

Ni-Zn FERRİT-DİELEKTRİK-AI STRUKTURUNDA MAQNİTOSTATİK SƏTH DALĞALARI

T.R. MEHDİYEV¹, Ş.N. ƏLİYEV^{1,2}, İ.F. YUSİBOVA¹,
R.H. NAYIMBƏYOVA¹, F.H. MƏMMƏDOV¹

¹Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika İnstitutu, H. Cavid pr.131, AZ-1073, Bakı, Azərbaycan

²Azərbaycan Dövlət Neft və Sənaye Universiteti, Bakı, AZ-1010 Azərbaycan

aliyeva.shahla2020@gmail.com

Ferrit-dielektrik-metal strukturlarında maqnitostatik səth dalğaları, materialların unikal elektromaqnit və maqnit xassələri ilə əlaqəli olan və mikrodalğa texnologiyası, spintornika cihazları, yüksək tezlikli filtrlər və qeyri-invaziv material analitikası sahələrində geniş tətbiq potensialına malik olan fenomenlərdir. Bu dalğalar, qeyri-rekursivlik, dispersiya əlaqələri və soliton formalaşması kimi mühüm xüsusiyyətlərə malikdir. Məqalədə, bu strukturlarda maqnitostatik səth dalğalarının yaranma mexanizmi və onların fiziki xüsusiyyətləri araşdırılır.

Açar sözlər: ferritlər, ferrit-dielektrik-metal strukturu, maqnitostatik səth dalğaları, difraksiya əmsalı.

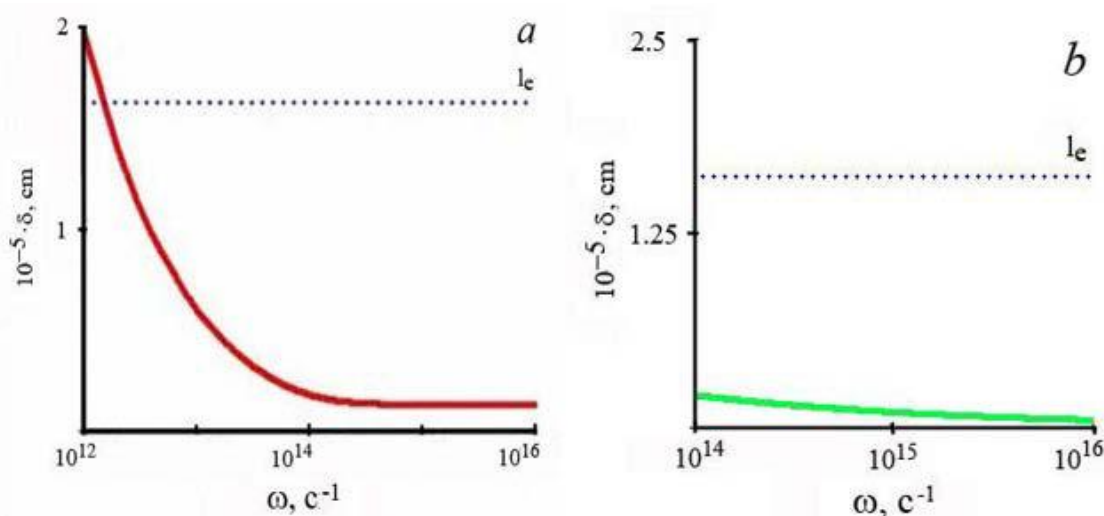
DOI:10.70784/azip.2.2025214

Giriş

Səth dalğaları müasir elm və texnologiyada, xüsusən də ferrit-dielektrik-metal strukturlarında mühüm rol oynayır. Bu unikal materiallar elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə ferritlərdə yaranan qeyri adi xüsusiyyətlərə malik maqnitostatik səth dalğalarını öyrənməyə imkan verir. Bu hadisə əlaqə siqnallarının emalı, materialların diaqnostikası və spintronik cihazların inkişafı kimi sahələrdə tətbiqlər üçün yeni imkanlar açır. Müasir tədqiqatlar göstərir ki, ferritlərin, dielektriklərin və metalların birləşməsi yeni effektlərin, o cümlədən qeyri-rekursivliyin və sabit dalğa paketlərinin (solitonların) əmələ gəlməsinə şərait yaradır. Bu isə belə strukturları yüksək tezlikli cihazların, sensorların və digər qabaqcıl texnologiyaların inkişafı üçün perspektivli edir. İşdə ferrit-dielektrik-metal strukturlarında səth dalğalarının baş vermə prinsiplərini, onların əsas xüsusiyyətlərini və praktiki tətbiq sahələrini nəzərdən keçirəcəyik. Birlaylı

ferromaqnit təbəqədə yayılan maqnitostatik səth dalğaları siqnalın səviyyəsi artdıqda uzununa həyəcanlanmalara nisbətən daha dayanıqlı olur [1]. Belə tip dalğa üçün dalğanın yayılması istiqamətində modulyasiya dayanıqsızlığı mövcud olmur. Birlaylı ferromaqnit təbəqədə modulyasiya dayanıqsızlığı iki modulyasiyaya dayanıqlı dalğalararası qarşılıqlı təsir nəticəsində hətta müxtəlif tezliklərdə iki siqnalın həyəcanlanması zamanı da baş verə bilər [2, 3]. Metalın mövcudluğu dispersiyanın istənilən görünüşünü almağa və ötürmə zolağını geniş həddə dəyişərək onu idarə etməyə imkan yaradır.

[4-12] işlərində dielektrik-metal, dielektrik-dielektrik strukturlarında elektromaqnit səth dalğasının yaranma şərtləri verilmişdir: hər iki mühitin dielektrik nüfuzluğunun real hissələrinin nisbəti mənfə olmalıdır. $Re(\epsilon) < 0$ mühiti aktiv mühitdir.



Şəkil 1. 273 K temperaturunda alüminium üçün skin effektin δ dərinliyi (a. normal; b. anomal). l_e – sərbəst uçuş məsafəsinin uzunluğu.

[13] işində dielektrik və tezlik xüsusiyyətləri tədqiq olunan polivinilxloridən dielektrik kimi istifadə olunmuşdur. Şəkil 1-də alüminium üçün hesablanmış

skin layının dərinliyinin tezlik asılılığı göstərilmişdir. Burada skin layın qalınlığı sərbəst uçuş yolunun uzun-

luğundan böyükdür. $\omega\tau \ll 1$ şərtini ödəyən dəyişən sahənin tezliyi üçün normal skin-effekt müşahidə olunur. $1 \ll \omega\tau \ll \omega_p\tau$ şərtini ödəyən tezlik oblastı relaksasiya oblastına uyğundur. Bu halda rəqs tezliyi toqquşma tezliyindən kifayət qədər böyük olur və artıq skin layının qalınlığı tezlikdən asılı olmur.

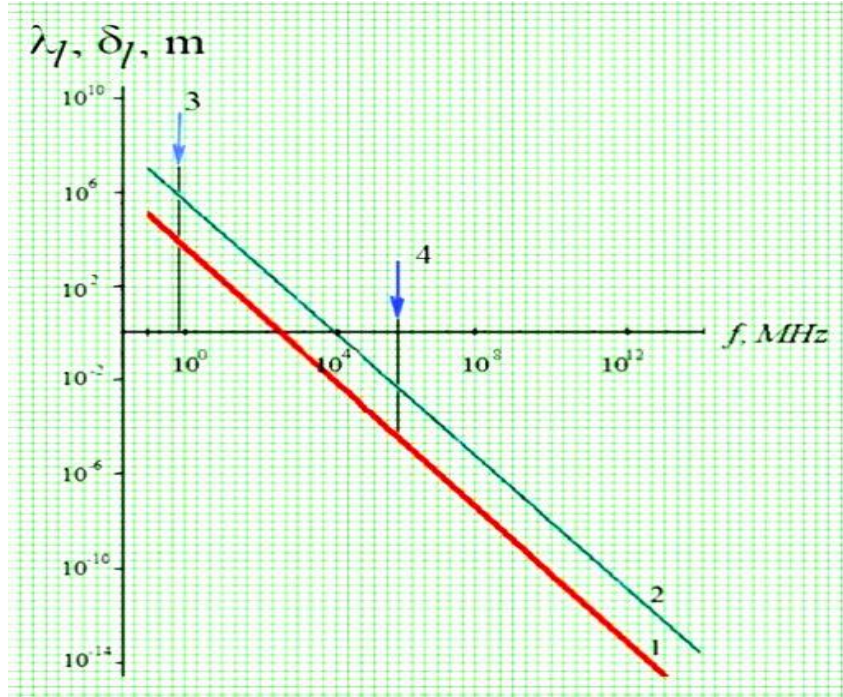
[14] işində göstəriləndi ki, bəzi tezlik oblastlarında skin layın qalınlığı sərbəst uçuş yolunun uzunluğundan kiçik olur, yəni, anomal skin effekt müşahidə olunmalıdır. Alüminium üçün 273K temperaturunda zəif anomal effekt müşahidə edilmişdir. [15]-ə əsasən

bütün şüalanma diapazonu üçün $k_s(\omega)$ dispersiya nisbətini tapmaq olar [16]

$$\frac{\varepsilon_1}{k_1} I_0(k_2 a) K_1(k_1 a) - \frac{\varepsilon_2}{k_2} I_1(k_2 a) K_0(k_1 a) = 0 \quad (1)$$

Burada a –metall oxun diametri yaxud dielektrik-alüminiumun ayırıcı sərhəddi; I_0, I_1, K_0, K_1 – birinci yaxud ikinci növ Bessel funksiyalarıdır;

$$k_i = \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i}, i=1,2.$$



Şəkil 2. Uzununa dalğanın λ_l yayılma sabitinin (1) və δ_l sönmə əmsalının (2) tezlik asılılıqları. 3 və 4 – aşağı 0.382MHs və yuxarı $6.962 \cdot 10^5 \text{MHs}$ tezlikləri, uyğun olaraq dalğanın mövcud olduğu tezlik sərhəddir [16].

Kompleks dielektrik nüfuzluğunun modulu vahiddən çox böyük olduqda (yəni Leontoviç şərtinin yerinə yetirilir) və ayırıcı sərhəddə sınan elektromaqnit dalğası praktiki olaraq səthə normal yayıldıqda, aşağı tezlikli diapazonda Helmhols bərabərliyinin məxsusi qiymətini tapmaq üçün

$$k_1 a \frac{K_0(k_1 a)}{K_1(k_1 a)} = i Z_2 \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} a \quad (2)$$

ifadəsindən istifadə edilir.

Burada $Z_2 = \left(\varepsilon_2 + i \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} \right)^{-1/2}$ – aktiv mühitin impedansıdır. YT və İYT diapazonları üçün $Z_2 \frac{\omega}{c} a$ parametri vahiddən kiçikdir. Şək.2-də uzununa dalğanın yayılma və sönmə əmsalının δ_l tezlikdən asılılığı verilmişdir. Dalğanın yayılma tezliyinin sərhəddi (0.382MHs aşağı və $6.962 \cdot 10^5 \text{MHs}$ yuxarı) oxlarla göstərilmişdir [16].

[17] işində tətbiq olunan qeyri-xətti maqnitostatik səth dalğasının analiz metodu sonradan [18-21] işlərində daha da inkişaf etdirilmişdir. [22] işində alınmış və sonradan təcrübi olaraq təsdiqini tapmış nəticələrdən biri maqnitostatik spin dalğasının uzununa həyəcanlanmaya nisbətən dayanıqlıq şərtidir. [23] işində maqnitostatik səth dalğasının tədqiqi məqsədilə ferromaqnit təbəqə-dielektrik-metal strukturuna baxılmışdır. Burada ferromaqnit təbəqənin qalınlığı d , dielektrik layının qalınlığı isə t -yə bərabərdir və maqnitostatik səth dalğasının Y oxu boyunca yayılması, daxili maqnit sahənin isə Z oxu boyunca və struktur müstəvisində yayılması qəbul olunmuşdur. Bu halda dalğa vektorunun yalnız iki komponenti (k_y və k_z) var, lakin $k_x \approx 0$.

Maqnitostatik səth dalğasının dayanıqsızlığının öyrənilməsi qeyri-xətti Şredinger tənliyinin həllinin analizinə əsaslanır. [23] nəzərə almaqla,

$$i \left(\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + v_g \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\beta_2^{\parallel}}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \beta_2^{\perp} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - N |\phi|^2 \phi = 0 \quad (3)$$

burada $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ qrup sürəti; $\beta_2^{\parallel} = \frac{d^2\omega(k_y, 0)}{dk_y^2}$ qrup sürəti-
nin dispersiyası; $\beta_2^{\perp} = \left[\frac{d^2\omega(k_y, k_z)}{dk_z^2} \right]_{k_z=0}$ - difraksiyanı
nəzərə alan əmsal; $N = \left[\frac{d\omega}{d|\phi|^2} \right]_{|\phi|=0}$ - qeyri-xəttilik

əmsalı; $\phi(y, z, t) = e^{i(k_y^0 y + k_z^0 z - i\omega_0 t)}$ daşıyıcı dalğanın
tədrəcən dəyişən amplitudu; ω - tezlik. Qeyd edək ki,
 $v_g, \beta_2^{\parallel}, \beta_2^{\perp}$ -dispersiya tənliyinin həllindən alınmışdır .
[24] işində göstərildiyi kimi, baxılan struktur üçün bu
bərabərlik aşağıdakı şəkildə olur.

$$2kk_f\mu + [\mu^2k_f^2 - \mu_a^2k_y^2 + k^2 + \alpha(\mu^2k_f^2 - \mu_a^2k_y^2 - k^2 + 2kk_f\mu_a)] \tanh(k_f d) = 0 \quad (4)$$

Burada, $k^2 = k_y^2 + k_z^2$; $k_f^2 = k_y^2 + \frac{k_z^2}{\mu}$; $\alpha = e^{-2kt}$; μ və
 μ_a - maqnit nüfuzluğunun tenzorunun diaqonal və qey-
ri-diaqonal komponentləridir. İtkini nəzərə alsaq,

$$\left. \begin{aligned} \mu(\omega, y) &= 1 - \frac{\omega_M(y)(\omega_h + i\nu)}{\omega^2 - (\omega_h + i\nu)^2} \\ \mu_a(\omega, y) &= \frac{\omega_M(y)\omega}{\omega^2 - (\omega_h + i\nu)^2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Burada ν – ferritdə maqnit itkisini təyin edən relaksasi-
ya tezliyidir; $\omega_M(y)$ – maqnitlənmənin pressesiya

tezliyidir. Fərz edilmişdir ki, pressesiyanın qeyri-bir-
cins tezliyi məsələn, xətti pressesiyada
 $\omega_M(y) = \omega_m(1 - |1 - 2y|)$, parabolik pressesiyada
isə $\omega_M(y) = 4y\omega_m(1 - y)$ ifadəsi ilə təyin olunur.
 $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – ferromaqnitlərin doyma maq-
nitlənməsi, $\omega_h = \gamma H$, γ - hiromaqnit nisbətdir. $\beta_2^{\perp} \cdot$
 $N < 0$ maqnitostatik spin dalğasının dayanıqsızlığının
yaranma şərtidir, dayanıqsızlığın yaranması spin
dalğasının qrup sürətinin dispersiyası ilə təyin edilir.
Qrup sürətinin dispersiyasının dəyişməsi ferrit və metal
layları arasındakı dielektrik qatının qalınlığından asılı-
dır. [23] işindən:

$$\beta_2^{\perp} = \left[\frac{d^2\omega(k_y, k_z)}{dk_z^2} \right]_{k_z=0} =$$

$$- \left\{ \frac{1 + \mu + [1 + \mu + \alpha(\mu + \mu_a - 1)] - \tanh(kd)(\mu^2 - \mu_a^2 + 2\mu_a - 1)}{\omega_m \omega_h \omega \{ 2(\mu - 1)\omega^2 + [2\mu(\mu - 1)^2\omega^2(1 + \alpha) - \mu_a \omega_h(\omega_m + 2\omega\mu_a)[\mu_a - \alpha(1 - \mu_a)]] \tanh(kd) \}} \right\} -$$

$$\left\{ \frac{\frac{dk}{2\mu} [\mu^2 - \mu_a^2 + 1 + \alpha(\mu^2 - \mu_a^2 + 2\mu_a - 1)][1 - \tanh^2(kd)]}{\omega_m \omega_h \omega \{ 2(\mu - 1)\omega^2 + [2\mu(\mu - 1)^2\omega^2(1 + \alpha) - \mu_a \omega_h(\omega_m + 2\omega\mu_a)[\mu_a - \alpha(1 - \mu_a)]] \tanh(kd) \}} \right\} \quad (6)$$

$k_z = 0$ olduqda, digər əmsallar üçün qeyri-xətli Şredinger tənliyi aşağıdakı şəkildə olur [25].

$$e^{-2kd} = \frac{(\mu - \mu_a + 1)[\mu + \mu_a + \tanh(kt)]}{(\mu + \mu_a - 1)[\mu - \mu_a - \tanh(kt)]} \quad (7a)$$

Buradan

$$\omega = \frac{\omega_m}{4} \alpha (1 - \beta) + \frac{1}{4} \{ [2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta)]^2 - 4\omega_m^2 \beta \}^{1/2} \quad (7b)$$

dalğanın qrup sürəti və dalğanın dispersiyası:

$$(\alpha = e^{-2kt}; \beta = e^{-2kd})$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = -\frac{\omega_m}{2} [t - (t + d)\beta] \alpha - \frac{\omega_m}{2} \left\{ [t - (t + d)\beta] \alpha \{ (2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta))^2 - 4\omega_m^2 \beta \} - 2\omega_m d \beta \right\} / \{ (2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta))^2 - 4\omega_m^2 \beta \}^{1/2} \quad (8)$$

$$\beta_2^{\parallel} = \frac{d^2\omega}{dk^2} = \omega_m [t^2 - (t + d)^2 \beta] \alpha + \omega_m \{ (2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta))^2 - 4\omega_m^2 \beta \}^{-3/2} \cdot$$

$$\left\{ (((2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta))^2 - 4\omega_m^2 \beta) [(2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta)) [t^2 - (t + d)^2 \beta] \alpha + \omega_m [t - (t + d)\beta]^2 \alpha^2 - 4\omega_m d^2 \beta] \omega_m \{ (2(\omega_m + 2\omega_h) + \omega_m \alpha (1 - \beta)) [t - (t + d)\beta] \alpha - 2\omega_m d \beta \}^2 \right\} \quad (9)$$

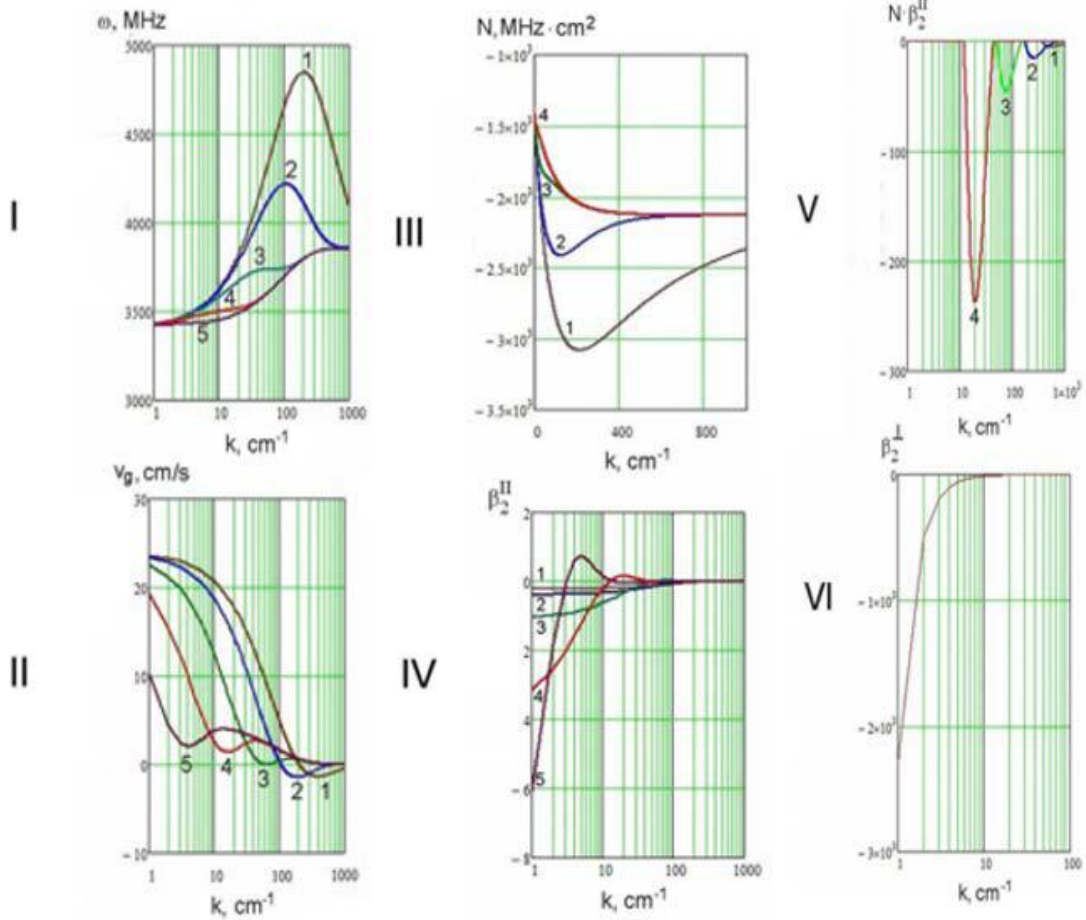
$M_z = M_0 \left[1 - (|m_x|^2 + |m_y|^2) / 2M_0^2 \right]$ ifadəsini $kd \ll 1$, $M_z \approx M_0 - M_0|\phi|^2$ və $\omega_m \approx (1 - |\phi|^2)$ sərhəddində nəzərə alaraq, aşağıdakı ifadəni alırıq

$$\left. \frac{d\omega}{d|\phi|^2} \right|_{\phi=0} = -\frac{\omega_m}{4} \alpha (1 - \beta) \frac{\left\{ \omega_m \omega_h [2 + \alpha(1 - \beta)] + \frac{\omega_m^2}{4} [(2 + \alpha)^2 - \beta \alpha^2] (1 - \beta) \right\}}{2 \left\{ \frac{\omega_m^2}{4} [(2 + \alpha)^2 - \beta \alpha^2] (1 - \beta) + 2 \omega_m \omega_h [2 + \alpha(1 - \beta)] \right\}^{1/2}} \quad (10)$$

Alınmış nəticələrin müzakirəsi

Ni-Zn ferrit-dielektrik-alüminium strukturunda maqnitostatik səth dalğasına (MSW) xarakterik olan hesablamaların nəticələri şəkl 3-də verilmişdir [26-30]. Şəkil 3-də: ω – tezliyin, v_g – dalğanın qrup sürətinin, N –

qeyri-xəttilik əmsalının, $\beta_2^{\parallel}$ – qrup sürətinin dispersiyasının, $N\beta_2^{\parallel}$ və $N\beta_2^{\perp}$ – dayanıqsız maqnitostatik dalğanın yaranma şərtlərinin, $\beta_2^{\perp}$ – difraksiya əmsalının uyğun olaraq k dalğa vektorundan və dielektrik layın t qalınlığından asılılığı göstərilmişdir. Dielektrik layının qalınlığı : 0.001, 0.004, 0.016, 0.064, 0.256 sm-dir (Şəkil 3).

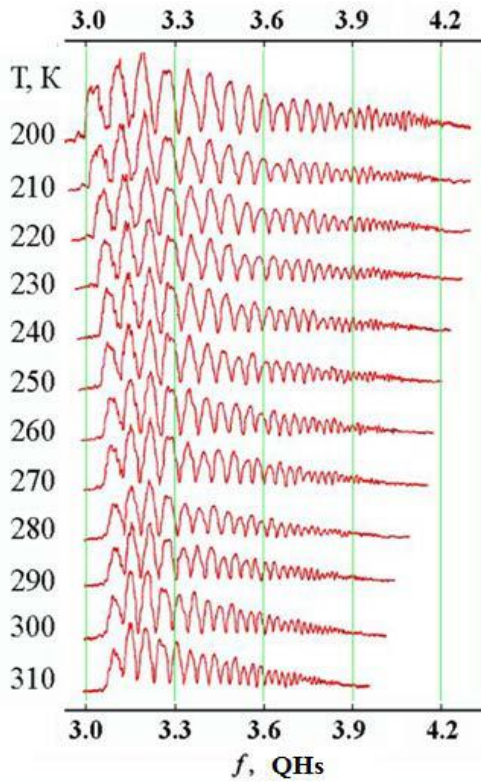


Şəkil 3. Ni-Zn ferrit-dielektrik-alüminium strukturunda maqnitostatik səth dalğasının xarakteristikaları.

100 nm qalınlığa malik safir altlıqlı $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ nazik təbəqəsində səth dalğalarının spektr və temperatur asılılıqları tədqiq olunmuşdur (Şəkil 3, 4). Təbəqənin səthinə həyəcanlandırıcı və qəbuledici elementlər arasında l_1 və l_2 yarığa malik iki cüt mikrozolaqlı yarıqlı antenalar qoyulmuşdur. Uyğun olaraq, yaradılmış mikrozolaqlı strukturdan çıxış siqnalı özündə müxtəlif antenalarından iki maqnitostatik səth dalğasının interferensiyasını təmsil edir. Bu halda ekstremimlarda dalğa vektorunun qiyməti bu ifadələrlə hesablanır: $k_{\min} = \frac{2\pi(2n-1)}{l_2-l_1}$; $k_{\max} = \frac{2\pi n}{l_2-l_1}$, burada $n=1,2,\dots$,

a $l_2-l_1 \approx 2\text{mm}$. Yaradılmış mikrozolaqlı struktur təbəqənin səthinə perpendikulyar istiqamətlənmiş 600Oe sabit maqnit sahəsinə yerləşdirilmişdir. Həyəcanlanma tezliklərinin diapazonu səth dalğa spektrinin tezliyini qapayır, belə ki, tezliyin aşağı sərhəddi

$f_0 = g \sqrt{H_0 \cdot (H_0 + 4\pi M(T))}$, ifadəsi ilə qiymətləndirilir. Burada $M(T)$ temperaturdan (T) asılı olaraq təbəqənin maqnitlənməsidir. Qeyd edək ki, səth dalğasının tezliyi dağa ədədinin fiksə olunmuş qiymətinə uyğundur. Bu qiymət isə zolaqlı çeviricilərin konstruksiyasında verilir və temperaturdan asılı olmur.



Şəkil 4. $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ nazik təbəqəsində səth dalğalarının tezlik spektrlərinin temperatur asılılığı.

Uzun dalğa kənarının sürüşməsinin temperatur əmsalı izotrop model yaxınlaşmasında

$$\alpha_{f_0} = \frac{1}{2(H_0 + 4\pi M)} \cdot \frac{d(4\pi M)}{dT} \quad (11)$$

ifadəsi ilə təyin olunur və $\Delta f_0 \approx 0.2$ QHs tezliyində $\alpha_{f_0} \approx -0.2 \cdot 10^{-4} \text{dər.}^{-1}$. Beləliklə, $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ təbəqəsi

DİQ (dəmir ittrium qranat) –dən fərqli olaraq daha termostabildir. Təbəqənin $\Delta f_0 \approx 0.5$ QHs tezliyində temperatur əmsalı $\alpha_{f_0} \approx -0.57 \cdot 10^{-3} \text{dər.}^{-1}$. Lakin, DİQ (dəmir ittrium qranat)-dən fərqli olaraq $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ təbəqəsi üçün uzun dalğa kənarının yaxınlığında temperatur əmsalının işarəsinin inversiya şərti müşahidə olunmadı. Çox güman ki, bu nəticə $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ təbəqəsinin polikristal olması ilə bağlıdır. Digər tərəfdən isə, ferritdə Zn-in miqdarının artması ($x > 0.4$) ilə anizotropiya sahəsi və doyma maqnitlənməsi azalır. Bu da öz növbəsində, $\frac{dH_c}{dT} > \frac{1}{4} \left| \frac{d(4\pi M)}{dT} \right|$ şərtinin yerinə yetirilməsinə səbəb olur və beləliklə, səth dalğa spektrlərinin istənilən tezliyi termostabil ola bilər.

Nəticə

Aparılan tədqiqat nəticəsində 100 nm qalınlığa malik saphir altlıqlı $\text{Ni}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ nazik ferrit təbəqəsində maqnitostatik səth dalğalarının spektr və temperatur asılılıqları öyrənilmişdir. Yarıqlı mikrozolaqlı antenalar vasitəsilə yaradılan interferensiya strukturu dalğa vektorlarının qiymətini hesablamağa imkan vermiş və dalğaların temperaturdan asılı spektr davranışı təhlil olunmuşdur. Tədqiqat göstərmişdir ki, $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ təbəqəsi DİQ (dəmir-ittrium qranat) ferritinə nisbətən daha yüksək termostabilliyə malikdir. Uzun dalğa kənarında tezliyin temperatur əmsalının işarəsinin dəyişməsi (inversiyası) $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ üçün müşahidə olunmamış, bu isə materialın polikristal strukturu ilə izah oluna bilər. Eyni zamanda, ferritdə Zn tərkibinin artması ilə maqnit anizotropiyası və doyma maqnitlənməsi azalır ki, bu da bəzi hallarda səth dalğalarının istənilən tezliyində termostabilliyin təmin olunmasına şərait yaradır. Bu xüsusiyyətlər $\text{Ni}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_2\text{O}_4$ təbəqələrini yüksək tezlikli, temperatur sabitliyinə həssas olan mikrodalğa və spintronika qurğularında tətbiq üçün perspektivli edir.

- [1] В.П. Лукомский. Нелинейные магнитостатические волны в ферромагнитных пластинах. Укр.физ.журн., 1978, т.23, № 1, с.134-139.
- [2] А.В. Кокин, С.А. Никитов. Влияние непрерывной накачки на распространение солитонов огибающей магнитостатических спиновых волн. ФТТ, 2001, т.43, № 5, с.851-854.
- [3] А.О. Короткевич, С.А. Никитов. Фазовая кросс-модуляция поверхностных магнитостатических спиновых волн. ЖЭТФ, 1999, т.116, № 6(12), с.2058-2068.
- [4] Б.А. Князев, А.В. Кузьмин. Поверхностные электромагнитные волны: основные свойства, формирование, транспортировка. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2003, 26с.
- [5] Sh.N. Aliyeva, T.R. Mehdiyev, S.H. Jabarov, Kh.N. Ahmadova, I.F. Yusibova. Temperature dependences of the total spin moment in nanopowders of $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($x=0.0; 0.25; 0.5; 0.75; 1.0$) ferros spinels. J.Supercond Magn. 36, 2023, 367-371. DOI:10.1007/s10948-022-06458-4
- [6] T.R. Mehdiyev, A.M. Hashimov, S.H. Jabarov, Sh.N. Aliyeva, S.E. Kichanov, A.V. Rutkauskas, I.F. Yusibova, Kh.N. Ahmadova. Cluster aggregation of $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ ferros spinels. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 587, 2023, 171326. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.171326>
- [7] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн ЖЭТФ, 1983, т.84, № 2, с.606-614.
- [8] A. Boardman, S. Nikitov. Magnetostatic Waves Relaxation in Normally Magnetized Thin Ferromagnetic Films. Phys.Rev B, 1988, v.38, p.11444-11451.
- [9] A.D. Boardman, S.A. Nikitov, K. Xie, H.Mehta. Bright Magnetostatic Spin-Wave Envelope Solitons in Ferromagnetic Films. J. Magn. Mater., 1995. v.145. № 2, p.357-378.

- [10] A.D. Boardman, S.A. Nikitov. Magnetostatic Waves Relaxation in Normally Magnetized Thin Ferromagnetic Films. *Phys.Rev B*, 1988, v.38, p.11444-11451
- [11] A. Boardman, Q. Wang, S. Nikitov, J. Shen et.al. Nonlinear Magnetostatic Surface Waves in Ferromagnetic Films. *IEEE Trans. on Magnetics*, 1994, v.MAG-30, № 1, pp.1-13
- [12] J.X. Ma, D. Mazumdar, G. Kim et.al. A Robust Approach for the Growth of Epitaxial Spinel Ferrite Films. *Journal of Applied Physics*, 2010, v.108, p.063917-063922
- [13] T.P. Mexmuev, A.M. Gaishimov, H.P. Babayeva, A.A. Xabibzade. Электрические и магнитные свойства оболочки частотнозависимого резистора. *AJP Fizika*, 2008, т.XIV, № 3, с.207-214.
- [14] Ch. Kittel, J. Galt, W. Campbell. Crucial Experiment Demonstrating Single Domain Property of Fine Ferromagnetic Powders. *Phys. Rev*, 1950, v.77, p.725
- [15] A.Ф. Попков, К.А. Звездин, М.Ю. Чиненков и др. Спиновый транспорт и проблемы магнитной оперативной памяти (MRAM). *Инженерная физика*, 2012, № 9, с.19-34
- [16] Sh. Aliyeva, S. Aliyeva, T. Mehdiyev. SHF-magnetic properties of FD –resistor shell. *Technical and Physical Problems of Engineering*, 2013, v. 5, № 1, 2013, p.119-126.
- [17] Ch. Yao, Q. Zeng, G. Goya. ZnFe₂O₄ Nanocrystals: Synthesis and Magnetic Properties. *J. Phys. Chem. C*, 2007, v.111, № 33, p.12274-12278
- [18] Gabriela Vazquez-Victorio, Ulises Acevedo-Salas and Raul Valenzuela. Microwave absorption in nanostructured spinel ferrites, *Intech, Open Science*, from book «Ferromagnetic Resonance Theory and Applications», p.7, publ. on: 2013-07-31
- [19] P. Graves, C. Johnston, J. Campaniello. Raman Scattering in spinel structure ferrites. *Mater. Res. Bull.*, 1988, v. 23, p.1651-1660
- [20] M. Grimsditch, L. McNeil, D. Lockwood. Unexpected behavior of the antiferromagnetic mode of NiO. *Phys. Rev.B*, 1998, v.58, p.14462
- [21] N. Guskos, S. Glenis, J. Typek et.al. Magnetic properties of ZnFe₂O₄ nanoparticles. *Cent. Eur. J.Phys.*, 2012, v.10, № 2, p.470-477
- [22] В.И. Карпман. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973, 175 с.
- [23] А.С. Киндяк. О солитонах поверхностной магнитостатической спиновой волны в структуре феррит-диэлектрик-металл. Письма в ЖТФ, 1999, т.25, № 4 с.48-54.
- [24] Г.Ю. Юрков, С.П. Губин, Д.А. Панкратов и др. Наночастицы оксида железа (III) в матрице полиэтилена. *Неорганические материалы*, 2002, т.38, № 2, с.186-195.
- [25] И.В. Голосовский. Дифракционные исследования атомного и магнитного порядка в антиферромагнетиках, наноструктурированных внутри пористых сред: Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук, Гатчина, 2007, 33 с.
- [26] Sh. Aliyeva, S. Aliyeva, T. Mehdiyev. SHF magnetic properties of ((Ni-Zn)- ferrit)-dielectric-metal. *EURAS Academic Journal*, Winter 2012-2013, v. 1, № 2, p. 31-44.
- [27] Sh.N. Aliyeva, S.I. Aliyeva, T.R. Mehdiyev. SHF-magnetic properties of FD-resistor shell/Proc. of The 8th Intern. Conf. ICTPE, Fredrikstad, Norway, 2012, p.313-320.
- [28] Sh. Aliyeva, S. Aliyeva, T. Mehdiyev. SHF-magnetic properties of FD –resistor shell. *Technical and Physical Problems of Engineering*, 2013, v. 5, № 1, 2013, p.119-126.
- [29] Sh.N. Aliyeva, S.I. Aliyeva, T.R. Mehdiyev. SHF-magnetic properties of FD –resistor shell/Abstract book of International Conference “Large scale research projects-2012: Materials science and informatics for high technologies”, Baku, 2012, p.31
- [30] S.N. Aliyeva, T.R. Mehdiyev, A.M. Hashimov, I.F. Yusibova, A.A. Sadigova. Optic radiation of thin-film structure of FD-resistor with active Ni_{0.4}Zn_{0.6}Fe₂O₄ layer, *IJTPE 50 (14) (2022)* 161–165, <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.321-324.802>.

T.R. Mehdiyev, Sh.N. Aliyeva, I.F. Yusibova, R.H. Nayimbayova, F.H Mammadov

MAGNETOSTATIC SURFACE WAVES IN A Ni-Zn FERRITE-DIELECTRIC-AI STRUCTURE

Magnetostatic surface waves in ferrite-dielectric-metal structures are phenomena related to the unique electromagnetic and magnetic properties of materials. They have wide application potential in fields such as microwave technology, spintronic devices, high-frequency filters, and non-invasive material analytics. These waves exhibit important properties such as nonrecursion, dispersion relations, and soliton formation. This article investigates the mechanism of magnetostatic surface waves in these structures and examines their physical properties.

Qəbul olunma tarixi: 22.04.2025