

BİR TİP KEÇİRİCİLİKLİ MÜHİTLƏRDƏ UZUNUNA DALGALARIN DAYANIQSIZLIĞI

E.R. HƏSƏNOV¹, R.A. HƏSƏNOVA²
A.V. İSLAMZADƏ²

¹ Bakı Dövlət Universiteti, AZ-1148, Bakı, Z. Xəlilov küç., 23

²AMEA-nın H.M. Abdullayev adına Fizika İnstitutu, AZ-1143, Azərbaycan, Bakı, H. Cavid pr.131

Xarici sabit elektrik və maqnit sahəsində yerləşən elektron tip keçiricilikli mühitlərdə daxili və xarici dayanıqsızlıqlar nəzəri olaraq araşdırılmışdır. Daxili və xarici dayanıqsızlıq zamanı yaranan dalğaların tezlikləri, nəzəri impedansın ifadəsindən elektrik sahəsinin analitik düsturu alınmışdır.

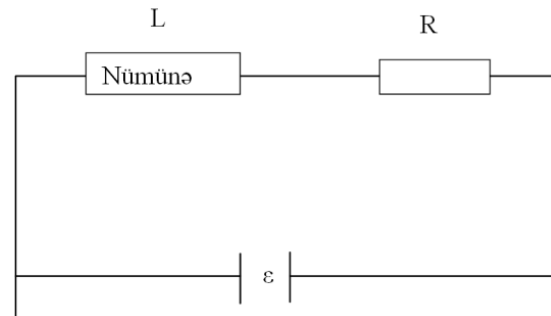
Açar sözlər: dalğa, rəqs, dayanıqsızlıq, impedans, elektrik sahəsi
PACS: 72.20.Jv, 78.20.Jy, 78.40. Fy, 73.50

Əgər elektrik elektrik yükləri mühitdə bircins paylanırsa, mühit yüklərinin paylanmasına nəzərən tarazlıq halındadır. İxtiyari xarici təsir yüklərinin paylanmasına poza bilər və sistem tarazlıq halından qeyri-tarazlıq halına keçər. Sistem qeyri-tarazlıq halında olanda elektrik yüklərinə görə paylanma bərabər (bircinsli) olur. Termodinamik tarazlığa yaxın hallarda, makroskopik sistemin halı koordinata nəzərən bircinsli olur. Mühit tarazlıqdan güclü aralana bilər. Belə hal xarici elektrik, yaxud elektrik və maqnit sahələrinin təsiri ilə ola bilər. Tarazlıqdan uzaqlaşdıqca elektrik sahəsinin (həm də maqnit sahəsinin) mühit daxilində paylanması qeyri-bircins hala keçir, yəni daxilə elektrik sahə intensivliyinin az olan hissələrə və ona nəzərən çox olan sahələri yaranır. Bu sahələri elektrik domenləri (elektrik və maqnit domenləri) adlandırırlar [1]. Domenlər statik (hərəkət etməyən) yaxud dinamik (hərəkət edən) ola bilərlər. Domenləri olan mühitlərdə cərəyan şiddətinin elektrik sahəsindən (elektrik və maqnit sahələrindən) asılılığı qeyri-xətti olur. Belə xarakteristikali mühitlərdə elektromaqnit rəqslərinin əmələ gəlməsi və güclənməsi mümkün olur və mühit qeyri-tarazlıq halında olur. Müxtəlif bərk cisimlərdə yaranan qeyri-tarazlıq halı mühtin fiziki xassələrini kəskin dəyişdirir. Domen qeyri-tarazlıq halı, mühitdə olan yükdaşıyıcıların enerji spektrinin qiymətindən, yükdaşıyıcıların aşqar atomlar tərəfindən tutulmasından (rekombinasiya), aşqar atomlar tərəfindən buraxılmasından (generasiya) kəskin asılı olur. Aydın ki, qeyri-tarazlıq halının alınmasında xarici elektrik sahəsinin (xarici elektrik və maqnit sahəsinin) qiyməti vacib amildir. Xarici elektrik və maqnit sahələrində yerləşən mühitlərdə yaranan qeyri-tarazlıq halları metal, yarımkəçirici və dielektriklərdə müxtəlif mexanizm vasitəsi ilə olur. Əgər mühitdə hərəkət edən yükdaşıyıcının elektrik sahəsinin sürəti $U_d = \mu E_0$ (U_d – dreyf sürəti, μ – yürüklük, E_0 – elektrik sahəsinin intensivliyinin qiyməti), mühitdəki səs dalğalarının sürətindən (s) böyük olarsa, ($U_d \geq s$) onda elektrik sahəsi güclü adlanır, (əks halda $U_d < s$ zəif adlanır). XIX əsrin ortalarından sonra müxtəlif metal və yarımkəçiricilərin fiziki xassələri həm təcrübədə, həm də nəzəri olaraq öyrənilməyə başlanıb.

Bir qayda olaraq isbat olunmuşdur ki, hərəkət edən domenlər yarananda elektrik dövrəsində rəqs yaranır. Belə rəqslər nümunənin bir tərəfində domenin yaranması, o biri tərəfində itməsi deməkdir. Əgər domenlərin yaranma və yox olma zamanları, domenlərin nümunəni keçmə

zamanından kiçikdirsə, cərəyanın periodu domenlərin mühiti keçmə zamanı ilə ölçülür və $T=L/U_d$ (L – nümunənin uzunluğudur). Şəkil 1-də R müqavimətinə ardıcıl birləşmiş nümunədən sabit cərəyan buraxılır [2].

E -gərginliyini artırıqda dövrədə sabit cərəyan pozulur və dövrədə rəqs yaranır. Bu rəqsin periodu nümunənin uzunluğu L ilə mütənasib olur. Sabit cərəyan rejiminin pozulması Volt-Amper xarakteristikasında qırılma və sıçrayışa səbəb olur. 1964-cü ildə ingilis alimi Qann uzunluğu $L \approx 0,1$ sm olan GaAs yarımkəçirici birləşməsində, xarici elektrik sahəsinin $E_0 \approx 3 \cdot 10^3$ V/sm qiymətində, tezliyi $5 \cdot 10^8 \div 5 \cdot 10^9$ Hers olan rəqslər müşahidə etmişdir. Bu effekt Qann effekti adlanmışdır [2]. Elektron tip keçiriciliyə malik Ge yarımkəçiricisində $L \approx 1$ sm, $E_0 \approx 10$ V/sm qiymətində bir kilohers tezlikli [2-5] rəqslər müşahidə olunmuşdur.



Şəkil 1.

Cərəyan rəqslərinin müşahidə olunması, mühit daxilində yaranan domenlərin hərəkətdə olmasını göstərir. Domenlərin hərəkətləri nümunənin növündə, dövrəyə qoşulma qaydasından (yeni sərhəd şərtlərindən) kəskin asılıdır. Nümunənin dövrəyə bağlanmış omik yaxud qeyri-omik, yəni injeksiya xarakterli olmasından asılı olaraq yaranan cərəyan rəqslərinin tezliyi müxtəlif olur. Əgər spontan yaranan rəqslər nümunənin daxilində yayılırsa, ancaq xarici dövrədə cərəyan rəqs etmirsə (yəni cərəyan sabitdirsə), bu, dayanıqsızlıq halı olur [3]. Nümunə daxilində rəqslər cərəyan rəqslərinin olmasına səbəb olarsa, belə dayanıqsızlıq xarici dayanıqsızlıq adlanır. Daxili və xarici dayanıqsızlıq, aşqarlı yarımkəçiricilərdə ilk dəfə olaraq [3-5] işlərində nəzəri olaraq öyrənilmişdir. Biz bu nəzəri işimizdə elektron tip keçirici mühitlərdə, (metallarda, yarımkəçiricilərdə) xarici elektrik və maqnit sahəsi-

nin təsiri ilə yaranan daxili və xarici dayanıqsızlıq hallarının yaranma mexanizmini, yaranan rəqslərin tezliklərini, daxildə yaranan dalğaların istiqamətlərini təhlil edəcəyik.

Daxili dayanıqsızlıq: Elektron keçiricilikli mühitdə cərəyan şiddəti, xarici elektrik və maqnit sahəsi olduqda, aşağıdakı kimidir.

$$\vec{j} = \sigma(E_0, H_0)\vec{E} - \sigma_1(E_0, H)[\vec{E}\vec{h}] + \sigma_2(E_0, H_0)\vec{h}[\vec{E}\vec{h}] + D\vec{\nabla}\rho - D_1(E_0, H_0)[\vec{\nabla}\rho\vec{h}] + D_2(E_0, H_0)\vec{h}[\vec{\nabla}\rho\vec{h}] \quad (1)$$

(1)-tənliyində E_0 - xarici sabit elektrik sahəsi, H_0 -xarici sabit maqnit sahəsi, $\sigma(E_0, H_0) = en_0\mu_0(E_0, H_0)$ - omik keçiricilik, $\sigma_1(E_0, H_0)en_0\mu_1(E_0, H_0)$ -Holl keçiriciliyi, $\sigma_2(E_0, H)en_0\mu_2(E_0, H_0)$ - fokuslayıcı keçiricilik, $D = \frac{T_{ef}}{e}\mu(E_0, H_0)$ omik diffuziya əmsalı, $D_1(E_0, H_0) = \frac{T_{ef}}{e}\mu_1(E_0, H_0)$ Holl diffuziya əmsalı, $D_2 = \frac{T_{ef}}{e}\mu_2(E_0, H_0)$ fokuslayıcı diffuziya əmsalı, T_{ef} - güclü elektrik sahəsində elektron temperaturu, $\rho_0 = en_0$, n_0 - elektronların tarazlıq halındakı konsentrasiyasıdır.

\vec{l} - maqnit sahəsi istiqamətində vahid vektordur. Daxili dayanıqsızlıq halında rəqslərin tezliklərini

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}\vec{j} &= 0 \\ \nu E' &= \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \\ \frac{\partial H'}{\partial t} &= -crot\vec{E}' \end{aligned} \quad (2)$$

(2)-sistem tənliklərinin birgə həllindən tapmaq lazımdır. Kristal daxilində yaranan dalğalar, dəyişən elektrik sahə-

$$\begin{aligned} \omega + i\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} + i\frac{8\pi\sigma_0 E_0}{k}(\vec{k}\vec{E}_0)\frac{1}{\mu_0}\frac{d\mu}{d(E_0^2)} - \mu_0(\vec{k}\vec{E}_0) + i\frac{4\pi\sigma_{10}H}{\varepsilon k}(\vec{k}\vec{n})\sin\alpha + \\ + i\frac{8\pi\sigma_{10}}{\varepsilon k}E_0^2 H\frac{1}{\mu_{10}}\frac{d\mu_1}{d(E_0^2)}\sin\alpha(\vec{k}\vec{n}) - \mu_{10}E_0 H\sin\alpha(\vec{k}\vec{n}) + i\frac{4\pi\sigma_{20}}{\varepsilon k}H(\vec{k}\vec{H}) + \\ + i\frac{4\pi\sigma_{20}}{\varepsilon k}HE_0^2\frac{1}{\mu_{20}}\frac{d\mu_2}{d(E_0^2)}\cos\beta(\vec{k}\vec{H}) - \mu_{20}E_0 H\cos\beta(\vec{k}\vec{H}) + iDk^2 + \\ + in'\vec{k}(\vec{k}\vec{H})D_1 + iD_2n'(\vec{k}\vec{H})^2 = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

(5)-tənliyində $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$, $\vec{E}_0 \perp \vec{H}_0$, $\vec{k} \perp \vec{H}_0$ istiqamətlərinə baxsaq,

$$\omega = \mu_0 k E_0 - i\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} \left[\frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)} \right] \quad (6)$$

ifadəsini alırıq. Buradan görünür ki,

$$\frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)} = -\frac{2E_0^2}{\mu_0} \left| \frac{d\mu}{d(E_0^2)} \right|$$

olsa və

$$\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} \left[1 - \frac{2E_0^2}{\mu_0} \left| \frac{d\mu}{d(E_0^2)} \right| \right] > Dk^2$$

$\sin\alpha(E')$ nəzərə alınaraq müxtəlif istiqamətlərdə yayıla bilər, yəni \vec{k} - dalğa vektoru və \vec{E} elektrik sahəsi ilə müxtəlif bucaq əmələ gətirə bilər. Əgər $\vec{k} \parallel \vec{E}$ olarsa, belə dalğalara uzununa dalğalar deyilir. Əvvəlcə uzununa dalğaların dayanıqsızlıq halına baxaq. (2) -tənliklər sistemində olan dəyişən kəmiyyətləri:

$$(E', H', n') \sim e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad (3)$$

(3) monoxromatik dalğa kimi qəbul etsək

$$\frac{\partial \vec{H}'}{\partial t} = -crot\vec{E}' = -ci[\vec{k}\vec{E}'] = 0 \quad (4)$$

olur, yəni $H' = \text{const}$

Uzununa dalğalar yalnız dəyişən elektrik sahəsinin hesabına yaranır. (3) və (4) şərtlərini nəzərə alaraq (2) tənliklər sistemini

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad n = n_0 + n', \quad \vec{H} = \vec{H}_0$$

İfadələri ilə xətliləşdirsək, aşağıdakı dispersiya tənliyini alırıq.

şərti ödəyəndə $\omega_0 = \mu_0 k E_0$ tezlikli dalğa dayanıqsız olur. Yeni $\omega = \mu_0 k E_0 + i\gamma = \omega_0 + i\gamma$ ifadəsini $(E', n') \sim e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$ yerinə yazsaq, $(E', n') \sim e^{ncos(\mu_0 k E_0 t + \theta)}$ şəklində amplitudu e^{nt} kimi artan harmonik rəqs alınır. $\frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)}$ - ifadəsinin mənfi olması, elektronların xarici elektrik sahəsindən aldığı $eE_0 l$ (l - elektronun sərbəst yolun orta uzunluğudur) enerji hesabına yüüklüyün azalması deməkdir. Böyük enerjiyə malik elektronlar zəif, kiçik enerjiyə malik elektronlar güclü keçiricilik yaradırlar. (5) - tənliyindən $\vec{k} \perp \vec{E}_0$, $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$, $\vec{k} \perp \vec{n}$, $\vec{E}_0 \perp \vec{H}$,

$$\omega = \mu_{20} E_0 H - i\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} \left[1 + \frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)} + \frac{\mu_{20} H^2}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_0} \frac{E_0^2 d\mu_2}{d(E_0^2)} \right] i - Dk^2 - k^2 D_2 H^2, \quad (7)$$

əgər $\omega_0 + i\gamma$ kimi yazsaq, (7)-dən $\mu_{20}E_0H_0$ tezlikli dalğanın dayanıqsızlıq şərtinin olması yenə yürlüklüyün xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə azalmasını tələb edir. İndi fərz

edək ki, dalğa vektoru \vec{k} , (\vec{H}, \vec{E}) müstəvisində deyil və aşağıdakı kimi yönəlib. (5) dispersiya tənliyi aşağıdakı kimi yazaq.

$$\begin{aligned} \omega = & +i \frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} + i \frac{8\pi\sigma_0}{\varepsilon} E_0^2 \frac{1}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)} \sin\theta \sin\varphi - \mu_0 \vec{k} \vec{E}_0 \sin\theta \sin\varphi + \\ & + i \frac{4\pi\sigma_{10}H}{\varepsilon} \sin(90 - \theta) + i \frac{8\pi\sigma_{10}}{\varepsilon} E_0^2 H \frac{1}{\mu_{10}} \frac{d\mu_1}{d(E_0^2)} \cos\theta - \mu_{10} E_0 H \cos\theta + \\ & + i \frac{4\pi\sigma_{20}}{\varepsilon} H^2 \cos(90 - \theta) \cos(90 - \theta) = 0 \end{aligned}$$

$$\omega = \omega_0 + i\gamma, \omega_0 = \mu_0 k E_0 \sin\theta \sin\varphi + \mu_{10} E_0 H \cos\theta$$

$$\begin{aligned} \gamma = & - \frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} \left[1 + \frac{\mu_{10}H}{\mu_{10}} \sin(90 - \theta) + \frac{\mu_{20}H^2}{\mu_{20}} \cos(90 - \theta) \cos(90 - \theta) + \right. \\ & \left. + \frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu}{d(E_0^2)} \sin\theta \sin\varphi + \frac{2E_0^2}{\mu_0} \frac{d\mu_1}{d(E_0^2)} H \cos\theta \right], \end{aligned} \quad (8)$$

(8) - ifadəsini $\theta = \frac{\pi}{4}, \varphi = \frac{\pi}{4}$ qiymətlərində sadələşdirmək olar, onda

$$\omega_0 = \frac{1}{2} \mu_0 k E_0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \mu_{10} E_0 H k,$$

$$\gamma = - \frac{4\pi\sigma_{10}}{\varepsilon} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\mu_{10}H}{\mu_{10}} + \frac{1}{2} \frac{\mu_{20}H^2}{\mu_{20}} + \left(\frac{E_0^2 d\mu}{d(E_0^2)} + \frac{1}{\mu_0} \frac{E_0^2 d\mu_1}{d(E_0^2)} \frac{H}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (9)$$

(9) ifadələrindən görünür ki, yaranan dayanıqsız dalğalarında Holl yürlüklüyü əsas rol oynayır.

Tezliyin böyük qiymətlərində, dəyişmə cərəyanı nəzərə alınmalıdır: onda tam cərəyan aşağıdakı kimidir.

$$\begin{aligned} \vec{j} = & \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma(\vec{E}, \vec{H}) \vec{E} - \sigma_1(\vec{E}, \vec{H}) [\vec{E} \vec{h}] + \sigma_2(\vec{E}, \vec{H}) [\vec{E} \vec{h}] \vec{h} + D \nabla \rho - \\ & - D_1 [\vec{\nabla} \rho \vec{h}] + D_2 \vec{h} (\vec{\nabla} \rho \vec{h}), \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} j = 0 \\ & \text{div} \vec{E} = 4\pi \rho'; \quad \vec{H}' = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

(3) monoxromatik şərtini nəzərə alsaq (10) tənliklər sistemindən aşağıdakı tənliyi alırıq

$$\frac{d^2 E_x'}{dx^2} + \frac{U_0 \gamma + U_1 \gamma_1}{D\gamma + D_1 \gamma_1} \frac{dE_x'}{dx} + \frac{\sigma_{10} \gamma_1 (1 + \varphi_1) + \gamma (\sigma_0 \varphi - \Omega)}{D\gamma + D_1 \gamma_1} E_x' = \frac{\gamma}{D\gamma + D_1 \gamma_1} J_x', \quad (11)$$

Burada

$$\begin{aligned} U_0 = & \mu_0 E_0, \quad \gamma = 4\pi\Omega + \varepsilon D k_y^2 - i U_{10} k_y, \quad U_{10} = \mu_{10} E_0 \\ \Omega = & \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi} - \sigma_0, \quad \sigma_0 = e n_0 \mu_0; \quad \varepsilon D_1 k_y^2 - 4\pi\sigma_{10} + i\varepsilon U_0 \\ \sigma_{10} = & e n_0 \mu_{10}; \quad k_y = \frac{2\pi}{L_y} m; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots \end{aligned}$$

L_y oxu üzrə kristalın ölçüsüdür. Daxili dayanıqsızlıq olduqda, $J_x' = 0$ şərtində (11) tənliyi aşağıdakı kimi olur.

$$y^2 - \frac{4\pi}{\varepsilon^2} \left[1 + \frac{\varepsilon^2 \mu_1 k_y}{4\pi \mu_0 k_x} + i \frac{\varepsilon D}{U_0} \left(k_x + \frac{k_y^2}{k_x} \right) \right] y + \frac{i\sigma_{10}}{k_y U_0} (2 + \varphi_1 - \varphi) = 0$$

burada

$$y = \frac{\omega}{k_y U_0}; \quad \varphi = \frac{E_0^2}{\mu} \frac{d\mu_0}{d(E_0^2)}; \quad \varphi_1 = \frac{E_0^2}{\mu_{10}} \frac{d\mu_{10}}{d(E_0^2)} \quad (12)$$

güclü maqnit sahəsində $\frac{\mu_0 H}{c} \gg 1$ [5]

$$D = \frac{T_{ef}}{e} \mu, \quad D_1 = \frac{T_{ef}}{e} \mu_1, \quad T_{ef} = \frac{T}{3} \left(\frac{c E_0}{SH} \right)^2$$

ifadələri nəzərə alınmışdır, T_{ef} - elektronların effektiv temperaturu, T - kristal qəfəsin temperaturu, c - işığın boşluqda yayılma sürətidir.

$\mu = \alpha \left(\frac{c}{H} \right)^2 \cdot \frac{1}{\mu_0}$, $\mu_1 = \sqrt{2} \frac{c}{H}$, $\mu_2 = b \mu_0$, $a \approx b \approx 1$ [6] ifadələrini (12) tənliyində nəzərə alsaq (12)-tənliyinin həlli aşağıdakı kimidir.

$$y_{1,2} = \frac{2\pi}{\varepsilon^2} (\alpha + i\beta) \pm \frac{2\pi\alpha}{\varepsilon^2} \sqrt{1 - i\delta}, \quad (13)$$

burada

$$\alpha = \frac{\varepsilon \mu_0 H}{2\sqrt{2}c}, \quad \beta = 2\pi\varepsilon \frac{T}{e E_0 L_x} \left(1 + \frac{L_x^2}{L_y^2} \right)$$

$$\delta = \sqrt{2} \frac{\mu_0 H}{c} \cdot \frac{1}{2\pi} \frac{e n_0 L_x^2}{L_y E_0} (2 + \varphi_1 - \varphi), \quad \delta \ll 1 \text{ və } \alpha \ll 2$$

olduğundan

$$y_1 = \frac{4\pi\alpha}{\varepsilon^2} + i \frac{2\pi}{\varepsilon^2} \beta; \quad y_2 = 0 + i \frac{2\pi}{\varepsilon^2} \beta \quad (14)$$

(14) - ifadəsini $\omega_1 = \left(\frac{4\pi\alpha}{\varepsilon^2} + i \frac{\beta}{\alpha} \right) \cdot k_y U_0$, $\omega_1 = i \frac{2\pi\alpha}{\varepsilon^2} \beta k_y U_0$ kimi yazsaq

$(E', n') \sim e^{i(kx - \omega t)}$ ifadəsindən görünür ki, ω_2 - tezliyi ilə yaranan dalğalar aperiodikdir, artandır, yəni $(E', n') \sim e^{\frac{2\pi}{\varepsilon^2} \beta k_y U_0 t}$ kimidir. ω_1 - tezliyi ilə yaranan dalğa

$$(E', n') \sim e^{-\frac{4\pi}{\varepsilon^2} k_y U_0 t} \cdot e^{\frac{4\pi}{\varepsilon^2} \beta t U_y U_0} = A_0 e^{\frac{4\pi}{\varepsilon^2} \beta t k_y U_0} \cos \left(\frac{4\pi\alpha}{\varepsilon^2} k_y U_0 t + \theta \right)$$

Kimi harmonik rəqsdir və rəqsin amplitudu $A = A_0 e^{\frac{4\pi}{\varepsilon^2} \beta t k_y U_0}$ kimi artandır, yəni sistem qeyri-tarazlıq halındadır.

Belə halda sistem

$$\omega_0 = \frac{4\pi}{\varepsilon^2} \alpha k_y U_0, \quad (15)$$

Tezliklə şüalanır və o enerji mənbəyinə çevrilir.

Xarici dayanıqsızlıq. İmpedans dayanıqsızlığı:

Xarici dövrdə cərəyan rəqslərini tədqiq etmək üçün, mühitin impedansını hesablamaq lazımdır. Nümunəyə kiçik dəyişən gərginlik verilə

$$\delta V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta V(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

Onda sistemdə J' qədər cərəyan dəyişər, yəni

$$Z(\omega) \delta J(\omega) = \delta V(\omega) \quad (17)$$

burada $Z(\omega) - \omega$ tezliyinə uyğun impedansdır. İmpedansın hesablanmasında aşağıdakı üç məsələ maraqlıdır

- 1) İmpedansın həqiqi hissəsi $Im \omega = 0$, $Re z(\omega) < 0$ olduqda nümunə gücləndirici kimi işləyir;
- 2) İmpedansın sıfırlarını;
- 3) İmpedansın qütblərini tapmaq.

Biz burada impedansın həqiqi hissəsinin işarəsini tədqiq edəcəyik. ΔV gərginliyinin dəyişməsi

$$\delta v(t) = \int_0^L \delta E(x, t) dx, \quad (18)$$

kimidir.

L - nümunənin ölçüsüdür. $E(x, t) = E'(x, t)$ kəmiyyəti (11) tənliyindən sərhəd şərtləri vasitəsi ilə hesablanmalıdır. Xarici dayanıqsızlıq olduqda rəqsin tezliyi həqiqi kəmiyyətdir. (11) - tənliyi integral-differensial tənlikdir, ona görə onun tam həlli nümunənin uclarında dəyişən elektrik sahəsinin $E'(0, t)$ və $E'(L, t)$ qiymətləri məlum olduqda mümkündür. Əslində, kontraktlarda sərhəd şərtləri də fluktuasiyaya uğraya bilər. Ona görə də, sərhədlərdə elektrik sahəsinə müxtəlif şərtlər yazıb, hesablanan qiymətləri təcrübə ilə müqayisə etmək olar.

Sərhədlərdə elektrik sahəsinin paylanması bircinsli ola bilər, yəni

$$E'(0, t) = E'(L, t) = 0, \quad (19)$$

Sərhədlərdə fluktuasiya zamanı periodiklik olarsa

$$\begin{aligned} E'(0, t) &= E'(L, t) = 0, \\ \rho'(0, t) &= \rho'(L, t) = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

olar.

Sərhədlərdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası verilib-sə, Puasson tənliyinə əsasən

$$\left. \frac{\partial E'}{\partial x} \right|_{x=0, x=L} = 0, \quad (21)$$

yazmaq olar (19-20-21) ifadələri.

$$\left(\alpha_1 E' + \beta_1 \frac{\partial E'}{\partial x} \right)_{x=0} = 0,$$

$$\left(\alpha_2 E' + \beta_2 \frac{\partial E'}{\partial x} \right)_{x=L} = 0 \quad (22)$$

(22)- şərtinin xüsusi hallarıdır. (19-20-21) və (22) şərtləri ayrı-ayrılıqda nəzəri tədqiq olunmalıdır. Biz impedansı periodiklik şərti ödəndikdə hesablayacağıq, yəni [2]

$$E'(x, \omega) = A_0 J' + \sum_q A_q e^{ikx}, \quad (23)$$

olur ki, burada $q = E'(x, \omega)$ ödəyi tənliyin tərtibi, k-xarici dayanıqsızlıq halında nümunədə yayılan dalğanın vektorudur. Nümunənin impedansını hesablamaq üçün (11) tənliyini aşağıdakı kimi yazsaq

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \alpha_1 \frac{d}{dx} + \alpha_2 \right] E'_x = \beta J'_x, \quad (24)$$

olur. (24) - tənliyinin həllindən k_x kompleks dalğa vektorunu tapmaq lazımdır. (24) - tənliyi k_x -ə görə kvadratik olduğundan, (24) - tənliyinin tam həlli aşağıdakı kimidir.

$$E'(x, t) = c_1 e^{ik_1 x} + c_2 e^{ik_2 x} \frac{\beta}{\alpha_2} J_x \quad (25)$$

$\delta V = \int_0^L E'(x, t) dx$ [7] inteqralını (23) periodiklik şərtini nəzərə almaqla inteqrallasaq və $\delta V = Z(\omega) J'$ olduğunu nəzərə alsaq

$$Z(\omega) = \frac{\delta V}{J} \frac{\beta}{\alpha_2}, \quad (26)$$

alırıq.

$$\frac{c_1}{ik_1} \int_0^{L_x} e^{ik_1 x} d(ik_1 x) = \frac{c_1}{ik_1} (e^{ik_1 L_x} - 1) = \frac{c_1}{ik_1} (\cos k_1 L_x + \sin k_1 L_x - 1) = 0$$

onda (26)-ifadəsi aşağıdakı kimidir

$$Z = Z_0 \frac{\gamma}{\frac{\mu_{10}}{k}(1+\varphi_1)\gamma_1 + \gamma(\varphi - \frac{\Omega}{\sigma_0})}; \quad Z_0 = \frac{L_x}{\sigma_0}, \quad (27)$$

(27) tənliyinin həqiqi və xəyali hissəsini ayırısaq

$$\left. \begin{aligned} Re \frac{Z(\omega)}{Z_0} &= \frac{\gamma_0 \theta_1 - \varepsilon U_{10} k_y \theta_2}{\theta_1^2 + \theta_2^2} \\ Jm \frac{Z(\omega)}{Z_0} &= - + \frac{\gamma_0 \theta_2 + \varepsilon U_{10} k_y \theta_1}{\theta_1^2 + \theta_2^2} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

burada

$$\theta_1 = \frac{\mu_{10}}{\mu_0} (1 + \varphi_1) \Omega_1 + \gamma_0 (\varphi + 1) - \frac{\varepsilon^2 \omega U_{10} k_y}{4\pi \sigma_0}; \quad \Omega_1 = \varepsilon D_1 k_y^2 - 4\pi \sigma_{10}$$

$$\theta_2 = \varepsilon k_y U_{10} (\varphi_1 - \varphi) - \frac{\omega \gamma_0 \varepsilon}{4\pi \sigma_0}; \quad \gamma_0 = \varepsilon D k_y^2 - 4\pi \sigma_0$$

(28)- ifadələrindən görünür ki, impedansın həqiqi və xəyali hissələrinin işarələrini birqiymətli təyin etmək mümkün deyil, ona görə də $Re \frac{Z(\omega)}{Z_0}$ və $Jm \frac{Z(\omega)}{Z_0}$ işarələrini təcrübədə elektrik sahəsi (E_0) və maqnit sahəsi (H) kəmiyyətlərinin müşahidə olunan qiymətlərini nəzərə alacağıq. (28) - ifadəsindən görünür ki, nümunənin L_y ölçüsü əsas rol oynayır. $k_y = \frac{2\pi}{L_y}$; $L_y^2 = \frac{\pi \varepsilon T_{eff}}{e^2 n_0}$ qiymətlərini (28) ifadəsində yerinə yazsaq [8]

$$\left. \begin{aligned} Re \frac{Z(\omega)}{Z_0} &= \frac{(\varphi - \varphi_1)}{\left(\frac{\varepsilon \omega}{4\pi \sigma_0}\right)^2 + (\varphi_1 - \varphi)^2}; \\ Jm \frac{Z(\omega)}{Z_0} &= \frac{\left(\frac{\omega \varepsilon}{4\pi \sigma_0}\right) \varepsilon}{\left(\frac{\varepsilon \omega}{4\pi \sigma_0}\right)^2 + (\varphi_1 - \varphi)^2} \end{aligned} \right\}, \quad (29)$$

(29)- ifadələrindən məlumdur ki, $Jm \frac{Z(\omega)}{Z_0} < 0$. Deməli nümunədə tutum xarakterli $R_{tutum} = -\frac{1}{\omega C}$ (C-elektrik tutumu) müqavimətini yaradır. $Re \frac{Z(\omega)}{Z_0}$ -işarəsinin mənfii olması (yəni kristalın enerji şüalandırması) φ və φ_1 ifadələrinin işarələrindən asılıdır. Əgər μ və μ_1 yüklükləri elektrik sahəsi artdıqca azalırlarsa, onda $|\varphi| > |\varphi_1|$ olmalıdır.

$\varphi > 0, \varphi_1 > 0$ olarsa $\varphi_1 > \varphi$;
 $\varphi < 0, \varphi_1 > 0$ olarsa $\varphi > \varphi_1$;
 $\varphi = \varphi_1$ olanda isə impedans sıfırdan keçir.

Beləliklə, $Re \frac{Z(\omega)}{Z_0}$ ifadəsinin mənfii qiymətində $b = R_e Z(\omega) \frac{R}{Z_0} = 0$ [8] tənliyindən şüalanan enerjinin tezliyini hesablayaq.

$$\omega^2 = \left(\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon}\right)^2(\varphi - \varphi_1) \left(\frac{Z_0}{R} - \varphi + \varphi_1\right) \quad (30)$$

NƏTİCƏLƏR.

ifadəsindən görünür ki, dövrəyə qoşulan R müqavimətini dəyişməklə ($\omega^2 > 0$ şərti daxilində) müxtəlif tezlikli şüalanma almaq olar. Nümunə daxilində dəyişən E' və n' kəmiyyətləri aşağıda göstərilən şəkildə zamandan asılı olaraq fluktuasiya edir. A amplitudu $A \sim e^{\gamma t}$ [9], $\gamma > 0$ şərtində artan olur, ancaq bu artma yükdaşıyıcıların yüklüklərini elektrik sahəsindən asılı olaraq azalması prosesi dayandıqca sabitləşir. Xarici elektrik sahəsindən alınan enerji artıqca, elektronlar keçiricilikdə az iştirak edirlər. Bu mexanizm impedans dayanıqsızlığında tezliyin (30) ifadəsi ilə təyin olunan qiyməti ilə başlanır. Bu şərtlə ki, $U_d > S$ olmalıdır.

n - tip keçiricikli keçirici mühitlərdə, xarici elektrik və maqnit sahələrinin perpendikulyar yönəlməsi ilə dayanıqsız elektromaqnit dalğaları yaranır. Maqnit sahəsinin $\mu H > c$ qiymətində bu dalğaların tezlikləri hesablanmışdır. Nümunə daxilində yayılan dalğaların istiqamətlərindən asılı olaraq şüalanma tezlikləri dəyişir. Belə halda olan nümunələrdən istənilən tezliyi əldə etmək mümkündür. Daxildə yaranan dalğalar eninə olarsa, yəni $[\vec{k} \perp \vec{H}']$ hasilı sıfırdan fərqli halı üçün nəzəri tədqiqat mürəkkəbdir, ancaq vacibdir.

[1] Э. Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. Изд. «Мир» Москва, 1970, стр. 14-17.
 [2] В.Л. Бонч-Бриевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. Изд. «Наука» Москва, 1972, стр. 16-20.
 [3] Л.Э. Гуревич и Э.Р. Гасанов. ФТТ, 11, 1433, 1969.
 [4] Л.Э. Гуревич и Э.Р. Гасанов. ФТП, 3, 1201, 1969.
 [5] Л.Э. Гуревич и Э.Р. Гасанов. ФТТ, 11, 3684, 1969.

[6] Б.И. Давидов. ЖЭЭФ, 1937, 7, 1069.
 [7] Eldar Rasuloglu Hasanov, Rugiye Keremkızı Gasimova, Akber Zeynalabdinoglu Panahov and Alihsan Demirel. The Nonlinear Theoru of Ganns Eeffect Progress of Theoretical physics vol. 121, N. 3, pp. 593-601. March 2009.
 [8] E.R. Hasanov, R.K. Gasimova, A.Z. Panahov and A.I. Demirel. Adv. Studies Theor Phys, vol. 3, 2009, N. 8, 293-298.
 [9] E.R. Hasanov, Rasoul Nezhad Hossey, A.Z. Panahov and A.I. Demirel. Adv. Studies Theor Phys, vol. 5, 2011, N. 1, 25-30.

E.R. Gasanov, R.A. Gasanova, A.V. Islamzade

INSTABILITY ALONG WAVES IN MEDIA OF THE SAME CONDUCTIVITY TYPE

External and internal instabilities in conducting media of electronic type located in external constant electric and magnetic fields are considered. The wave frequencies appearing at internal and external instability are calculated. The analytical expression of the electric field is obtained from the theoretically impedance expression.

Э.Р. Гасанов, Р.А. Гасанова, А.В. Исламзаде

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ВДОЛЬ ВОЛН В СРЕДАХ ОДНОГО ТИПА ПРОВОДИМОСТИ

Рассмотрены внешние и внутренние неустойчивости в проводящих средах электронного типа, находящихся во внешнем постоянном электрическом и магнитном полях. Вычислены частоты волн, возникающих при внутренней и внешней неустойчивости. Выведено аналитическое выражение электрического поля из теоретически полученного выражения импеданса.

Qəbul olunma tarixi: 30.04.2018