SIRTIY PLAZMAVIY TO'LQINLAR (PLAZMONLAR) NING DISPERSIYAVIY XOSSALARI

Jumayev Mustaqim Rofiyevich
f-m.f.d., proffessor.
Sattorova Gulandom Hamroqulovna
BuxDU magistranti
g.h.sattorova@buxdu.uz
Tursunov Adiz Nurali o'g'li
BuxDU magistri

Annotatsiya: *Maqolada dielektrik singdiruvchanliklari har xil bo'lgan ikki muhit chegarasining sirti bo'ylab tarqaluvchi plazmaviy, sirtiy to'lqin (plazmonlar) ning to'lqin vektorlari va doiraviy chastotalari orasidagi bog'lanish sirtiy magnito-elektrik samara inobatga olingan holda topilgan.*

Kalit so'zlar: *Ikki muhit chegarasi, elektromagnit to'lqinning elektr va magnit maydon kuchlanganliklari amplitudalari, chegaraviy shartlar.*

Plazmaviy sirtiy to'lqinlar yoki plazmonlar ikki muhit cherasining sirti bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit to'lqinlardir . Ular hozirgi zamon opto-plaz-monikasi va magnito-plazmonikasi kabi istiqbolli ilmiy yo'nalishlarda o'ziga xos-uyg'onishlarni tashuvchisi sifatida muhim rol o'ynaydi. [1,2]

O'tkazilgan qator nazariy va exsperimental tadqiqotlar shunday xulosaga olib keldiki muayyan shartlar bajarilganda ikki muhit chegarasi sirti bo'ylab tarqaluvchi to'lqinlar mavjud bo'ladi. Bunda turli tabiatga ega ikki xil sirtiy elektromagnit to'lqin uyg'onishi mumkin:1) Ularning biri sirtiy to'lqinning tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar tarzda qutblangan bo'lib, TE-to'lqin deyiladi: 2) ikkinchi esa sirt chegarasi yuzasi bo'ylab tarqaluvchi TM-to'lqin deya nomlanuvchi to'lqindir. [3-5]

So'nggi yillarda olingan eng muhim natijalardan biri- hozirga qadar e'tibor berilmagan, ammo, elektromagnit to'lqinlarning yana bir muhim xususiyati-ya'ni impuls va energiya bilan birgalikda ularning spin momentlarini ham tashishlaridir. Nazariy tahlillar natijalariga ko'ra, spin momentlari sirtiy to'lqinning to'lqin vektoriga perpendikulyar bo'lib, ikki muhit chegarasi tekisligida yotadi.[1,3,5]

Jumladan,chiziqli yaqinlashuvda TM tipdagi sirtiy to'lqinlar, tegishuvchi sirt hosil qiluvchi muhitlarning biri manfiy dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgandagina mavjud bo'la oladi. Bu shart xususan metal sirti uchun bajariladi va bu holda uni sirtiy plazmaviy to'lqin yoki plazmon-polyariton deb adashadi. Manfiy dielektrik singdiruvchanlikni nolga yaqin dielektrik singdiruvchanlikka ega muhitlarda hosil qilish mumkin.

Plazmaviy sirt to'lqinlari uchun dispersiyaviy munosobatlar.

Bizga optika va to'lqinlar nazariyasidan yaxshi ma'lumki,dispersiyaviy(yoki dispersion) munosobat deb biror muhit yoki kristallda tarqaluvchi to'lqin doimiysi (yoki to'lqin vektori) hamda to'lqin chastotasi orasidagi bog'lanishga aytiladi.Bu munosabat qaralayotgan tizimda tarqalishi mumkin bo'lgan to'lqinning fazaviy va guruhiy tezliklarini aniqlash imkonini beradi. [1-5]

Quyida ushbu masalani plazmaviy sirtiy to'lqinlar uchun hal qilamiz.Buning uchun odatdagidek quyidagi koordinata tizimidan foydalanamiz: X o'qini ikki muhit chegarasi sirtiga tik joylashtiramiz Z o'qini sirtiy to'lqin tarqalish doimiysi (yoki to'lqin bektori) yo'nalishida tanlaymiz. Y o'qi esa unga tik yo'nalshga ega bo'ladi. Bu holda ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit sirtiy to'lqinning elektr va magnit maydonlarining tashkil etuvchilari faqat fazoviy X, Z koordinatalariga bog'liq bo'ladi. Maksvell tenglamalari E_y va E_z elektr maydon kuchlanganliklari uchun quyidagi tenglamalar tizimini beradi:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}+k_0^2\mu D_y=0\\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2}+k_0^2\mu D_z=0\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Bu yerda: $E_y=E_y(x,z)$; $E_z=E_z(x,z)$; $k_0=\frac{\omega}{c}$

ω – sirtiy to'lqinning siklik chastotasi, c-yorug'lik tezligi.

Sirtiy elektromagnit to'lqin maydoning qolgan elektr va magnit maydon kuchlanganliklari E_y va E_z orqali aniqlanadi:

$$\left.\begin{aligned}H_z=-\frac{i}{k_0\mu}\cdot\frac{\partial E_y}{\partial x};\ H_x=-\frac{i}{k_0\mu}\cdot\frac{\partial E_y}{\partial z}\\ H_z=-\frac{i}{k_0\mu}\cdot\left(\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Induksiya vektorining tashkil etuvchilari esa H_y hamda uning hosilalaridan foydalanib topiladi:

$$D_z=\frac{i}{k_0}\cdot\frac{\partial H_y}{\partial x} \qquad D_x=-\frac{i}{k_0}\cdot\frac{\partial H_y}{\partial z} \qquad (3)$$

Bu tenglamalar tizimi chiziqli xususiy hosilali tenglamalar tizimi bo'lganligi uchun uning yechimlarini,odatdagidek,quyidagi ko'rinishda izlash mumkin:

$$\left.\begin{aligned}\vec{E}(x,z,\omega)=\vec{e}(x)\cdot e^{i\beta z}\\ \vec{H}(x,z,\omega)=\vec{h}(x)\cdot e^{i\beta z}\\ \vec{D}(x,z,\omega)=\vec{d}(x)\cdot e^{i\beta z}\end{aligned}\right\} (4)$$

Bu yerda β-sirtiy to'lqinning tarqalish doimiysi.

$$\vec{e}(x)=(e_x(x,z,\omega),e_y(x,z,\omega);e_z)$$

Qolgan $\vec{h}$ (x) hamda $\vec{d}$ (x) lar ham shunga o'xshash tarzda ifodalanadi.

Yuqorida kiritilgan belgilashlarni inobatga olsak, (1) sistemasining birinchi tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\left[e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}\right]+k_0^2\mu e_y(x_0 z)\cdot e^{i\beta z}=0 \quad (5)$$

Endi mos ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni topamiz:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}\right]=e^{i\beta z}\cdot\frac{\partial^2 e_y(x,y)}{\partial x^2} \qquad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}\right]=\frac{\partial e_y(x,y)}{\partial z}\cdot e^{i\beta z}+i\beta\cdot e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z} \qquad (7)$$

U holda

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}\right]=\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial e_y(x,y)}{\partial z}\cdot e^{i\beta z}\right]+i\beta\cdot\frac{\partial}{\partial z}\left[e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}\right]=$$

$$\frac{\partial^2 e_y(x,y)}{\partial z^2}\cdot e^{i\beta z}+i\beta\frac{\partial e_y(x,y)}{\partial z}\cdot e^{i\beta z}+i\beta\cdot\frac{\partial e_y(x,z)}{\partial z}\cdot e^{i\beta z}-\beta^2\cdot e_y(x,z)\cdot e^{i\beta z}=$$

$$\left[\frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2}+2i\beta\frac{\partial e_y}{\partial z}-\beta^2 e_y\right]\cdot e^{i\beta z} \qquad (8)$$

Va nihoyat topilgan mos xususiy hosilalarni (6) hamda (8) ni (5) ifodaga qo'yib, quyidagi xususiy hosilali tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2}+2i\beta\cdot\frac{\partial e_y}{\partial z}+(k_0^2\mu-\beta^2)e_y=0 \qquad (9)$$

Endi $e_y=e_y(x,z)$ bo'lgani uchun (9) xususiy hosilali tenglamani o'zgaruvchilari ajraladigan oddiy differensial tenglama ko'rinishiga keltiramiz, ya'ni yechimni [1,3]

$$e_y(x,z)=f(x)\cdot\varphi(z) \qquad (10)$$

ko'rinishida izlaymiz.U holda (10) ga ko'ra:

$$\frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2}=\varphi(z)\cdot\frac{d^2\varphi}{dx^2}, \qquad \frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2}=f(x)\cdot\frac{d^2\varphi}{dz^2}\ , \qquad \frac{\partial^2 e_y}{\partial z}=f(x)\cdot\frac{d\varphi}{dz} \qquad (11)$$

Topilgan hosilalarni asosiy (9) tenglamaga quyib, quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\varphi(z)\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}+f(x)\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}+2i\beta\cdot f(x)\frac{\partial\varphi}{\partial z}+(k_0^2\mu-\beta^2)\cdot f(x)\varphi(z)=0 \qquad (12)$$

Bu ifodadagi oxirgi hadni o'ng tomonga ko'chiramiz va $e_y(x,z)\neq 0$ bo'lganligi uchun,uning ikkala tomonini f(x)$\cdot\ \varphi(z)$ ga bo'lamiz.

U holda quyidagi oddiy differensial tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{1}{f}\cdot\frac{d^2 f}{dx^2}+\frac{1}{\varphi}\cdot\frac{d^2\varphi}{dz^2}+2i\beta\frac{1}{\varphi}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial z}=\beta^2-k_0^2\mu \qquad (13)$$

yoki

$$\frac{1}{f}\cdot\frac{d^2 f}{dx^2}+\frac{1}{\varphi}\cdot\frac{d}{dz}\left[2i\beta\varphi+\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right]=\beta^2-k_0^2\mu \qquad (14)$$

Oxirgi tenglamadan ko'rinib turibdiki to'rt burchakli qavs ichidagi ifoda nolga teng bo'lsa, ya'ni

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z}+2i\beta\varphi=0 \qquad (15)$$

shart bajarilsa $e_y(x,z)ni$ osongina aniqlash mumkin.Quyida shu holni tahlil qilish bilan cheklanamiz.

(18) tenglamani quyidagi teng kuchli ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\partial\varphi}{\varphi}=-2i\beta dz \qquad (16)$$

Bu ifodaning har ikkala tomonini alohida alohida integrallab,quyidagi yechimni olamiz:

$$\varphi(z)=\varphi_0 e^{-2i\beta z} \qquad (17)$$

Bu yerda:φ_0 —tabiiyki z=0 bo'lgandagi φ(z) funksiyaning qiymatidir.

U holda (14) ga ko'ra f(x) funksiyani aniqlovchi tenglama quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}=(\beta^2-k_0^2\mu)f \qquad (18)$$

Bu tenglama f(x) ga nisbatan chiziqli oddiy differensial tenglama bo'lganligi uchun uning yechimini, ma'lumki,

$f = f_0 e^{qx}$ (19)

ko'rinishida izlash mumkin. Endi

$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = q^2 f$ (20) ekanligini hisobga olsak va uni (18) tenglamaga qo'ysak, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$[q^2 - (\beta^2 - k_0^2\mu)]f = 0$ (21)

Oxirgi ifodada $f \neq 0$ (aks holda $e_y(x,z) \equiv 0$ bo'lganligi uchun q quyidagiga teng bo'ladi: $q^2 = \beta^2 - k_0^2\mu$ (22)

Shunday qilib,$e_y = e_y(x,z)$ – elektr maydon kuchlanganligining tashkil etuvchisi

$e_y(x,z) = f(x)\varphi(z) = f_0 e^{qx}\varphi_0 e^{-2i\beta z}$ (23)

ifoda bilan aniqlanadi.

Demak

$E_y = e_y(x,z)e^{i\beta z} \equiv f_0 e^{qx} \cdot \varphi_0 e^{-i\beta z}$ (24)

ko'rinishga ega bo'ladi.

Oliy matematika kursidan yaxshi ma'lumki, e^{qx} faqat $q = ik$ (bu yerda k- haqiqiy) bo'lgandagina davriy funksiya bo'la oladi,ya'ni to'lqiniy jarayonni ifodalay oladi. u holda (22) ga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

$-k^2 = \beta^2 - k_0^2\mu$ (25)

Demak,

$k^2 = k_0^2\mu - \beta^2 > 0$ (26)

Shart bajarilgandagina qaralayotgan tizimda elektromagnit to'lqinlar tarqala oladi.Yoki boshqacha qilib aytganda bunday holda tarqalish doimiysi

$-k_0\sqrt{\mu} < \beta < k_0\sqrt{\mu}$ (27)

shartni qanoatlantiruvchi elektromagnit to'lqinlar mavjud bo'la oladi va sirtiy to'lqinlarni hosil qiladi.

Tabiiyki, bu xulosa ikkala muhit uchun ham o'rinli bo'ladi. Olingan natijalarni o'zaro chegara hosil qiluvchi har bir muhit uchun yozishda $\mu \to \mu\varepsilon$ almashtirishni bajarish kifoya va metallar hamda dielektriklar uchun $\mu = 1$ ekanligini hisobga olish yetarli. Bu yerda $\varepsilon -$ muhitning dielektrik singdiruvchanligi.

Shunday qilib, I-muhit uchun

$E_y^{(1)} = A_1 e^{qx} \cdot e^{-i\beta z}, \quad E_z^{(1)} = B_1 e^{qx} \cdot e^{-i\beta z}$ (28)

Bu erda $q^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_1 > 0$

Mos tarzda, II-muhit uchun

$E_y^2 = A_e e^{px} \cdot e^{-i\beta z}, \quad E_z^2 = B_e e^{px} \cdot e^{-i\beta z}$ (29)

Bu yerda $p^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_2 > 0$

Ikki muhit chegarasida elektromagnit to'lqin maydon kuchlanganliklarining o'zgarishi

Elektromagnit to'lqin ikki muhit chegarasidan o'tganda elektr maydon kuchlanganliklarining sirtga parallel tashkil etuvchilari (yoki tangensial) uzluksiz tarzda o'zgarishi lozim,ya'ni x= 0 ga

$$E_y^1(0) = E_z^2(0), \qquad E_z^1(0) = E_z^2(0) \quad (30)$$

U holda (28) – (29) ga ko'ra:

$$A_1 = A_2$$

$$B_1 = B_2 \qquad (31)$$

tenglamalarni hosil qilamiz yoki

$$A_1 = A_2 \equiv A, \quad B_1 = B_2 \equiv B$$

Biroq ularning hosilalari ayirmasi uzlukli ravishda o'zgaradi:

$$\left.\frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial x} - \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial x}\right|_{x=0} = ik_0 k E_z^{(1)}\Big|_{x=0} \qquad (32)$$

Bu yerda: $k = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} \cdot \Delta\theta$, $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ yoki $k = \alpha \cdot \Delta\theta$ [1]

α-nozik struktura doimiysi ($\alpha = \frac{1}{137}$)

Demak (28),(29) va (32) ga binoan:

$A(q-p)=\boldsymbol{i}k_0kB$ (33)

Shuningdek E_z ning hosilalari ayirmasi ham uzulishga ega bo'ladi:

$$\left.\frac{\varepsilon_1}{q^2} \cdot \frac{\partial E_z^{(1)}}{\partial x} - \frac{\varepsilon_2}{p^2} \cdot \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial x}\right|_{x=0} = i\frac{k}{k_0} \cdot E_y^{(1)}\Big|_{x=0} \qquad (34)$$

U holda (28), (29) va (34) ga ko'ra:

$$B\left(\frac{\varepsilon_1}{q} - \frac{\varepsilon_2}{p}\right) = i \cdot \frac{k}{k_0}A \qquad (35)$$

Shunday qilib,elektrik maydon kuchlanganliklari amplitudalari A va B ni aniqlovchi quyidagi chiziqli tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$\left.\begin{aligned} &A(q-p) - B \cdot ik_0 k = 0 \\ &A \cdot i\frac{k}{k_0} - B\left(\frac{\varepsilon_1}{q} - \frac{\varepsilon_2}{p}\right) = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (36)$$

Matematika kursidan yaxshi ma'lumki, bu tenglamalar sistemasi uning quyidagi ifoda bilan aniqlanuvchi asosiy determinanti

$$\Delta = \begin{vmatrix} q-p & -ik_0k \\ i-\frac{k}{k_0} & -(\frac{\varepsilon_1}{q} - \frac{\varepsilon_2}{p} \end{vmatrix} \qquad (37)$$

nolga teng bo'lgandagina noldan farqli yechimlarga ega bo'ladi.

Demak, (37) ga ko'ra:

$$(q-p)\left(\frac{\varepsilon_2}{p} - \frac{\varepsilon_1}{q}\right) - k^2 = 0 \qquad (38)$$

yoki

$k^2 = (q-p)(\frac{\varepsilon_2}{p} - \frac{\varepsilon_1}{q})$ (39)

Bu yerda: $k_0 = \frac{\omega}{c}$, $q^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_1 > 0$, $p^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_2 > 0$ (40)

(39)-(40) ifodalar eng muhim munosobatlar bo'lib, ular ikki muhit chegarasida hosil bo'luvchi sirtiy to'lqinlarning mavjudlik shartini aniqlab beradi.

1) Tabiiyki, eng soda hol bu k=0 ga teng bo'lgan shartdir. Bu holda (36) ga ko'ra:

A(q-p)=0 va $B\left(\frac{\varepsilon_1}{q} - \frac{\varepsilon_2}{p}\right) = 0$ (41)

Oxirgi ikki tenglama ko'rsatadiki,p=q bo'lsa,yani $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$,u holda A va B elektr maydon kuchlanganliklari amplitudalari noldan farqli bo'ladi.

2) Keyingi hol $k^2 > 0$. Bu shart quyidagi 2 holda bajariladi:

(A) $\left.\begin{matrix} q-p>0 \\ \frac{\varepsilon_2}{p}-\frac{\varepsilon_1}{q}>0 \end{matrix}\right\}$ yoki $\left.\begin{matrix} q-p<0 \\ \frac{\varepsilon_2}{p}-\frac{\varepsilon_1}{q}<0 \end{matrix}\right\}$ (B) (42)

Dastlab A holni tahlil qilamiz. $q > p$ shart $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ bo'lganda o'rinli bo'ladi. $\frac{\varepsilon_2}{p} > \frac{\varepsilon_1}{q}$ shart $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} < \frac{q}{p}$ ekanligini bildiradi. $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ va $q > p$ bo'lgani uchun oxirgi tegsizlik avtomatik ravishda bajariladi.

B holda $q > p$ shart $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ bo'lganda o'rinli bo'ladi.

3) Va nihoyat eng oxirgi hol $k^2 < 0$ .Bu shart quyidagi 2 holda bajariladi:

$\left.\begin{matrix} q-p>0 \\ \frac{\varepsilon_2}{p}-\frac{\varepsilon_1}{q}<0 \end{matrix}\right\}$ (A) yoki $\left.\begin{matrix} q-p<0 \\ \frac{\varepsilon_2}{p}-\frac{\varepsilon_1}{q}>0 \end{matrix}\right\}$ (B) (43)

Yuqorida ta'kidlanganidek, q> p shart faqat $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ bo'lganda o'rinli bo'ladi.

$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} < \frac{p}{q}$ tengsizlik bajarilmaydi,chunki $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ ekanligini anglatadi. $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} > \frac{p}{q}$ tengsizlik bajariladi, chunki $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ va p> q

Demak, ikkala muhitda ham sirtiy elektromagnit to'lqin tarqalishi uchun bir vaqtning o'ziga quyidagi 3 ta shart bajarilishi lozim:

$q^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_1 < 0$, $p^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_2 < 0$, $k^2 < 0$ (44)

Xuddi avvalgidek $q^2 = -|q|^2$ va $p^2 = -|p|^2$ deb yozsak,

$\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{\beta^2+|q|^2}}{k_0}$ $\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{\beta^2+|p|^2}}{k_0}$ (45)

ifodalarni hosil qilamiz. Demak, mazkur holda

$\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ tengsizlik $|q| > |p|$ ekanligini anglatadi.

Bo'limni $k^2 > 0$, yani k parametr haqiqiy bo'lgan hol uchun tarqalish doimiysi β ni aniqlash bilan yakunlaymiz va (39) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$k^2 = \frac{q-p}{pq} \cdot (\varepsilon_2 q - \varepsilon_1 p) = (\frac{1}{p} - \frac{1}{q}) \cdot (\varepsilon_2 q - \varepsilon_1 p)$ (46)

Oxirgi ifodani soddalashtiramiz:

$$k^2 = \varepsilon_2 \cdot \frac{q}{p} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \cdot \frac{p}{q} \text{ yoki } (k^2 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2) = \varepsilon_1 \cdot \frac{p}{q} + \varepsilon_2 \cdot \frac{q}{p} \quad (47)$$

Agar $\varepsilon = k^2 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ va $\frac{p}{q} = x$ belgilash kiritsak,quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\varepsilon_1 x + \varepsilon_2 \cdot \frac{1}{x} - \varepsilon = 0 \text{ yoki } \varepsilon_1 x^2 - \varepsilon x + \varepsilon_2 = 0 \quad (48)$$

Oxirgi kvadrat tenglamaning diskriminanti quyidagiga teng:

$$D = \varepsilon^2 - 4\varepsilon_1\varepsilon_2 = [k^2 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]^2 - 4\varepsilon_1\varepsilon_2 = k^4 + 2k^2 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 - 4\varepsilon_1\varepsilon_2 \equiv k^4 + 2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)k^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 \quad (49)$$

Demak,$D \geq 0$ va (48) tenglama quyidagi haqiqiy yechimga ega:

$$x_{1,2} = \frac{1}{2\varepsilon_1}\left\{\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - 4\varepsilon_1\varepsilon_2}\right\} \quad (50)$$

1) Dastlab ildiz oldida musbat ishora bo'lgan hol uchun tarqalish doimiysi β ni topamiz:

$$\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_2}}{\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_1}} = x_1 \quad (51)$$

Bu ifodani kvadratga ko'taramiz:

$$\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_2}}{\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_1}} = x_1^2$$

yoki $\beta^2 - k_0^2 \cdot \varepsilon_2 = x_1^2 \cdot (\beta^2 - k_0^2 \cdot \varepsilon_1)$ (52)

Demak:

$$\beta^2(x_1^2 - 1) = k_0^2(\varepsilon_1 x_1^2 - \varepsilon_2) \quad \text{yoki} \quad \beta^2 = k_0^2 \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot x_1^2 - \varepsilon_2}{x_1^2 - 1} \quad (53)$$

Endi β=k (k-to'lqin vektorining moduli) belgilash kiritsak va $k_0 = \frac{\omega}{c}$ ekanligini eslasak, (53) ifodadan quyidagi natija kelib chiqadi:

$$k = \frac{\omega}{c} \cdot n_{eff}$$

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 x_1^2 - \varepsilon_2}{X_1^2 - 1}} \quad (54)$$

Bu yerda: $n_{eff} - \varepsilon_1\ va\ \varepsilon_2$ dielektrik singdiruvchanlikka ega ikki qatlamli muhitning effektiv sindirish ko'rsatgichidir.

Xulosa:

Maqolada topologik izolyator deya ataluvchi va topologik soni bilan tavsiflanuvchi dielektrik bilan odatdagi dielektrik muhit chegaralari sirti bo'ylab tarqaluvchi plazmaviy sirtiy to'lqinlarning mavjud bo'lish shartlari hamda plazmonlar uchun dispersiyaviy munosabatlar keltirib chiqarilgan.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR:

1. А. И. Маймистов, Е.И. Ляшко. Спиновый угловой момент нелинейной поверхностной волны на границе раздела обычного и топологического изоляторов. Оптика и спектроскопия, 2019, том 126, вып 5,
2. Hasan M.Z., Kane C.L. // Rev. Mod.Phys.2010. V 82.
3. Karch A. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P245432 (5p).
4. Ляшко Е.И., Маймистов А. И. // Опт и спектр. 2016. Т.121. №4. С. 671.
5. Маймистов А. И., Ляшко Е.И. // Известия РАН. Сер.физ. 2018. Т. 82. №1. С. 27.
6. Arabov J.O., Qosimov F.T. Hozirgi zamon fan va texnikasining rivojida yarimo'tkazgichlarning o'rni. // Involta Scientific Journal, 1(7). 2023/4/1. 134-138.
7. Arabov J.O. ,Yodgorova G.T. Fizika fanidan masalalar yechishda kompyuter texnologiyalaridan foydalanish. // Finland International Scientific Journal of Education, Social Science & Humanities , Том 11 № 3. 78-81
8. Jumayev M.R., Arabov J.O., Sattorova G.H., Tursunov A. N. Kristallardagi nochizig'iy akustik effektlar. // Involta Scientific Journal, 1(7). 2022/6/4. 3-8