

UDK 621.382

**QEYRİ-BİRCİNSLİ ELEKTRON TİP KEÇİRİCİLİKLİ
MÜHİTLƏRDƏ TERMOMAQNİT DALĞALARININ
DAYANIQSIZLIĞI**

***R.K.MUSTAFAYEVA, **E.R.HƏSƏNOV,
A.V.İSLAMZADƏ, **H.Ş.HASANOV
**Bakı Dövlət Universiteti*
***AMEA-nın Fizika İnstitutu*
aygul_islamzade@mail.ru

Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğalarının nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Dalğaların tezlikləri və inkrementləri hesablanmışdır. Xarici maqnit sahəsi olmadıqda anizotrop keçirici mühit daxilində yaranan dayanıqsız dalğalar olanda elektrik keçiriciliyinin dəyişmə intervalı təyin edilmişdir.

Açar sözlər: qeyri-tarazlıq, plazma, elektrik sahəsi, xarici maqnit sahəsi, bircinsli maqnit sahəsi, temperatur, temperatur qradienti, termomaqnit dalğaları.

[1-2-3] 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. Agi Alven dalğası iki hidrotermomaqnit dalğasına parçalanır, \vec{V} və \vec{H}' vektorları $\vec{\nabla}T$ vektoruna perpendikulyar olur. Maqnit səs dalğasının spektri dəyişir. Bu halda termomaqnit dalğasının yayılma sürəti səs sürətinə yaxın olur. Bircinsli maqnit sahəsi, temperatur qradienti istiqamətinə yönəlir. Sabit $\nabla T = \text{const}$ olan plazmaya baxaq. Fərz edək ki, $L = \left| \frac{T}{\nabla T} \right|$ məsafəsində temperatur dəyişməsi çox kiçikdir. Əgər təzyiq $P = \text{const}$ qalırsa, belə ∇T olan plazma stasionar halda hesab oluna bilər, yəni $\frac{\vec{\nabla}\rho}{\rho} = \frac{\vec{\nabla}T}{T}$ (burada ρ – plazmanın sıxlığıdır).

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

Əsas tənliklər

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

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

$$\text{burada } \vec{E} \cdot = \vec{E} + \frac{\vec{V}\vec{H}}{C} + \frac{T}{e} \frac{\vec{\nabla}n}{n}; e > 0 \quad (2)$$

(n- elektronların konsentrasiyasıdır).

(1)- ifadəsindən \vec{E} - elektrik sahəsini aşağıdakı vektor tənliyin 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 $(\vec{b}[\vec{b}\vec{y}]) = 0$.

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

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

alırıq.

$$[\vec{b}[\vec{b}\vec{y}]] = b[\vec{b}\vec{y}] - \vec{y}b^2$$

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

alırıq.

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

sahəsinin aşağıdakı ifadəsini alırıq.

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{V}\vec{H}]}{c} - \Lambda' [\vec{\nabla}T, \vec{H}] + \frac{c}{4\pi\sigma} \text{rot}\vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2} [\text{rot}\vec{H}, \vec{H}] + \frac{T}{e} \frac{\vec{\nabla}\rho}{\rho} + \Lambda \vec{\nabla}T \quad (6)$$

Burada $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$, $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma}$, σ - elektrik keçiriciliyi, Λ - diferensial termoeds, Λ' - Hernest Ettingauzen əmsalidir.

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

tənliyini (6)-da yazsaq,

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

(8) tənliyi plazmada hidrodinamik hərəkət zamanı temperatur qradienti $\vec{\nabla} T$ olduqda yaranan maqnit sahəsinə müəyyən edir. (8) tənliyinin analitik həlli [1] işində ətraflı şərh olunub. [2-3] içlərində 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 hesablanıb. (4-5-6) işlərində izotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğaları nəzəri olaraq tədqiq olunub. Aydın 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 elektrik sahələrinin temperatur qradientinə nəzərən istiqamət və qiymətləri mühit daxilində yayılan termomaqnit dalğalarının tezliklərini dəyişdirəcək. Termomaqnit dalğalarının tezlikləri σ_{ik} - keçiricilik tenzorunun Λ'_{ik} - Hernest Ettingauzen tenzorunun müxtəlif istiqamətlərdəki qiymətindən asılı olacaq.

Bizim 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 yazaq.

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

Yaxud

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

(burada $\vec{E}_1 - \vec{J}$ cərəyanı istiqamətindəki dəyişən elektrik sahəsi, $\vec{E}_2 - \vec{J}$ cərəyanına və \vec{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 sahəsinə 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

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

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

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

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

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

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

burada- ω – yaranan dalğanın tezliyi, \vec{k} - yaranan dalğanın dalğa vektorudur. (13) sistemindən E'_i dəyişən elektrik sahəsini təyin etsək,

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

$$(14) \text{ ifadəsində } E'_m = \delta_{im} E'_i ; \quad \delta_{im} = \begin{cases} 1, & i = m \\ 0, & i \neq m \end{cases} \quad (15)$$

Nəzərə alsaq, tenzor şəklində aşağıdakı tənliyi alarıq,

$$(N_{im} - \delta_{im}) E'_i = 0 \quad (16)$$

$$N_{im} = A\eta_{il}K_eK_m + B\eta_{im} + \frac{c\Lambda'_{ie}}{\omega}K_e\frac{\partial T}{\partial x_m}$$

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

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

$$k = k_1, k_2 = k_3 = 0, \frac{\partial T}{\partial x_1} \neq 0, \frac{\partial T}{\partial x_2} \neq 0, \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0 \quad (17)$$

(17) şərtindən aşağıdakı dispersiya tənliyini alırıq

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

Burada

$$\begin{aligned} N_{11} &= \frac{i\omega}{4\pi}\eta_{11}, \quad N_{12} = \frac{i(\omega^2 - c^2k^2)\eta_{12}}{4\pi} + \frac{-\omega_{11} + \omega_{12}}{\omega} \\ N_{13} &= \frac{i(\omega^2 - c^2k^2)\eta_{13}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{13}}{\omega} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} N_{21} &= \frac{i\omega\eta_{21}}{4\pi}, \quad N_{22} = \frac{i(\omega^2 - c^2k^2)\eta_{22}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{22} + \omega_{21}}{\omega} \\ N_{23} &= \frac{i(\omega^2 - c^2k^2)\eta_{23}}{4\pi\omega} + \frac{\omega_{23}}{\omega} \end{aligned}$$

$$N_{31} = \frac{i\omega\eta_{31}}{4\pi}, \quad N_{32} = \frac{i(\omega^2 - c^2k^2)\eta_{32}}{4\pi\omega};$$

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

$$\begin{aligned} \omega_{11} &= -ck\Lambda'_{11}\nabla_2T; \quad \omega_{12} = -ck\Lambda'_{12}\nabla_1T; \quad \omega_{13} = -ck\Lambda'_{13}\nabla_1T \\ \omega_{21} &= -ck\Lambda'_{21}\nabla_2T; \quad \omega_{22} = -ck\Lambda'_{22}\nabla_1T; \quad \omega_{23} = -ck\Lambda'_{23}\nabla_1T \\ \omega_{33} &= -ck\Lambda'_{33}\nabla_1T \end{aligned}$$

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

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

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

Aydındır ki, belə həll riyazi olaraq mümkün deyil. Ona görə (20) 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 η_{ik} və Λ'_{ik} tenzorlarından asılıdır. η_{ik} və Λ'_{ik} tenzorları anizotrop keçirici mühitlərin müxtəlif istiqamətlərindəki qiymətləridir. Ölçüsüz N_{ik} tenzorları, η_{ik} və Λ'_{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.

$$N_1 = N_{23} = N_{33} = 1 ; \omega_{13} = \omega_{23} = \omega_{33} \quad (21)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\omega_0 \eta_{33}}{2\pi} \gamma &= \omega_{33} - \omega_0 \\ \frac{(\omega_0^2 - \gamma^2 - c^2 k^2) \eta_{33}}{4\pi} &= \gamma \end{aligned} \quad (22)$$

(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 ω_0 taparaq (23)-də yazsaq, tezliyi ω_0 olan dalğanın dayanıqsız olması üçün $\omega_{33} > \omega_0$ (25) şərtini alırıq.

(24) tənliyindən görünür ki, $ck\eta_{33}$ ölçüsüz parametrinin qiyməti ω_0 tezliyini kəskin dəyişdirir. $ck\eta_{33} = r$ işarə edərək aşağıdakı hallara baxaq:

$$\mathbf{1) } r < 2\pi \quad (26)$$

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

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

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

$$\mathbf{2) } r = 2\pi \quad (29)$$

(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 ω_0 tezlikli dalğa dayanıqsızdır.

3) $r > 2\pi$

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

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 η_{ik} keçiriciliyin tərs qiyməti tenzorunun və Λ'_{ik} Hernst Ettingauzen əmsalının qiymətlərindən asılıdır.

$r < 2\pi$, $r = 2\pi$, $r > 2\pi$ şərtlərində keçiricilərin müxtəlif istiqamətindəki 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 alırıq:

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

və

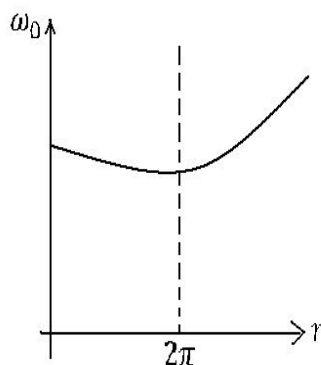
$$\omega_0^2 = \frac{c^2k^2}{2} + \gamma^2 \quad (36)$$

ω_0 və γ ifadələrini (36)-də yerinə yazsaq, $r < 2\pi$, $r = 2\pi$, $r > 2\pi$ hallarında η_{33} kəmiyyətinin analitik ifadəsini tapırıq:

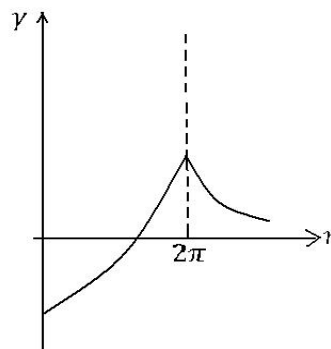
$$\eta_{33}(r < 2\pi) = \frac{2\pi\omega_{33}}{c^2k^2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{ck}{\omega_{33}} \right)^2} \right] \quad , \quad \eta_{33}(r = 2\pi) = \frac{2\pi}{ck}$$

$$\eta_{33}(r > 2\pi) \approx \frac{2^{3/4}\pi}{ck} \quad , \quad \omega_{33}\eta_{33} = \frac{1}{2}$$

Alınan nəticələr əsasında tezlik və inkrementin r -dən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.



Şək. 1.



Şək. 2.

Tezlik ω_0 və inkrementin γ qrafiklərindən görünür ki, r ölçsüz parametrimin 2π -dən kiçik qiymətlərində yaranan dalğanın tezliyi ω_0 ən böyük olmasına baxmayaraq sönən dalğadır. Yəni bir lokal nöqtədə yaranan dalğa kristalda yayıla bilmədən sönür və kristal daxilində yükdaşıyıcıların paylanması bircinsli olur. $r = 2\pi$, $r > 2\pi$ intervallarında yaranan dalğalar dayanıqsızdır və yükdaşıyıcıların paylanması qeyri-bircinsli olur.

Əsas nəticələr

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

Mühit daxilindəki 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, η - elektrik keçiriciliyinin tərs qiymətidir) parametrimin qiymətindən asılı olan dalğa tezliklərinin ifadələri göstərir ki, yaranan dalğaların sönmə və artma (dayanıqsızlıq) intervalları mövcuddur. $r_{ik} = ck\eta_{ik}$ parametrimin müxtəlif qiymətlərində dalğa tezliklərinin və inkrementlərinin qrafiki analizi verilmişdir. r_{ik} parametrimin müəyyən qiymətlərində yaranan dalğalar yalnız termomaqnit xarakterlidir. (21) şərtləndə (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} ölçsüz tenzordakı η_{ik} - tenzo-

runun qiymətində, yəni σ_{ik} elektrik keçiriciliyinin qiymətində olacaq. Bu isə anizotrop kristalın fırlanması ilə tənzim oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Гуревич Л.Э., Термомагнитные волны и возбуждение магнитного поля в неравновесной плазме, ЖЭТФ, 1963, 44, с. 548-555.
2. Гуревич Л.Э., Владимиров В.И. Кинетические свойства разряженной плазмы с большим лучистым давлением и эффекты взаимного увлечения электронов и фотонов, ЖЭТФ, 1963, 44, с. 166-176.
3. Hasanov E.R. and Novruzov M.F., Danahov A.Z. and Demirel A.I. Energy Generation and Amplitude of Thermomagnetic Waves in the Conducting Medium. Modern Physics Letters B. 2008, v.22, No 06, p. 455-457.
4. Hasanov E.R., Huseynov R.R., Novruzov M.F. Energy Generation and Amplitude of Thermomagnetic Waves in the Conducting Medium. 3rd International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering. 2006, Ankara, 29-31 May, p. 653-654.
5. Гасанов Э.Р., Новрузов М.Ф.. Колебания тока в проводящих средах при наличии термомагнитных волн. International Conference Physic. 2005. Baku June 2005, p. 235-236.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ С ЭЛЕКТРОННЫМ ТИПОМ ПРОВОДИМОСТИ

Р.К.МУСТАФАЕВА, Э.Р.ГАСАНОВ, А.В.ИСЛАМЗАДЕ, Г.Ш.ГАСАНОВ

РЕЗЮМЕ

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

Ключевые слова: неравновесность, плазма, электрическое поле, внешнее магнитное поле, однородное магнитное поле, температура, градиент температуры, термомагнитные волны.

INSTABILITY OF THERMOMAGNETIC WAVE IN A NON-HOMOGENEOUS ELECTRON-TYPE CONDUCTING MEDIUM

R.K.MUSTAFAYEVA, E.R.HASANOV, A.V.ISLAMZADEH, H.SH.HASANOV

SUMMARY

The theory of thermomagnetic waves in anisotropic conductive waves is conducted. The frequency and growth of the waves are calculated. The intervals of the changes in electrical conductivity at which unstable waves are generated inside the anisotropic conducting medium without an external magnetic field are defined.

Key words: nonequilibrium, plasma, electric field, external magnetic field, homogeneous magnetic field, temperature, temperature gradient, thermomagnetic waves.

Redaksiyaya daxil oldu: 06.01.2015-ci il

Çapa imzalandı: 20.04.2015-ci il