

## ANİZOTROP KEÇİRİCİ MÜHİTLƏRDƏ TERMOMAQNİT DALĞALARI

E.R. HƏSƏNOV

BDU, Fizika Problemləri İnstitutu, Az- 1143, Bakı, Z.Xəlilova küçəsi, 23.

A.V. İSLAMZADƏ

AMEA Fizika İnstitutu, Az- 1143, Bakı, H.Cavid pr. 131.

[aygul\\_islamzade@mail.ru](mailto:aygul_islamzade@mail.ru)

Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğalarının nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Dalğaların tezlikləri və inkrementləri hesablanmışdır. Xarici maqnit təsiri olmadan, anizotrop keçirici mühit daxilində yaranan dayanıqsız dalğalar zamanı elektrik keçiriciliyinin dəyişmə intervalı təyin edilmişdir.

**Açar sözlər:** termomaqnit dalğalar, elektrik keçiriciliyi, dalğa inkrementi.

**PACS:**72.20.Ht, 72.80.Cw.

[1-6] işlərində isbat olunmuşdur ki, temperatur qradienti  $\vec{\nabla}T$ , olan qeyri-tarazlıqda olan plazmada maqnit sahəsi yaranır. Plazmada  $\vec{\nabla}T$  varsa, adi plazmadan fərqli olaraq rəqsi hərəkət yaranır. Rəqs yaranan plazma, adi tarazlıqda olan plazmadan tamamilə fərqlənir. Xarici maqnit sahəsi olmayanda və hidrodinamik hərəkət olmasa da, belə plazmada eninə termomaqnit dalğası yaranır. Bu dalğada yalnız maqnit sahəsi rəqs edir. Əgər sabit xarici maqnit sahəsi  $\vec{H}_0$  varsa, onda termomaqnit dalğasının dalğa vektoru  $\vec{H}_0$ -a perpendikulyar olur və  $(\vec{H}_0, \vec{\nabla}T)$  müstəvisində yerləşir. Ağı Alven dalğası iki hidrotermomaqnit dalğasına parçalanır,  $\vec{V}$  və  $\vec{H}$  vektorları  $\vec{\nabla}T$  vektoruna perpendikulyar olur. Maqnit sahəsinin spektri dəyişir. Bu halda termomaqnit dalğasının yayılma sürəti səs sürətinə yaxın olur. Bircinsli maqnit sahəsi, temperatur qradienti istiqamətinə yönəlir. Sabit  $\nabla T = const$  olan

plazmaya baxaq. Fərz edək ki,  $L = \frac{T}{\nabla T}$  məsafəsində

temperatur dəyişməsi çox kiçikdir. Əgər təzyiq  $P=const$  qalırsa, belə  $\vec{\nabla}T$  olan plazma stasionar halda hesab oluna bilər, yəni,  $\frac{\vec{\nabla}\rho}{\rho} = \frac{\vec{\nabla}T}{T}$  (burada  $\rho$  – plazmanın sıxlığıdır.

Belə plazmada kiçik maqnit sahəsi yaranarsa,  $\Omega\tau < 1$ , ( $\Omega = \frac{eH}{mc}$  elektronların Larmor tezliyi,  $\frac{l}{\tau}$  - elektronların toqquşma tezliyidir.)

## ƏSAS TƏNLİKLƏR

Elektrik sahəsi  $\vec{E}$  və  $\vec{\nabla}T$  olduqda  $\vec{V}(\vec{r}, t)$  hidrodinamik hərəkət sürəti olduqda elektrik cərəyanının sıxlığı aşağıdakı kimidir. [1].

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}^* + \sigma' [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha \vec{\nabla}T - \alpha' [\vec{\nabla}T \vec{H}] \quad (1)$$

burada

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{\vec{\nabla}\vec{H}}{c} + \frac{T}{e} \frac{\vec{\nabla}n}{n}; e > 0 \quad (2)$$

( $n$  - elektronların konsentrasiyasıdır).

(1)- ifadəsindən  $\vec{E}$  - elektrik sahəsini aşağıdakı vektor tənliyinin həlli kimi təyin etmək olar.

$$\vec{y} = \vec{a} + [\vec{b}\vec{y}] \quad (3)$$

burada  $\vec{y}$  məchul vektordur.

(3) -dən

$$([\vec{b}\vec{y}]) = (\vec{b}\vec{a}) \quad (4)$$

olur.  $([\vec{b}\vec{y}]) = 0$   $[\vec{b}\vec{y}]$  ifadəsində (3)-dən  $\vec{y}$ -in ifadəsini yazsaq

$$\vec{y} = \vec{a} + [\vec{b}\vec{a}] + [\vec{b}[\vec{b}, \vec{y}]],$$

$$[\vec{b}[\vec{b}, \vec{y}]] = b([\vec{b}\vec{y}]) - \vec{y}b^2; \vec{y} = \frac{\vec{a} + [\vec{b}\vec{a}](\vec{a}\vec{b})\vec{b}}{1+b^2} \quad (5)$$

alırıq.

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \text{ tənliyindən istifadə edərək (5) və (1)-}$$

dən  $\vec{E}$  -elektrik sahəsinin aşağıdakı ifadəsini alırıq.

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{\nabla}\vec{H}]}{c} - A' [\vec{\nabla}T, \vec{H}] + \frac{c}{4\pi\sigma} \text{rot } \vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2} [\text{rot } \vec{H}, \vec{H}] + \frac{T}{e} \frac{\vec{\nabla}\rho}{\rho} + A \vec{\nabla}T$$

Burada  $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$ ,  $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma}$   $\sigma$ - elektrik keçiriciliyi,  $\Lambda$ - diferensial termoeds,  $\Lambda'$ - Hernest Ettiqaufen əmsalıdır.

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \vec{E} \quad (7)$$

tənliyini (6)-da yazsaq,

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} \left[ (\vec{V} + c\Lambda' \nabla \vec{T} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma} \operatorname{rot} \vec{H}), \vec{H} \right] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \operatorname{rot} \vec{H} + \Lambda \vec{\nabla} T + \frac{T}{e} \frac{\vec{\nabla} \rho}{\rho} \quad (8)$$

(8) tənliyi plazmada hidrodinamik hərəkət zamanı temperatur qradienti  $\vec{\nabla} T$  olduqda yaranan maqnit sahəsinin müəyyən edir. (8) tənliyinin analitik həlli [1] işində ətraflı şərh olunub. [2-3] işlərində bərk cisim plazmasında yaranan termomaqnit dalğaları analiz olunub, bircinsli keçirici mühitlərdə eninə  $\vec{K} \perp \vec{\nabla} T$  və uzununa  $\vec{K} // \vec{\nabla} T$  termomaqnit dalğalarının tezlikləri hesablanmış. (4-5-6) işlərində izotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğaları nəzəri olaraq tədqiq olunub. Aydındır ki, anizotrop keçirici mühitlərdə (metallarda və aşqarsız yarımkeçiricilərdə) termomaqnit dalğaları kristalın müxtəlif istiqamətində fərqli tezliklərlə yayılacaq. Keçirici mühit anizotrop olduqda, müxtəlif istiqamətlərdə yaranan dəyişən maqnit və elek-

trik sahələrinin temperatur qradientinə nəzərən istiqamət və qiymətləri mühit daxilində yayılan termomaqnit dalğalarının tezliklərini dəyişdirəcək. Termomaqnit dalğalarının tezlikləri  $\sigma_{ik}$ - keçiricilik tenzorunun  $\Lambda'_{ik}$ - Hernest Ettiqaufen tenzorunun müxtəlif istiqamətlərdəki qiymətindən asılı olacaq.

Bu işdə məqsədimiz elektron tip keçiricikli anizotrop mühitlərdə yaranan termomaqnit dalğalarının tezliklərini və yaranma şərtlərini tədqiq etməkdən ibarətdir. Yuxarıda şərh olunan tənliklər sistemini tenzor halında yazmaq lazımdır. İzotrop mühitlərdə elektrik sahəsi ilə cərəyan sıxlığı arasında aşağıdakı tənliyi yazmaq.

$$\vec{E} = \eta \vec{j} + \eta' [\vec{j} \vec{H}] + \eta'' (\vec{j} \vec{H}) \vec{H} + \Lambda' [\vec{\nabla} T, \vec{H}] + \Lambda'' (\vec{\nabla} T, \vec{H}) \vec{H} + \Lambda \vec{\nabla} T \quad (9)$$

Yaxud

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \Lambda \vec{\nabla} \vec{T} + \vec{E}_4 + \vec{E}_5 \quad (10)$$

(burada  $\vec{E}_1 - \vec{J}$  cərəyanı istiqamətindəki dəyişən elektrik sahəsi,  $\vec{E}_2 - \vec{J}$  cərəyanına və  $\vec{E}_1 \vec{H}$  maqnit sahəsinə perpendikulyar dəyişən elektrik sahəsi,  $\vec{E}_3 - \vec{J}$  cərəyanı və  $\vec{H}$  maqnit sahəsi istiqamətindəki dəyişən elektrik sahəsi,  $\Lambda \vec{\nabla} T$ - temperatur qradienti istiqamətindəki dəyişən elektrik sahəsi,  $\vec{E}_4$ - temperatur qradientinə və  $\vec{H}$  maqnit sa-

həsinə perpendikulyar dəyişən elektrik sahəsi,  $\vec{E}_5$ - temperatur qradienti və  $\vec{H}$  maqnit sahəsi istiqamətindəki dəyişən elektrik sahəsidir).

Anizotrop keçirici mühitlərdə (9) ifadəsi istiqamətlərdən asılı olacaq və tenzor şəklində aşağıdakı kimi yazılır:

$$E_i = \eta_{im} j_m + \eta'_{im} [\vec{j} \vec{H}]_m + \eta''_{im} (\vec{j} \vec{H}) H_m + \Lambda_{im} \frac{\partial T}{\partial x_m} + \Lambda'_{im} [\vec{\nabla} T H]_m + \Lambda''_{im} (\vec{\nabla} T H) H_m \quad (11)$$

Xarici maqnit sahəsi  $\vec{H}_0 = 0$  olan halda (11) tənliyindəki  $\Lambda'_{im}$ ,  $\eta_{im}''$ ,  $\Lambda_{im}''$  tenzorları və  $\nabla T = const$  olduğundan  $\Lambda_{im}$  tenzoru sıfıra bərabər olacaq. Maksvell tənliklərini (11) tənliyinə birləşdirsək, aşağıdakı tənliklər sistemini alarıq:

$$\begin{aligned} E'_i &= \eta_{im} j'_m + \Lambda'_{im} [\vec{\nabla} T H]_m \\ \operatorname{rot} \vec{E}' &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}'}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H}' &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}' + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}'}{\partial t} \end{aligned} \quad (12)$$

Dəyişən kəmiyyətlər monoxromatik dalğa kimi dəyişsə, (yəni  $E', H' \sim e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$ ) (12) tənliklər sistemi aşağıdakı sistemə çevrilir

$$E'_i = \eta_{im} j'_m + \Lambda'_{im} [\vec{\nabla} T H]_m \quad (13)$$

$$j'_i = \frac{ic^2}{4\pi\omega} + [\vec{k} [\vec{k} \vec{E}]]_m + \frac{i\omega}{4\pi} E'_m$$

burada-  $\omega$ - yaranan dalğanın tezliyi,  $\vec{k}$  - yaranan dalğanın dalğa vektorudur.

(13) sistemindən  $E'_i$  dəyişən elektrik sahəsini təyin etsək,

$$\begin{aligned} E'_i &= \left[ A \eta_{ik} K_e K_m + B \eta_{im} + \frac{c\Lambda'_{ie}}{\omega} K_e \frac{\partial T}{\partial x_m} \right] E'_m \\ A &= \frac{ic^2}{4\pi\omega}; B = i \frac{\omega^2 - c^2 k^2}{4\pi\omega} \end{aligned} \quad (14)$$

(14) ifadəsində

$$E'_m = \delta_{im} E'_i ; \partial_{im} = \begin{cases} 1, & i = m \\ 0, & i \neq m \end{cases}$$

$$N_{im} = A\eta_{ij} K_e K_m + B\eta_{im} + \frac{cA'_e}{\omega} K_e \frac{\partial T}{\partial x_m} \quad (16)$$

Nəzərə alsaq, tenzor şəklində aşağıdakı tənliyi alırıq,

$$(N_{im} - \delta_{im}) E'_i = 0 \quad (15)$$

(15) sistem tənlikləri ödəmək üçün  $\left| (N_{im} - \delta_{im}) \right| = 0$  determinantı ödənilməlidir.

(16) dispersiya tənliyini həll etmək üçün koordinat sistemini seçmək lazımdır. Biz aşağıdakı koordinat sistemini seçirik.

$$k = k_i, k_2 = k_3 = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_1} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0 \quad (17)$$

(17) şərtində aşağıdakı dispersiya tənliyini alırıq

$$\begin{aligned} \left| (N_{im} - \delta_{im}) \right| &= (N_{11} - 1)(N_{22} - 1)(N_{33} - 1) + N_{21}N_{13}N_{32}N_{12}N_{23}N_{31} - \\ &- N_{13}N_{31}(N_{22} - 1) - N_{32}N_{23}(N_{11} - 1) - N_{21}N_{12}(N_{33} - 1) = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

Burada  $N_{11} = \frac{i\omega}{4\pi} \eta_{11},$

$$N_{12} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{12}}{4\pi\omega} + \frac{-\omega_{11} + \omega_{12}}{\omega};$$

$$N_{13} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{13}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{13}}{\omega};$$

$$N_{21} = \frac{i\omega\eta_{21}}{4\pi}$$

$$N_{22} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{22}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{22} - \omega_{21}}{\omega}; \quad (19)$$

$$N_{23} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{23}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{23}}{\omega};$$

$$N_{31} = \frac{i\omega\eta_{31}}{4\pi};$$

$$N_{32} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{32}}{4\pi\omega}$$

$$N_{33} = \frac{i(\omega^2 - c^2 k^2) \eta_{33}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{33}}{\omega}$$

$$\omega_{11} = -ckA'_{11} \vec{\nabla}_2 T;$$

$$\omega_{12} = -ckA'_{12} \vec{\nabla}_1 T;$$

$$\omega_{13} = -ckA'_{13} \vec{\nabla}_1 T$$

$$\omega_{21} = -ckA'_{21} \vec{\nabla}_2 T;$$

$$\omega_{22} = -ckA'_{22} \vec{\nabla}_1 T;$$

$$\omega_{23} = -ckA'_{23} \vec{\nabla}_1 T$$

$$\omega_{33} = -ckA'_{33} \vec{\nabla}_1 T$$

(19) işarələrini (18) - də yazsaq, aşağıdakı dispersiya tənliyi alırıq.

$$\varphi_1 \omega^6 + \varphi_2 \omega^5 + \varphi_3 \omega^4 + \varphi_4 \omega^3 + \varphi_5 \omega^2 + \varphi_6 \omega + \varphi_0 = 0 \quad (20)$$

$\varphi_i, i=0,1,2,3,4,5,6$  (20) dispersiya tənliyi (19) parametrlərindən asılı olan  $\varphi_i$  məlumatları ilə həll edilməlidir.

Aydındır ki, belə həll riyazi olaraq mümkün deyil. Ona görə (200 tənliyinin həllini aşağıdakı fiziki metodla həll edəcəyik. Aydındır ki,  $N_{ik}$  tenzorunun qiymətləri (20) tənliyini həllindən alınan tezliklərin analitik ifadələrini təyin edəcək.  $N_{ik}$  tenzorlarının ifadələri  $\eta_{ik}$  və  $A'_{ik}$  tenzorlarından asılıdır.  $\eta_{ik}$  və  $A'_{ik}$  tenzorları anizotrop keçirici mühitlərin müxtəlif istiqamətlərindəki qiymətləridir. Ölçüsüz  $N_{ik}$  tenzorları,  $\eta_{ik}$  və  $A'_{ik}$  tenzorlarının müəyyən qiymətlərində konkret ədədi qiymətə bərabər olacaq.  $N_{ik}$  tenzorlarının belə qiymətləri sıfırdan fərqli olmaqla müxtəlif olacaq. Biz (18) dispersiya tənliyinin həllini aşağıdakı  $N_{ik}$  qiymətləri olanda axtaracağıq.

$$N_{11} = N_{23} = N_{33} = 1; \quad \omega_{13} = \omega_{23} = \omega_{33} \quad (21)$$

$N_{33} = 1$  ifadəsində  $\omega = \omega_0 + ij$  nəzərə alsaq, +

$$\frac{\omega_0 \eta_{33}}{2\pi} \gamma = \omega_{33} - \omega_0 \quad (22)$$

$$\frac{(\omega_0^2 - \gamma^2 - c^2 k^2) \eta_{33}}{4\pi} = \gamma$$

(22)-dən

$$\gamma = \frac{2\pi\omega_{33}}{\omega_0 \eta_{33}} - \frac{2\pi}{\eta_{33}} \quad (23)$$

$$\omega_0^4 \eta_{33}^2 + (4\pi^2 - c^2 k^2 \eta_{33}^2) \omega_0^2 - 4\pi^2 \omega_{33}^2 = 0 \quad (24)$$

alırıq.

(24) tənliyindən tezliyin həqiqi hissəsi  $\omega_0$  taparaq (23)-də yazsaq, tezliyi  $\omega_0$  olan dalğanın dayanıqsız olması üçün  $\omega_{33} > \omega_0$  (25) şərtini alır.

(24) tənliyindən görünür ki,  $ck\eta_{33}$  ölçüsüz parametrinin qiyməti  $\omega_0$  tezliyini kəskin dəyişdirir.  $ck\eta_{33} = r$  işarə edərək aşağıdakı hallara baxaq:

$$1) \quad r < 2\pi \quad (26)$$

$$\omega_0 = \left( \frac{2\pi\omega_{33}}{\eta_{33}} \right)^{1/2} \left[ \frac{1}{\omega_{33}\eta_{33}} \left( 1 - \frac{2}{\pi^{3/2}} \right) + 1 \right]^{1/2} \quad (27)$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{\eta_{33}} \left( \frac{1}{2^{3/4}} - 1 \right) \quad (28)$$

(28) ifadəsindən görünür ki, (27) tezlikli dalğa sönən dalğadır. Deməli,  $r < 2\pi$  olduqda dayanıqsız hal yoxdur.

$$2) \quad r = 2\pi \quad (29)$$

(29) qiymətini (24)-də yazsaq,

$$\omega_0 = \left( \frac{2\pi\omega_{33}}{\eta_{33}} \right)^{1/2} \quad (30)$$

$$\gamma = (ck\omega_{33})^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{ck}{\omega_{33}} \right)^{1/2} \right] \quad (31)$$

(31) ifadəsindən görünür ki,  $\omega_{33} > ck$  olanda  $\gamma > 0$  olur və  $\omega_0$  tezlikli dalğa dayanıqsızdır.

$$3) \quad r > 2\pi$$

$$\omega_0 = \left[ \left( \frac{2\pi\omega_{33}}{\eta_{33}} \right)^2 + \frac{c^2 k^2}{2} \right]^{1/2} \quad (32)$$

alırıq.

$$\gamma = \left( \frac{2\pi\omega_{33}}{\eta_{33}} \right)^{1/2} - \frac{2\pi}{\eta_{33}} \quad (33)$$

alırıq.

(33) ifadəsindən görünür ki, dayanıqsızlıq  $\omega_{33}\eta_{33} > 2\pi$  olanda yaranır.

1, 2, 3 şərtlərində yaranan dalğaların dayanıqsızlığı keçirici mühitlərdəki  $\eta_{ik}$  keçiriciliyin tərs qiyməti tenzorunun və  $A'_{ik}$  Hertz Ettingauzen əmsalının qiymətlərindən asılıdır.

$r < 2\pi$ ,  $r = 2\pi$ ,  $r > 2\pi$  şərtlərində keçiricilərin müxtəlif istiqamətdəki qiymətləri (21) şərtləri ödəyəndə (18) dispersiya tənliyindən təyin edilməlidir.

(21) və (18)-dən

$$N_{21} + N_{22} = N_{11} + N_{22} \quad (34)$$

alırıq.

(19) ifadəsindən  $N_{ik}$  tenzorunun ifadələrini (34)-də yazsaq, keçiricilik tenzorunun istiqamətlərdə qiymətləri arasında aşağıdakı ifadələri alır:

$$\eta_{21} + \eta_{12} = \eta_{11} + \eta_{22}, \quad A'_{11}A'_{22} = A'_{21}A'_{12} \quad (35)$$

və

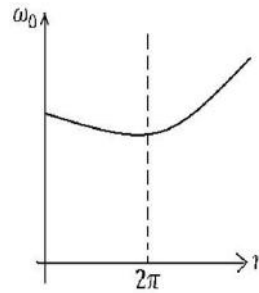
$$\omega_0^2 = \frac{c^2 k^2}{2} + \gamma^2 \quad (36)$$

$\omega_0$  və  $\gamma$  ifadələrini (36)-də yerinə yazsaq,  $r < 2\pi$ ,  $r = 2\pi$ ,  $r > 2\pi$  hallarında  $\eta_{33}$  kəmiyyətinin analitik ifadəsini tapırıq:

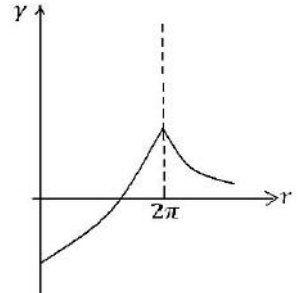
$$\eta_{33}(r < 2\pi) = \frac{2\pi\omega_{33}}{c^2 k^2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{ck}{\omega_{33}} \right)^2} \right]$$

$$\eta_{33}(r = 2\pi) = \frac{2\pi}{ck}; \quad \eta_{33}(r > 2\pi) \approx \frac{2^{3/4}\pi}{ck};$$

$$\omega_{33}\eta_{33} = \frac{1}{2};$$



Şəkil 1.



Şəkil 2.

Tezlik  $\omega_0$  (şəkil 1) və inkrement (şəkil 2)  $\gamma$  qrafiklərindən görünür ki,  $r$  ölçüsüz parametrinin  $2\pi$ -dən kiçik qiymətlərində yaranan dalğanın tezliyi,  $\omega_0$  ən böyük olmasına baxmayaraq, sönən dalğadır. Yəni, bir lokal nöqtədə yaranan dalğa kristalda yayıla bilmədən sönür və krystal daxilində yükdaşıyıcıların paylanması bircinsli olur.  $r = 2\pi$ ,  $r > 2\pi$  intervallarında yaranan dalğalar dayanıqsızdır və yükdaşıyıcıların paylanması qeyri-bircinsli olur.

## ƏSAS NƏTİCƏLƏR

Anizotrop keçirici mühitlərdə xarici maqnit sahəsi olmayanda temperatur gradienti hesabına dəyişən maqnit sahəsi yaranır.

Mühit daxilində dəyişən maqnit sahəsi və dəyişən elektrik sahəsi, temperatur gradienti hesabına yaranan dalğalar elektromaqnit və termomaqnit xarakterlidir. Bu dalğaların dalğa vektorları temperatur gradientinə paralel

$\vec{K} // \vec{\nabla} T$ , yaxud  $\vec{K} \perp \vec{\nabla} T$  olur. Ancaq dalğa vektoru həmişə  $\vec{\nabla} T$  və dəyişən maqnit sahəsi müstəvisində yerləşir.

Anizotrop mühitin müstəvi istiqamətlərindəki elektrik keçiriciliyindən asılı olaraq,  $r_{ik} = ck\eta_{ik}$  ( $ck$ - tezlik,  $\eta$ - elektrik keçiriciliyinin tərs qiymətidir) parametrinin qiymətindən asılı olan dalğa tezliklərinin ifadələri göstərir ki, yaranan dalğaların sönmə və artma (dayanıqsızlıq) intervalları mövcuddur.  $r_{ik} = ck\eta_{ik}$  parametrinin müxtəlif qiymətlərində dalğa tezliklərinin və inkrementlərinin qra-

fiki analizi verilmişdir.  $r_{ik}$  parametrinin müəyyən qiymətlərində yaranan dalğalar yalnız termomaqnit xarakterlidir. (21) şərtləində (18) dispersiya tənliyinin həlli verilmişdir. Ancaq (18) şərtləri dəyişdirilərsə, (20) tənliyinin həllindən alınan dalğa tezliklərinin və inkrementlərinin analitik ifadələri dəyişəcək. Belə dəyişmə, yalnız  $r_{ik}$  ölçüsüz tenzordakı  $\eta_{ik}$  - tenzorunun qiymətində, yəni  $\sigma_{ik}$  elektrik keçiriciliyinin qiymətində olacaq. Bu isə anizotrop krus-talın fırlanması ilə tənzim oluna bilər.

- [1] Л.Э. Гуревич. ЭТФ, 44, 1963, 548-555.  
 [2] Л.Э. Гуревич, В.И. Владимиров. ЖЭТФ, 44, 1963, 166-176.  
 [3] Л.Э. Гуревич, В.И. Владимиров. ЖЭТФ, 46 (3), 1964, 884-901.  
 [4] E.R. Hasanov and M.F. Novruzov, A.Z. Danahov and A.I. Demirel. «Modern Physicd Letters» B.vol.22. N 06, 2008, 455-457.  
 [5] E.R. Hasanov, R.R. Huseynov, M.F. Novruzov. Energy generation and amplitude of

- thermomagnetic waves in the conducting medium. 3<sup>rd</sup> International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering. 29-31 may 2006, Ankara, 653-654.  
 [6] Э.Р. Гасанов, М.Ф. Новрузов. Колебания тока в проводящих средах при наличии терромагнитных волн. International Conference Physic. 2005. Baku June 2005, 235-236.

**E.R. Hasanov, A.V. Islamzade**

**CONDITION OF THERMOMAGNETIC WAVES IN ANISOTROPIC OF MEDIUM WITH ELECTRON TYPE OF CARRIERS**

Theory of thermomagnetic waves in anisotropic conductive medium is constructed. Frequency and increments of waves are calculated. Intervals of change of electrical conductivity, at which the unstable waves arrive inside the anisotropic conductive medium without external magnetic field, are defined.

**Э.Р. Гасанов и А.В. Исламзаде**

**ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ**

Построена теория терромагнитных волн в анизотропных проводящих средах. Вычислены частоты и инкременты волн. Определены интервалы изменения электрической проводимости, при которых возникают неустойчивые волны внутри анизотропной проводящей среды без внешнего магнитного поля.

*Qəbul olunma tarixi: 06.01.2015*