

## Шугаман бус суурьтай шугаман бус илтсээс гэрэл сарних нь

Г.Очирбат, Д.Улам-Оргих, О.Идэрсайхан

Рассеяние TE и TM поляризованных световых волн на нелинейной плёнке с нелинейной подложкой было исследовано с помощью аналитических и численных методов.

В вычисленных были использована нелинейности Керровского или насыщающегося Керровского типа и некоторых полупроводников, а так же среды двух уровней атомов.

Шугаман суурьтай шугаман бус илтсээс цахилгаан соронзон долгио сарних бодлогыг туйлшралын TE болон TM тохиолдолд бүрэн аналитик аргаар шийдэж зохих алгоритм боловсруулан тоон судалгаа хийж байсан билээ [2-13].

Энэ өгүүлдэгт шугаман бус суурьтай нимгэн илтсээс гэрэл сарних бүрдэг бодлогыг авч үзлээ. Энэ бодлого нь мөн анхны интегралын аргын тусламжтайгаар бүрэн аналитик шийдэгдэх бололцоотой юм. Өөрөөр хэлбэл бид шугаман бус илтэс доторх долгионы төрхийг өмнөх ажлуудад бүрэн тогтоож чадсан учраас одоо зөвхөн илтэс ба суурь орчны зааг дээрх тасралтгүйн нөхцөл шугаман бус суурьтай тохиолдолд яаж бичигдэхийг тогтоожил хялгартай. Энэ нөхцлөөс илтэсний суурийн хязгатай дээрх орчны төлөрхийгхэмжээг хэмжээг дүүгүүдийг тогтоосноор цаашид бодлого шугаман суурийн адила алгоритмаар бодогдоно. Бид өмнөх ажлуудад хэрэглэж байсан компьютер тог ашиглалаа.

Шугаман бус суурьтай тохиолыг бодсон зүйл бидэнд ер тэврэлдэн бай-  
снгуй.

# 1 ТЕ туйлширсан гэрэл шугаман бус суурьтай илтсээс сарних бодлогын алгоритм

Шугаман бус илтэст гэрэл сарнихдаа илтсийн суурь орчны зааг  $d$  цэг дээр  $\vec{E}$  ба  $\vec{A}$  хоёрын фазын зөрүү  $-\pi/2$  байх учраас суурийн хавтгайд энергийн ургал хадгалагдах хууль

$$-\frac{1}{2}H(d)e(d) = c_0 \quad (1)$$

гэж бичигдэнэ. Энэ нь (16) интегралын язгуур доорх илэрхийлэл энэ цэг дээр тэг болно гэсэн үг бөгөөд өөрөөр хэлбэл суурь хавтгай дээрх шугаман бус илтэс талын диэлектрик функцийн утга нь  $\epsilon$ -ийн авч болох хамгийн их  $\epsilon_{max}$  юмуу хамгийн бага  $\epsilon_{min}$ -ийн аль нэг нь байна гэсэн үг. Иймд илтэсний суурийн хавтгай дээрх орны утгаас хөөж бодон улмаар илтэсний ойлгох шинж чанарыг дараах дараалалтайгаар бүрэн тодорхойлж болно.

Үүнд:

- $d$  цэг дээр орны параметрууд болон интегралын тогтмолуудыг тодорхойлох:

Шугаман бус суурийн диэлектрикийн функц орны локаль эрчмээс хамаарах хамаарал

$$\epsilon = \epsilon(e^2) \quad (2)$$

мэдэгдэж байг. Тухайлбал, керр төрлийн шугаман бус суурийн хувьд

$$\epsilon_3 = \epsilon_3 + \alpha_3 e_3^2, \quad (3)$$

ханадаг керр төрлийн шугаман бус суурийн хувьд

$$\epsilon_3 = \epsilon_m + \alpha_3 \exp(-e_3^2/\epsilon_s), \quad (4)$$

хоёр төвшинт атомоос тогтсон шугаман бус суурийн хувьд

$$\epsilon_3 = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_s e^2/I_s}{1 + e^2/I_s}, \quad (5)$$

зарим төрлийн хагас дамжуулагч шугаман бус суурийн хувьд

$$\epsilon_3 = \epsilon_1 + \alpha_3 e^{2\nu} \quad (6)$$

байна. Үүний  $\alpha_3$  нь суурь орчны шугаман бус чанарыг илэрхийлсэн коэффициент болно.

Мөн суурь орчинд нэвтэрсэн долгионы амплитуд Максвеллийн тэгшитгэл ёсоор дараах байдалтай холбогдоно:

$$H_3 = \eta_3 e_3. \quad (7)$$

Шугаман бус суурийн хил дээр

$$\epsilon_3 = \beta^2 + \eta_3^2 \quad (8)$$

байна. Үүнд,  $\eta_3 = \sqrt{\epsilon_3(d)} \cos \theta'$  гэж тэмдэглэсэн ба  $\theta'$  нь шугаман бус суурь луу нэвтрэх өнцөг болно. Харин  $\beta = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta$  нь таралтын тогтмол, өөрөөр хэлбэл шугаман бус орчны  $z = \text{const}$  хавтгай бүр дээр Снелиусийн хууль ёсоор  $\beta = k_z/k$  нь тогтмол байх учраас түүнийг тусгалын өнцөг  $\theta$ -гөөр илэрхийллээ.

Шугаман бус суурь луу нэвтэрч байгаа долгионы байгуулагчдын аль нэг утгыг, тухайлбал  $\epsilon_3(d)$ -г параметр болгон авъя. Тэгвэл бусад параметрууд нь дээрх тэгшитгэлүүдээр шууд тодорхойлогдоно.

Түүнчлэн Максвеллийн тэгшитгэл ёсоор

$$H_{z3}(d) = \beta e_3(d) \quad (9)$$

болох ба интегралын тогтмол буюу нэвтэрч буй энергийн урсгал

$$c_0 = \frac{\eta_3}{2} e_3^2(d) \quad (10)$$

гэж тодорхойлогдоно.

Тасралтгүйн нөхцөл ёсоор шугаман бус илтсийн  $d$  цэг дээрх утга

$$H(d) = H_3(d), \quad (11)$$

$$e(d) = e_3(d), \quad (12)$$

$$H_z(d) = H_{z3}(d) \quad (13)$$

болох тул

$$\epsilon(d) = \epsilon_L + \epsilon(I(d)) \quad (14)$$

тодорхой болно. Одоо шугаман бус илтсийн хувь дахь анхны интегралын утгыг

$$\text{const} = H^2(d) + \beta^2 e^2(d) + U(\epsilon(d)) \quad (15)$$

гэж олж болно. Үүний  $U$  функцийг бид бодис тус бүрийн хувьд тодорхойлсон билээ.

Үүнээс цааш алгоритм шугаман суурийн адил байна.

- Диэлектрик функцийн хамгийн их ба бага утгыг тодорхойлох

II ба III зааг дээр  $\epsilon_{min}$ ,  $\epsilon_{max}$ -ын аль нь таарахыг  $d(H^2 e^2)/d\epsilon$ -ийн  $\epsilon(d)$  цэг дээрх тэмдгээр тодорхойлно. Өөрөөр хэлбэл  $\epsilon(d)$  нь  $\epsilon_{max}$ ,  $\epsilon_{min}$ -ын аль нь болохыг тогтооно.

Нөгөө утгыг нь олохын тулд эхлээд (16) интегралын язгуур доорх илэрхийллийн тодорхойлогдох мужийг тогтоож уг муждаа  $A^2 h^2 - 4c_0^2 = 0$  байх нөгөө шийдийг өндөр нарийвчлалтай олно.

- интеграл бодож  $z(\epsilon)$  хамаарал байгуулах

$$z(\epsilon) = \int_{\epsilon(d)}^{\epsilon} \frac{\left| \frac{de^2}{d\epsilon} \right|}{k_0 \sqrt{H^2 e^2 - 4c_0^2}} d\epsilon \quad (16)$$

интегралыг  $[\epsilon_{min}, \epsilon_{max}]$  утгын мужид бодож  $z(\epsilon)$  хамаарлыг байгуулна.

- Илтсийн дээд хил дээрх диэлектрикийн функц болон орны байгуулагчдыг тогтоох

$z(\epsilon)$  хамаарлаас I, II зааг дээрх  $\epsilon(0)$  утга тодорхой болно. Ингэхдээ интегралыг  $\epsilon_{max}$ -аас  $\epsilon_{min}$  хүртэл бодсон утгаар шугаман бус илтэст үүсэх үелсэн орны хагас үеийг олох ба үүнийг илтсийн зузаанд багтаахад үлдсэн хэсгийн утганд харгалзах  $\epsilon$  нь илтсийн дээд хавтгай дээрх утга  $\epsilon(0)$  болно.

Үүнийг ашиглан тасралтгүйн нөхцлийг тооцсон хэсгээс орны амплитуд болон фазын зөрүүг олно:

$$\Delta\varphi(0) = \arcsin H(0)e(0)/2. \quad (17)$$

- Одоо ойлтын коэффициент болон туссан гэрлийн эрчмийг тодорхойлох боломжтой боллоо:

$$rr^* = \frac{[\eta_1 H_z(0) \cos \Delta\varphi(0)]^2 + [\eta_1 H_z(0) \sin \Delta\varphi(0) + \beta H(0)]^2}{[\eta_1 H_z(0) \cos \Delta\varphi(0)]^2 + [\eta_1 H_z(0) \sin \Delta\varphi(0) + \beta H(0)]^2} \quad (18)$$

$$I = \frac{c_0}{1 - rr^*}. \quad (19)$$

Энэ алгоритмын дагуу шугаман бус суурьтай шугаман бус илтсээс ТЕ туйлширсан гэрэл сарних бодлогыг бүрэн бодож болно.

## 2 ТМ туйлширсан гэрэл шугаман бус суурьтай илтсээс сарних бодлогын алгоритм

Шугаман бус илтэст гэрэл сарнихдаа илтсийн суурь орчны зааг  $d$  цэг дээр  $\vec{E}$  ба  $\vec{A}$  хоёрын фазын зөрүү  $-\pi/2$  байхаар зохицдог гэсэн үр дүн шугаман бус суурийн тохиолд ч хүчинтэй байна. Иймд суурийн хавтгай дээр энергийн ургал хадгалагдах хууль

$$\frac{1}{2}A(d)h(d) = c_0 \quad (20)$$

болно. Өөрөөр хэлбэл (31) интегралын язгуур доорх илэрхийлэл энэ цэг дээр тэг болно. Энэ нь суурь хавтгай дээрх шугаман бус илтэс талын диэлектрик функцийг утга нь  $\epsilon$ -ийн авч болох хамгийн их  $\epsilon_{max}$  юмуу хамгийн бага  $\epsilon_{min}$ -ийн аль нэг нь байна гэсэн үг. Эдгээрээс харахад мөн л илтэсний суурийн хавтгай дээрх орны утгаас эхлэн хөөж бодсоор илтэсний ойлгох шинж чанарыг бүрэн тодорхойлж болох нь ээ. Алгоритмыг дараах байдалтайгаар боловсруулъя:

- $d$  цэг дээр орны параметрууд болон интегралын тогтмолуудыг тодорхойлох:

Шугаман бус суурь луу нэвтэрч байгаа долгионы байгуулагчдын аль нэг утгыг, тухайлбал  $E_3(d)$ -г параметр болгон авъя.

Шугаман бус суурийн диэлектрикийн функц орны локаль эрчмээс хамаарах хамаарал

$$\epsilon = \epsilon(A^2 + E^2) \quad (21)$$

мэдэгдэж байг. Мөн суурь орчинд нэвтэрсэн долгионы амплитудын хувьд

$$A_3 = \frac{\eta_3}{\beta} E_3 \quad (22)$$

юм.

Шугаман бус суурийн хил дээр долгион векторын байгуулагчид

$$\epsilon_3 = \beta^2 + \eta_3^2 \quad (23)$$

гэж холбогдоно. Үүнд,  $\eta_3 = \sqrt{\epsilon_3(d)} \cos \theta'$  гэж тэмдэглэсэн ба  $\theta'$  нь шугаман бус суурь луу нэвтрэх өнцөг,  $\beta = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta$  нь таралтын тогтмол юм.

Шугаман бус суурь луу нэвтэрч байгаа долгионы байгуулагчдын аль нэгийг, тухайлбал  $E_3(d)$ -г параметр болгон авъя.

Тэгвэл томъёо (21), (22), (23)-ийг ашиглан  $\epsilon_3$ -ийг  $E_3(d)$ -гээр илэрхийлж болох ба үүнийг бодис тус бүрийн хувьд яаж олохыг алгоритмын дараа үзүүлээ. Одоо нэгэнт  $\epsilon_3(d)$  тодорхой болсон учраас (23) ёсоор  $\eta_3$  тодорхой болно.

Иймд Максвеллийн тэгшитгэл ёсоор

$$h_3(d) = -\frac{\epsilon_3(d)}{\beta}$$

болох ба интегралын тогтмол буюу гуравдугаар орчинд нэвтрэх энергийн урсгал

$$c_0 = \frac{1}{2} \frac{\eta_3}{\epsilon_3(d)} h_3^2(d) \quad (25)$$

гэж олдоно.

Тасралтгүйн нөхцөл ёсоор шугаман бус илтсийн хувьд

$$A(d) \underset{u.}{=} A_3(d), \quad (26)$$

$$h(d) = h_3(d) \quad (27)$$

байна. Харин  $E(d)$ -г олохдоо  $h(d) = -\frac{\epsilon(I(d))}{\beta} E(d)$  -г ашиглана. Үүнд  $I(d) = E^2(d) + A^2(d)$  нь  $d$  хавтгай дээрх гэрлийн эрчим.

$d$  цэг дээр шугаман бус илтсийн талаас орны байгуулагчид тодорхой болсон учир

$$\epsilon(d) = \epsilon_L + \epsilon(I(d)) \quad (28)$$

$$cnst = \frac{\epsilon(d)(\epsilon(d) - 2\beta^2)}{\beta^2} E^2(d) + U(\epsilon(d)) \quad (29)$$

гэж олж болно. Үүний  $U(\epsilon)$  функц нь туйлшралын ТМ тохиолд бодис болгоны хувьд мэдэгдэж байгаа [7, 6, 14].

- Диэлектрик функцийг хамгийн их ба бага утгыг тодорхойлох

II ба III зааг дээр  $\epsilon_{min}$ ,  $\epsilon_{max}$ -ын аль нь таарахыг  $d(A^2 h^2)/d\epsilon$ -ийн  $\epsilon(d)$  цэг дээрх тэмдгээр тодорхойлно. Өөрөөр хэлбэл  $\epsilon(d)$  нь  $\epsilon_{max}$ ,  $\epsilon_{min}$ -ын аль болохыг тогтооно.

Нөгөө утгыг нь олохын тулд эхлээд (31) интегралын язгуур доорх илэрхийлэл

$$A^2 h^2 - 4c_0^2 > 0 \quad (30)$$

байх утгын мужыг тогтоох шаардлагатай. Бидэнд өгөгдсөн материалуудын хувьд функцийг бүрэн шинжилгээ хийж утгын мужыг олох диаграммууд байгуулсныг ашиглана [6].

Тэгээд уг муждаа  $A^2 h^2 - 4c_0^2 = 0$  байх үлдсэн шийдийг өндөр нарийвчлалтай олох хэрэгтэй.

- интеграл бодож  $z(\epsilon)$  хамаарал байгуулах

$$z(\epsilon) = \int_{\epsilon(d)}^{\epsilon} \frac{E^2 + \frac{\epsilon}{2} \frac{dE^2}{d\epsilon}}{k_0 \beta^2 \sqrt{A^2 h^2 - 4c_0^2}} d\epsilon \quad (31)$$

интегралыг  $[\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}]$  утгын мужид бодож  $z(\epsilon)$  хамаарлыг байгуулна.

- Илтсийн дээд хил дээрх диэлектрикийн функц болон орны байгуулагчдыг тогтоох

$z(\epsilon)$  хамаарлаас I, II зааг дээрх  $\epsilon(0)$  утга тодорхой болно. Ингэхдээ интегралыг  $\epsilon_{\max}$ -аас  $\epsilon_{\min}$  хүртэл бодсон утгаар шугаман бус илтэст үүсэх үелсэн орны хагас үеийг олох ба үүнийг илтсийн зузаанд багтаахад үлдсэн хэсгийн утганд харгалзах  $\epsilon$  нь илтсийн дээд хавтгай дээрх утга  $\epsilon(0)$  болно.

Үүнийг ашиглан тасралтгүйн нөхцлийг тооцсон хэсгээс орны амплитуд болон фазын зөрүүг олно:

$$\Delta\varphi(0) = \arcsin A(0)h(0)/2. \quad (32)$$

- Одоо ойлтын коэффициент болон туссан гэрлийн эрчмийг тодорхойлох боломжтой боллоо:

$$rr^* = \frac{[\eta_1 h(0) \cos \Delta\varphi(0)]^2 + [\eta_1 h(0) \sin \Delta\varphi(0) - A(0)\epsilon_1]^2}{[\eta_1 h(0) \cos \Delta\varphi(0)]^2 + [\eta_1 h(0) \sin \Delta\varphi(0) + A(0)\epsilon_1]^2} \quad (33)$$

$$I = \frac{c_0}{1 - rr^*}. \quad (34)$$

Энэ алгоритмын дагуу шугаман бус суурьтай-шугаман бус илтсээс гэрэл сарних бодлогыг бүрэн бодож болно.

## 2.1 Керр төрлийн шугаман бус суурь

Керр төрлийн шугаман бус суурийн диэлектрикийн функц туйлшралын ТМ тохиолдолд

$$\epsilon_3 = \epsilon_3 + \alpha_3 (E_3^2 + A_3^2) \quad (35)$$

байна. Үүний  $\alpha_3$  нь суурь орчны шугаман бус шинж чанарыг тодорхойлох коэффициент. Тэгшитгэл (21)-(22) ашиглавал

$$\eta_3 = \sqrt{(\epsilon_3 + \alpha_3 E_3^2 - \beta^2) / (1 - \alpha_3 E_3^2 / \beta^2)} \quad (36)$$

гэж олдоно.

## 2.2 Ханадаг керр төрлийн шугаман бус суурь

Ханадаг керр төрлийн шугаман бус суурийн диэлектрикийн функц

$$\epsilon_3 = \epsilon_{3m} - \epsilon_s \exp(-\alpha_3(E_3^2 + A_3^2)/\epsilon_s) \quad (37)$$

байг. Тэгшитгэл (22)-ийг (37)-д орлуулж (23)-ийг тооцвол

$$\epsilon_3 = \epsilon_{3m} - \epsilon_s \exp\left(-\alpha_3 \frac{\epsilon_3}{\beta^2} E_3^2\right) \quad (38)$$

болно. Үүнээс  $[\epsilon_{3m} - \epsilon_s, \epsilon_{3s}, \epsilon_{3m}]$  мужид орших шийдийг тоон аргаар олж болох ба энэ нь шугаман бус суурь орчны  $z = d$  цэг дээрх диэлектрикийн функц болно.

## 2.3 Хоёр төвшинт атомоос тогтсон шугаман бус суурь

Хоёр төвшинт атомоос тогтсон шугаман бус суурийн диэлектрикийн функцийг

$$\epsilon_3 = \frac{\epsilon_l + \epsilon_s(A^2 + E^2)/I_s}{1 + (E^2 + A^2)/I_s} \quad (39)$$

гэе [15]. Энэ тохиолдолд

$$\epsilon_3(d) = \frac{\epsilon_s}{2} + \frac{I_s \beta^2}{2E^2} + \sqrt{\left(\frac{I_s \beta^2}{2E^2} - \frac{\epsilon_s}{2}\right)^2 + \frac{\epsilon_l I_s \beta^2}{E^2}} \quad (40)$$

гэж олдоно. Энд бид язгуурын зэрэг шийдийг авлаа. Учир нь энэ тохиолд  $E^2$ -ийг хангалттай их гэвэл шийд  $\epsilon_s$ , лүү, хангалттай бага гэвэл  $\epsilon_l$  рүү дөхөж байна.

## 2.4 Зарим төрлийн хагас дамжуулагч суурь

Зарим төрлийн хагас дамжуулагч шугаман бус суурийн диэлектрикийн функц

$$\epsilon_3 = \epsilon_l + \alpha(E^2 + A^2)^\nu \quad (41)$$

байна [16].

Тэгшитгэл (22)-ийг (41)-д орлуулж (23)-ийг тооцвол

$$\epsilon_3 = \epsilon_l + \alpha_3 \epsilon_3^\nu \left(\frac{E}{\beta}\right)^{2\nu} \quad (42)$$

байна. Энэ тэгшитгэлийн  $\epsilon_l$ -ээс их байх шийд ганцхан бөгөөд түүнийг тоон аргаар олбол  $\epsilon_3(d)$  болно.



### 3 Тоон тооцооны зарим үр дүн

Бидний боловсруулсан алгоритм болон программ нь өргөн хэмжээний тооцоо хийх боломж олгож байгаа билээ. Энд зөвхөн олон төрлийн материалаас гадна шугаман бус суурьтай шугаман илтэс, илтэс ба суурийн диэлектрикийн функц нь зөвхөн нугаман бус хэсгийн коэффициентээрээ ялгаатай байх зэрэг тохиолуудыг дурьдаж болно.

Ер нь материалын диэлектрик функцийн хэлбэр нь мэдэгдэж байвч тодорхой тоон утга нь, тухайлбал хансан үеийн утга нь яг тэд байна гэсэн ажил ер нь ховор [?] байдаг. Нөгөө талаас яг нэг материалын хувьд ч гэсэн эдгээр утга нь илтэс бэлтгэх технологос болоод яг тогтмол биш байдаг.

Ийм учраас шугаман бус суурьтай нимгэн илтсийн оптик шинж чанар гэрлийн эрчим болон диэлектрикийн тогтмолуудаас яаж хамаарахыг энэ ажилд сонирхуулаа.

### Ном зүй

- [1] K. M. Leung. Exact results for the scattering of electromagnetic waves with nonlinear film. Phys. Rev. B 39, 3590 (1988).
- [2] U. Langbein, F. Lederer, T. Porschel, U. Trutschel and D. Mihalache, Non-linear transmission resonances at stratified dielectric media, Phys. Rep. 194, No5 & 6, 1990.
- [3] K. M. Leung and R. L. Lin Scattering of transverse-magnetic waves with a nonlinear film: Formal field solutions in quadratures, Phys. Rev. B. vol.44, No 10, 1991.
- [4] G. Ochirbat. On the theory of scattering of p-polarized light with nonlinear film. Preprint, P17-91-338: Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia (1991).
- [5] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих, О. Нямсүрэн. Шугаман бус соронзон орчинд цахилгаан соронзон долгио тархах Препринт ИМ АНМ. P17-17, 1994
- [6] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих. Ханадаг керр төрлийн шугаман бус диэлектрик илтсээр ТМ туйлширсан гэрэл нэвтрэхүй Препринт ИМ АНМ. P17-20, 1994
- [7] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих. ТЕ туйлширсан гэрэл керр болон ханадаг керр төрлийн шугаман бус диэлектрик илтсээр нэвтрэх нь Препринт ИМ АНМ. P17-22, 1994

- [8] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих, О. Нямсурэн. Шингээгч суурь орчны гүн тийш таран саарах цахилгаан соронзон ТЕ долгио МУИС 1995
- [9] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих. Шугаман бус соронзон керр болон ханадаг керр төрлийн илтсээр ТЕ туйлшралтай гэрэл нэвтрэх үзэгдлийг харьцуулахуй. Препринт ИМ АНМ. P17-23, 1995
- [10] Г. Очирбат, Д. Улам-Оргих. ТМ туйлширсан гэрэл керр болон ханадаг керр төрлийн соронзон бус илтсээр нэвтрэх үзэгдлийн онцлог Препринт ИМ АНМ. P17-29, 1995
- [11] G.Ochirbat, D.Ulam-Orgikh. First integrals of Maxwell's equations for stationary electromagnetic wave propagating in nonlinear medium homogeneous except single direction Preprint Inst. Math. Acad. of Sc. P17-33, 1995
- [12] Очирбат Г, Улам-Оргих Д, Нямсурэн О. Некоторые задачи рассеяния оптических волн на планарной структуре, которые приводятся к квадратуре, in press Препринт ОИЯИ P-17-96-382, Дубна, 1996.
- [13] Очирбат Г, Улам-Оргих Д, Гантулга Д, Нямсурэн. О Распространение электромагнитных волн в нелинейной подложке с линейным поглощением, Препринт ОИЯИ P-17-96-383, Дубна, 1996.
- [14] G.Ochirbat, D.Ulam-Orgikh, I.V.Puzynin Comparison of optical response behavior of kerr like and kerr like saturable nonlinear thin film, in press
- [15] Л.С.Асланян, Ю.С.Чилигарян. Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела между линейной средой и средой из двухуровневых атомов. Письма в ЖТФ, том 20, вып. 19, 1-5 (1994)
- [16] M. Li. Pons and L. Roso-Franco, Reflection of a plane wave at the boundary of a saturable absorber: Perpendicular polarization. J. Opt. Soc. Am. B/vol.8, No 9, 1876 (1991).