno lahko ustvarimo z ustreznim velikim magnetnim poljem jakosti \vec{H}_Z , ki je obratno usmerjeno od prečnega magnetnega polja \vec{H}_B . Velikost polja \vec{H}_Z za enoosno anizotropne snovi je podano z relacijo 5) (17).



Slika 10.

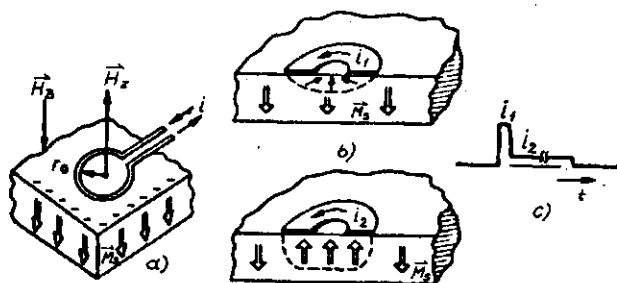
$$(\vec{H}_Z - \vec{H}_B)^{2/3} + H_R^{2/3} = H_K^{2/3} \quad (17)$$

Kot vidimo je velikost polja \vec{H}_Z odvisna od anizotropnega polja \vec{H}_K oziroma od kvalitete snovi Q. Ker so imeli ortoferiti sorazmerno veliko kvaliteto (H_K je reda 10^4 kA/m) bi to pomenilo, da bi morali za generacijo nove domene ustvariti izredno veliko polje \vec{H}_Z . S pojavom enoosnih garnetov redkih zemelj, katerih anizotropno polje \vec{H}_K je stokrat manjše kot pri ortoferitih, se je ta metoda zelo uveljavila. Polje \vec{H}_Z je mogoče tvoriti s tokovno zanko (current nucleate generator), permalojnimi vzorci (permally bar generator) ali obojim.

Na sliki 11 je prikazana generacija magnetne domene s tokovno zanko polmera r_0 . Tok i , ki teče po zanki ustvarja magnetno polje jakosti

$$\vec{H}_Z = - \frac{i}{2r_0} \vec{T}_{H_B} \quad (18)$$

kjer je \vec{T}_{H_B} enotni vektor v smeri \vec{H}_B (slika 11 a). Tokovni impulz i je sestavljen iz dveh delov (slika 11 c), prvi del, katerega amplituda je i_1 , je sorazmerno kratek (nekaj ns) in ustvari močno magnetno polje \vec{H}_Z , ki premagnetni del garnetnega filma neposredno ob tokovni zanki (zasnova domene). Drugi del impulza, ki je nekaj desetkrat daljši in katerega amplituda i_2 je nekajkrat manjša od i_1 , omogoča dokončno oblikovanje stabilne cilindrične domene (magnetnega mehurčka).

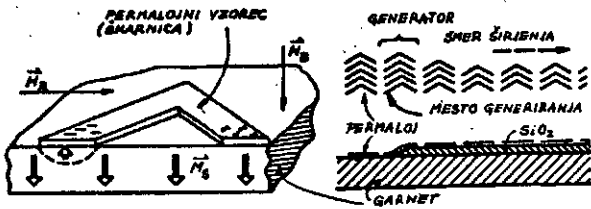


Slika 11.

Magnetni mehurček je mogoče ustvariti tudi s permalojnimi vzorci, ki jih namagnetni rotirajoče polje \vec{H}_R in ki so namešeni neposredno na garnetni film (slika 12). Jakost magnetnega polja \vec{H}_Z je proporcionalna magnetni gostoti pola in lahko doseže jakost $M_S/2$, kar zadošča za nastanek nove magnetne domene. Z odnikanjem permalojnega vzorca od garnetne osnove, jakost polja \vec{H}_Z hitro pada (pri 12 μ m oddaljenosti znaša le še 1/30 prvotne vrednosti), tako da novih domen ni več mogoče generirati. Permalojni vzorci ločeni od garneta s plastjo SiO_2 služijo le za širjenje magnetnega mehurčka.

Generacija s tvorjenjem jedra, ki združuje oba opisana postopka (tokovno zanko in permalojne vzorce) je pokaza-

5) Stoner in Wohlfarth (1948).



Slika 12.

la najboljše rezultate in se danes najčesče uporablja.

Brisanje informacije pomeni uničenje magnetnega mehurčka. To dosežemo pravzaprav na enak način, kot je izvedena generacija s "kalitvijo" (slika 10), le da rotirajoče polje \vec{H}_R sučemo v nasprotni smeri.

Detekcija (detection). Detekcija magnetnega mehurčka, to je branje informacije, predstavlja razmeroma velik problem spričo ekstremno majhnih dimenzij in energije magnetne domene. Do sedaj so izpopolnili štiri metode: optična detekcija, detekcija na principu spremembe magnetnega pretoka, polprevodniški Hallóv efekt in najbolj razširjena magnetorezistenčna detekcija.

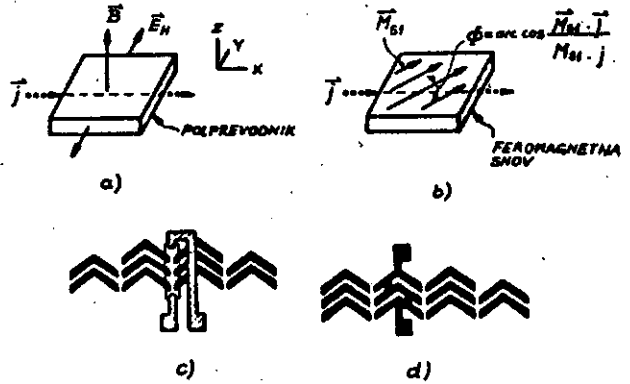
Optična detekcija izkorišča Faradayev efekt, kjer s pomočjo izvora polarizirane svetlobe naredimo magnetni mehurček "viden", ter njegovo prisotnost na dani spominski lokaciji detektiramo s fotodiodo.

Druga metoda deluje na principu merjenja spremembe magnetnega pretoka, ki se pojavi pri preniku magnetnega mehurčka preko detektorske zanke. Napetost, ki se inducira je zelo majhna ($\approx 1 \mu V$), tako, da je koristen signal zelo težko razbrati iz močnega šumnega ozadja.

Magnetni mehurček je mogoče detektirati tudi s Hallóvim elementom (polprevodniškim) preko katerega teče tok gostote \vec{J} (slika 13 a). Zaradi spremembe magnetnega polja, ki nastane pri prehodu magnetnega mehurčka mimo detektorja, nastane sprememba električnega polja \vec{E}_H . Npr. pri prehodu magnetnega mehurčka (v $TmFeO_3$ ortoferitu) preko Hallóvega elementa dimenzij $50 \times 50 \times 1,4 \mu m$ in tokovne gostote $j = 0,1 \text{ mA} / m^2$ se generira Hallóva napetost 7 mV.

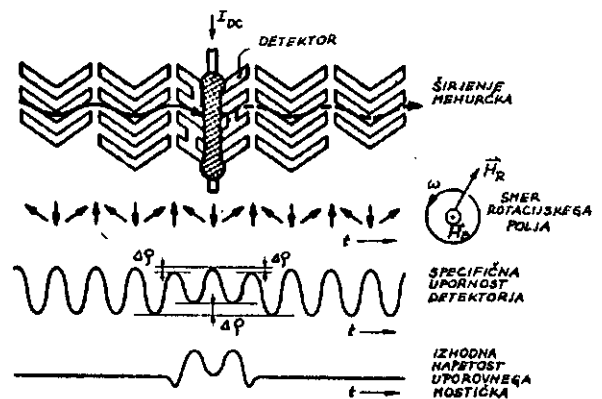
Kot rečeno je najbolj razširjena metoda z magnetnorezistenčnim detektorjem. Zakaj pravzaprav gre? Tu izkoriščamo magnetorezistenčnost Hallóvega elementa (feromagnetnega), to je odvisnost njegove specifične upornosti φ od velikosti magnetizacije \vec{M}_{s1} in kota ϕ , ki ga oklepata tokovna gostota \vec{J} in vektor magnetizacije \vec{M}_{s1} (slika 13b), ki jo pišemo kot

$$\varphi = \varphi_0 + M_{s1}^2 (k_1 + k_2 \cos^2 \phi) \quad (19)$$



Slika 13.

Pri tem je φ_0 specifična upornosti v primeru ko ni zunanega polja in \vec{M}_{s1} vektor saturacijske magnetizacije Hallóvega elementa. Praktično je takšen detektor realiziran tako, kot prikazujeta sliki 13 c, kjer je Hallóv element, to je permaloini trak, nanešen pod propagacijske vzorce in slika 13 d, kjer že sam propagacijski element (ustrezno oblikovan) služi kot detektor. Vektor magnetizacije \vec{M}_{s1} , ki sledi rotirajočemu magnetnemu polju \vec{H}_R in s tem spreminja kot ϕ , povzoroči spreminjanje specifične upornosti detektorskega elementa, preko katerega teče enosmerni tok I_{DC} . Dokler v garnetnem filmu, ki se nahaja pod detektorjem, ni magnetnega mehurčka, je amplituda nihanja specifične upornosti konstantna, ko pa se magnetni mehurček pojavi, se spremeni magnetizacija detektorja, vsled tega pa se spremeni tudi njegova specifična upornost (slika 14). Relativna sprememba specifične upornosti $\Delta\varphi/\varphi_0$ je nekaj procentov (npr. za 88 % Ni - 12 % Fe permaloj



Slika 14.

je 5 %) in jo detektiramo z uporovnim mostičkom. Mostiček je zgrajen tako, da sta v dveh vejah konstantni upornosti, v eni je aktivni detektor in v drugi "slepi" (dummy) detektor, ki je enako kot aktivni podrejen vplivom rotirajočega polja \vec{H}_R , le da pod njim ne vodimo magnetnih mehurčkov. Izhod mostička vezemo na ustrezno elektronsko vezje, ki napetostni signal ojači in ustrezno oblikuje, tako, da so logični nivoji izenačeni z nivoji okoliške logike.

6. ZAKLJUČEK

V članku smo skušali podati osnovni vpogled v fizikalne lastnosti mehurčnega pomnilnika, pri čemer smo v poglavju 5 nekoliko podrobneje opisali eno od danes dominantnih tehnologij, to je uporabo rotirajočega polja in permalojnih propagacijskih vzorcev. V želji za izboljšanjem osnovnih lastnosti mehurčnih pomnilnikov (krajši čas dostopa in višja gostota), potekajo raziskave v vodilnih svetovnih laboratorijih, kot sta Bell Telephone Laboratories in IBM, na razvoju novih tehnologij.

IBM je v želji za povečanjem gostote razvil takoimenovano urejeno mrežo mehurčkov (Bubble Lattice File), kjer je informacija shranjena v obliki različnih magnetizacij stene mehurčkov, ki jih je mogoče detektirati (branje) ali spreminjati (vpis). Takšna struktura omogoča petkratno zvečanje gostote [10].

Da bi povečali propagacijske frekvence ($> 1\text{MHz}$) skušajo pri Bellu nadomestiti tuljavici, ki ustvarjata rotirajoče magnetno polje, s fotolitografskim nanašanjem prevodnih plasti (ena ali dve) na garnetni film (širjenje s tokom - current access) [6]. A. H. Bobeck je dejal, da ne vidi razlogov, da ne bi s to novo tehnologijo dosegli propagacijskih frekvenc 20 MHz.

7. LITERATURA

- [1] A.H. BOBECK: The Bell System Tech. Journal, Vol. 46, No. 8, pp. 1901 - 1925, Oct. 1967
- [2] S. CHIKAZUMI: Physic of Magnetism, J. Wiley & Sons, 1964
- [3] A.H. BOBECK, E. DELLA TORRE: Magnetic Bubbles, Amsterdam, The Netherlands: North-Holland Publishing, 1975
- [4] A.H. BOBECK, R.F. FISCHER, A.J. PERNESKI, J.P. RE-MEIK & L.G. VAN UITERT: IEEE Trans. on Magnetics, Vol. MAG-5, No. 3, pp. 544-553, Sept. 1969
- [5] A.H. BOBECK, P.I. BONYHAR & J.E. GEUSIC: Proceedings of the IEEE, Vol. 63, No. 8, pp. 1176-1195, August 1975
- [6] A.H. BOBECK, S.L. BLANK, A.D. BUTHERUS, F.J. CIAK & W. STRAUSS: The Bell System Tech. Journal. Vol. 58 No. 6, July - August 1979
- [7] A.J. PERNESKI: IEEE Trans. on Magnetics, Vol. MAG-5, No. 3, pp. 554-557, Sept. 1969
- [8] S.V. AHAMED: The Bell System Tech. Journal, Vol. 51, No. 2, pp. 461-485, Feb. 1972
- [9] D.C. MARKHAM: Electronic Engineering, pp. 85-99, June 1979
- [10] M.S. COHEN, H. CHANG: Proceedings of the IEEE, Vol. 63, No. 8, August 1975
- [11] S. BESENIČAR, D. KOLAR: IJS Delovno poročilo, DP-1936 Januar 1980