

YARIMO‘TKAZGICHLARDA $\omega\tau_\varepsilon \gg 1$ BO‘LGANDA TOVUSHNING TASHQI ELEKTR MAYDONIDA KUCHAYISHI

Tog‘ayev Bayramali, Tursunov Ma‘ruf

Mutaxassislik: 5A140201-Nazariy fizika

1-2-bosqich

Maqolada tovush to‘lqinining yarimo‘tkazgichda yuzaga keltirgan pyezoelektrik maydonidan tashqari tashqi elektr maydoni ham mavjud deb hisoblash orqali yarimo‘tkazgichlarda $\omega\tau_\varepsilon \gg 1$ bo‘lganda tovushning tashqi elektr maydonida kuchayishi keltirilgan.

Mualliflarning [1] ishida pyezoelektrik yarimo‘tkazgichlarda tarqalayotgan tovush to‘lqini tomonidan yuzaga keltirilgan elektronlarning qizuvi natijasida bu tovushning yutilish ko‘effitsiyentining Uayt formulasi [2] dan mutlaqo farq qilishligi ko‘rsatilgan edi. Unda tashqi elektr maydoni mavjud bo‘lmagan holda tovushning yutilishi tadqiq qilingan edi. Endi biz tovush to‘lqinining yarimo‘tkazgichda yuzaga keltirgan pyezoelektrik maydonidan tashqari tashqi elektr maydoni ham mavjud deb hisoblaymiz. U holda taqsimot funksiyasining vaqt bo‘yicha tez o‘zgaruvchi qismi tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\left[-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon)\right]f - ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} - e\varphi q^2 D_q(\varepsilon) \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} = 0$$

yoki

$$f(\varepsilon, x, t) = C \exp\left[\int \frac{-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon)}{ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon)} d\varepsilon\right] + e\varphi q^2 \int_{\infty}^{\varepsilon} \exp\left(\int_{\varepsilon'}^{\varepsilon} \frac{-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon'')}{ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon'')} d\varepsilon''\right) \frac{D_q(\varepsilon')}{-ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon')} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon'} d\varepsilon'$$

Bu yerdagi konstanta C $\varepsilon \rightarrow \infty$ da $f(\varepsilon, x, t) \rightarrow 0$ shartidan topiladi. Nihoyat $f(\varepsilon, x, t)$ ning ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$f(\varepsilon, x, t) = ie\varphi q^2 \int_{\infty}^{\varepsilon} \exp\left(\int_{\varepsilon'}^{\varepsilon} \frac{-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon'')}{ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon'')} d\varepsilon''\right) \frac{D_q(\varepsilon')}{q_l E_k D_{lk}(\varepsilon')} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon'} d\varepsilon' \quad (1)$$

Oxirgi tenglama $f(\varepsilon, x, t)$ funksiyaning sekin o‘zgaruvchi funksiya $\bar{F}(\varepsilon)$ orqali berilishining umumiy ko‘rinishi hisoblanadi.

Biz yetarlicha kuchsiz elektr maydon holini qaraymiz, ya'ni bu maydon uchun quyidagi shartlar bajariladi deb hisoblaymiz:

$$eE \ll q\bar{\varepsilon}, \quad eE\tau_p \ll \bar{p} \quad (2)$$

Bu shartning boshqacha turi, ya'ni $eE \geq q\bar{\varepsilon}, eE\tau_p \ll \bar{p}$ holi [2] ishda qaralgan. (1) shart bajarilganda tashqi elektr maydoni ta'siri bilan bog'liq bo'lgan taqsimot funksiyasining nomuvozanat qismini (1) formulaning iteratsiyasi bilan aniqlash mumkin. Agar javob funksiyasiga topiladigan tuzatmaning moduli tashqi maydon mavjud bo'lmaganidagi javob funksiyasidan kichik bo'lsa, bunday usul o'zini oqlagan bo'ladi. (1) dan $eE/q\bar{\varepsilon}$ bo'yicha eng kichik tartibda funksiyaning o'zgaruvchi qismi uchun yoza olamiz.

$$f^{(1)} = e\varphi \frac{ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon)}{-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon)} \frac{d}{d\varepsilon} \frac{q^2 D_q(\varepsilon)}{-i\omega + q^2 D_q(\varepsilon)} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} \quad (3)$$

$q \uparrow \uparrow E$ bo'lganda bu tenglikda $ieq_l E_k D_{lk}(\varepsilon) \rightarrow i \frac{eE}{q} q^2 D_q(\varepsilon)$ almashtirshini o'tkazish mumkin bo'ladi. Bu holda elektron temperaturasi yaqinlashuvida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2} K'_q(\omega) = -i \frac{eE}{qT} \Theta^{-2} \frac{\zeta^2}{q^2} \Phi(z) \quad (4)$$

Bu yerda

$$\Phi(z) = \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^\infty \frac{x^{v+1/2}}{-iz + x^v} \frac{d}{dx} \left(\frac{x^v}{-iz + x^v} e^{-x} \right)$$

$z \gg 1$ bo'lganda chastotalarning barcha sohasida $|K'_q(\omega)| \ll |K_q(\omega)|$ bo'lishligiga ishonish oson. Mabodo, $z \ll 1$ bo'lsa, u holda $\text{Re } \Phi(z) \rightarrow -1$, $\text{Im } \Phi(z) \sim 1/z$ bo'lishini ko'rish mumkin. Natijada

$$\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2} \text{Im } K'_q(\omega) = \frac{eE}{qT} \Theta^{-2} \frac{\zeta^2}{q^2} \quad (5)$$

tenglikka ega bo'lamiz. Xoll kontaktlari uzilganda elektr va magnit maydonlari o'zaro tik bo'lgan holda masala boshqacha tus oladi. $q \uparrow \uparrow 0x, H \uparrow \uparrow 0z, \Omega\tau_p \gg 1$ bo'lganda

$$D_{xy} = -D_{yx} \sim \varepsilon^1$$

bo'ladi. Xoll toki y yo'nalishida nolga teng bo'lgani uchun

$$E_y \frac{\Gamma(v+3/2)}{\Gamma(3/2)} D_{xx}(T_e) + E_x \frac{\Gamma(2)}{\Gamma(3/2)} D_{yy}(T_e) = 0$$

bo'ladi. Bundan

$$E_y = -E_x \frac{D_{yx}(T_e)}{D_{xx}(T_e)} \frac{1}{\Gamma(v+3/2)}, q_x D_{xx}(\varepsilon) E_x + q_x D_{xy}(\varepsilon) E_y \rightarrow E_x \frac{D_{xy}^2(T_e)}{D_{xx}(T_e)} x^{2-v} \frac{1}{\Gamma(v+3/2)}$$

Agar bu kattaliklarni muvozanatdagi diffuziya koeffitsiyentlari orqali ifoda etsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$q_x D_{xx}(\varepsilon) E_x + q_x D_{xy}(\varepsilon) E_y = \frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(v+3/2) \Gamma(3-v)} D^{eff} \Theta^{2-v} x^{2-v} \quad (6)$$

Bu yerda D^{eff} – kuchli ko'ndalang magnit maydonidagi effektiv diffuziya koeffitsiyenti. Nihoyat berilgan holda $f^{(1)}$ uchun topamiz

$$f^{(1)} = i \frac{q V_d \tau_M}{a} \frac{\Theta^{2-2v}}{\Gamma(v-3)} x^{2-2v} \frac{x^v}{-iz + x^v} \frac{d}{dx} \frac{x^v}{-iz + x^v} e^{-x} \quad (7)$$

Natijada javob funksiyasining mavhum qismi uchun qo'shimcha (4) o'rnida quyidagini olamiz:

$$\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2} \text{Im} K'_q(\omega) = \frac{q V_d \tau_M}{a^2} \Theta^{-2v} \frac{\Gamma(5/2-v)}{\Gamma(3/2)} \quad (8)$$

Bu yerda

$$\tau_b = \frac{\varepsilon_0}{4\pi\sigma_{yy}}, \quad V_{dr} = \frac{e D^{eff}}{T} E, \quad \tau_M = \frac{\varepsilon_0}{4\pi\sigma_{xx}}, \quad V_d = \frac{e D^{eff}}{T} E$$

Bu qo'shimchani javob funksiyasi $K_q(\omega)$ ning mavhum qismi bilan solishtirib shunga ishonch hosil qilamizki, teskari ishorali bu tuzatma absolyut kattalik jihatidan $K_q(\omega)$ dan katta bo'lishi mumkin. Bu albatta itaratsiya usulini buzmaydi, chunki

$$\left| \frac{K'_q}{K_q} \right| \sim \frac{eE}{qT} \Theta^{-1}$$

Shunday qilib, ko‘ramizki, yetarlicha kuchli elektr maydonida tovushning yutilishi uning kuchayishi bilan almashishi mumkin. (8) tenglamani (6) bilan solishtirishdan ko‘ramizki, $3/2 - \nu > 0$ bo‘lganda kuchyishni hisobga olish uchun ω kattalikni

$\omega - qV_d \frac{\Theta^{\nu-1}}{M_1 M_3}$ ($E \uparrow \uparrow q$ bo‘lganda) kattalikka, $\omega - qV_d \frac{M_5}{M_1} \Theta^{1-\nu}$ ($E \perp H, \Omega \tau_p \gg 1$ bo‘lganda) kattalikka almashtirishga to‘g‘ri keladi. Bulardan ko‘ramizki, tovush kuchayishining ostonasi elektron temperaturadan bog‘liq bo‘lar ekan. Demak, tovush intensivligidan ham bog‘liq bo‘ladi.

Agarda $3/2 - \nu < 0$ bo‘lsa, kuchayish ostonasi quyidagi shartlar bilan aniqlanadi:

$$M_4 \left(M_1 \Theta^{-1} \frac{\omega \tau_M}{a} \right)^{3/2\nu} = \begin{cases} \frac{qV_d \tau_M}{a} \Theta^{-1} & (q \uparrow \uparrow E); \\ M_5 \frac{qV_d \tau_M}{a} \Theta^{1-2\nu} & (E \perp H) \end{cases} \quad (9)$$

Bu holda ostonaviy dreyf tezlik elektron temperatura orqali chastotadan bog‘liq bo‘ladi

$$V_d^0 \sim q^{(3/2\nu)-1} \{ \Theta^{-1/2} (q \uparrow \uparrow E); \Theta^{2\nu-5/2} (E \perp H) \} \quad (10)$$

Shuning uchun kuchayish ostonasining chastotadan bog‘lanishi chiziqli holda, ya’ni $\Theta = 1$ bo‘lganda, ham kuzatilishi kerak. Bunday bog‘lanish elektronlarning faqatgina statik maydon tomonidan qizuvi paytida, ya’ni $\Theta = \text{const} \neq 1$ bo‘lganda, ham saqlanishi kerak hamda tovush intensivligiga bog‘liq bo‘lmaydi.

Endi $\nu = 3/2$ bo‘lganda (9) o‘rnida

$$V_d^0 = w \left| \ln \left(\frac{\omega \tau_M}{a} \Theta^{-\nu} \right) \right| \{ \Theta^{1-\nu} (q \uparrow \uparrow E); \Theta^{2(\nu+1)} (E \perp H) \} \quad (11)$$

Shunday qilib, hatto $\omega \tau_\varepsilon \gg 1$ sharti bajarilganda chiziqli holda ham tovush kuchayishining chastotaga bog‘lanishi $\omega \tau_\varepsilon \ll 1$ holdagi bog‘lanishdan jiddiy farq qilishini ko‘ramiz. Boshqacha qilib aytganda, olingan natijalar Uayt nazariyasidagi formulalardan sezilarli darajada farq qilar ekan.

Nochiziqli yaqinlashuvda Θ ni aniqlash uchun energiyaning balans tenglamasini tahlil etishimizga to‘g‘ri keladi. Elektr maydoni mavjud bo‘lganda (11) ga asosan tenglamaning chap tomonida quyidagi hadlar ishtirok etadi:

$$\tilde{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial x} + e \tilde{\varepsilon} \tilde{\varepsilon} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} + e E_i E_k \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} + 2e E_i \tilde{\varepsilon}_k \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + \tilde{\varepsilon}_i \frac{\partial f^{(1)}}{\partial x_k} \quad (12)$$

Biz bu yerda $\sum_{i,k} \tilde{\varepsilon}_i E_k D_{ik} = \sum_{i,k} \tilde{\varepsilon}_k E_i D_{ik}$ bo'lishligini e'tiborga oldik. (12) dagi dastlabki ikki hadning yig'indisi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{e^2 (\tilde{\varepsilon}_0)^2}{2} \frac{\omega^2}{\omega^2 + [q^2 D_q(\varepsilon)]^2} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} \quad (13)$$

Uchinchi had doimiy elektr maydon tomonidan qizuvni, to'rtinchi va beshinchi hadlar ham doimiy ham o'zgaruvchan (tovush yaratgan) maydon tomonidan qizuvni bildiradi. Agar qisqa yozuv $q^2 D_q(\varepsilon) \equiv d(\varepsilon)$ ni kiritsak, $q \uparrow \uparrow E$ holni qarayotgan bo'lsak,

hamda $\frac{d \ln d}{d\varepsilon} = \frac{\nu}{T}$ ekanligini hisobga olsak, energiyaning balans tenglamasini quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$\int_0^\infty \varepsilon d\varepsilon \frac{d}{d\varepsilon} \left\{ \frac{e^2 |\tilde{\varepsilon}_0|^2}{2} \frac{\omega d}{\omega^2 + d^2} \left(\omega F' + \frac{eE}{q} \frac{d^3}{\omega^2 + d^2} \frac{\nu}{T} F' - \frac{4\omega^4}{d^2(\omega^2 + d^2)} \frac{eE}{q} \frac{d^3}{\omega^2 + d^2} \frac{\nu}{T} F' - 2\left(\frac{\omega}{d}\right)^2 F'' \right) + e^2 E^2 d F' \right\} + \int_0^\infty \varepsilon I_\varepsilon(\bar{F}) d\varepsilon = 0$$

Bu yerda $F' \equiv \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon}$, $F'' \equiv \frac{d^2 \bar{F}}{d\varepsilon^2}$. Bu tenglama yechimining topilishi murakkab bo'lgan tenglama hisoblanadi. Tashqi maydon ishtirok etayotgan holda elektronlar sistemasiga kelayotgan energiyani G^S shaklida yozib bo'lmaydi. Bu fizik nuqtai nazardan tushunarli, chunki tovush intensivligining o'zgarishi bilan elektronlardan tovush to'lqiniga va elektronlarga statik maydon tomonidan berilayotgan energiyalar ham o'zgaradi. Oxirgi beriladigan energiya (12) dagi $\tilde{\varepsilon}^E$ aralash maydonlar tomonidan beriladi va bu energiya muhim rol o'ynashi mumkin bo'ladi.

Shuning uchun natija ω va $q^2 D_q$ o'rtasidagi munosabatga juda bog'liq bo'ladi, shuningdek, sochilish mexanizmi (ν ning ishorasidan) bog'liq bo'ladi. Bulardan aytishimiz mumkinki, berilgan holda elektronlarning tovush tomonidan nochiziqli qizuvi va nochiziqli sovushi yuz berishi mumkin. Ayni paytda elektronlarning tashqi maydon tomonidan qizuvi tovush tomonidan bo'ladigan qizuvdan kam bo'lishi mumkin. Buni baholash uchun oxirgi tenglamadagi ana shunday qizuvlarni

yuzaga keltiradigan hadlarni solishtirib ko'ramiz. Tovush chastotasi $\omega \sim \frac{eEd}{qT} \ll d$ bo'lsin (kuchayish ostonasiga yaqin bo'lgan hol). U vaqtda baholash uchun $\frac{e^2 |\tilde{\epsilon}_0|^2 \omega^2}{d}$ va $e^2 E^2 d$ hadlarni solishtiramiz. Kuchayish ostonasi yaqinida bu hadlarning bir-biriga nisbatini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{e^2 |\tilde{\epsilon}_0|^2 \omega^2}{d} : e^2 E^2 d \sim \frac{GS}{\sigma E^2} \sim \frac{GS\mu}{en_0 V_d^2} \sim \frac{GS\mu}{en_0 \omega^2}$$

Bu nisbat $S \sim \frac{en_0 \omega^2}{G\mu}$ tartibida bo'lganida birga teng bo'ladi. Agar $n - InSb$ uchun baholasak, $a \sim 1$, $\omega \tau_M \sim 0,2$ bo'lganida bevosita statik maydon tomonidan qizuv faqatgina tovush intensivligining juda kichik qiymatlaridagina (Vt/sm^2 ning o'ndan bir ulushlarida) namoyon bo'lishini ko'ramiz. Undan kattaroq intensivliklarda esa tovush tomonidan elektronlarning qizuvi muhim bo'ladi.

Olingan natijalardagi bog'lanishlar bizdan oldin qilingan ishlar natijalariga o'xshab ketsada, ulardan tubdan farq qilishini ko'ramiz.

Adabiyotlar:

1. Tursunov M., Pardayev O. Ultratovushning yarimo'tkazgichlarda yutilish nazariyasiga oid. СамДУ Илмий Ахборотномаси, Физика, 2013, №5 (81), 75-81
2. White D.L. On the theory Amplification of Ultra Sound in Piezoelektric Semiconductors. Journ. Appl. Phys., -1962, -Vol.33, -p.2547

Ilmiy rahbar: dots.O.Pardayev

Magistrantlarning XIV ilmiy konferensiyasi materiallari-2014