Шугаман шингээлттэй, шугаман бус суурь дахь эллипс туйлшралтай долгион. КБММ — ийн модификац

Г.Очирбат, Д.Улам — Оргих, О.Нямсүрэн

Шугаман бус оптикт хавтгай параллел олон давхар үет бүтцийн оптик шинж чанарыг хэргэлээний зорилгоор бүр 1980 — аад оноос судалсаар ирсэн билгээ [1 — 2]. Супер тор хэмээх ийм бүтцийн ойлгох нэвтрүүлэх чадвар нь дан илтсээс ихээхэн өвөрмөц байдаг. Супер торыг ерийн диэлектрик соронзон, сегнетоэлектрик, хэт дамжуулагч, металл, хагас дамжуулагч, шингэн кристалл гэх мэт олон өөр өөр бодисоос алаглуулан бүрдүүлж болно. Ямар төрлийн материалууд хэдий хир зузаан ямар дараалалтай ороход супер тор ямар шинжтэй болохыг тооцоогоор урдьчилан тогтоох зорилго бүхий ажлуудад бодисын шингээлтийг ихэвчлэн тооцоогүй, тооцсон зарим нь цэвэр тоон тооцооны аргад тулгуурласан байв [2 — 3].

Тухайн хүрээнд хамаарагдах үзэгдэлд шингээлтийн үзүүлэх нөлөөг тодруулах нь зарчимын ач холбогдолтой юм. Шугаман бус орчинд тарах долгионы шингээлтийг аналитикаар тооцох гэсэн цөөхөн оролдлого бий [4 — 5]. Хамгийн энгийн тохиолдол буюу суурь орчин дахь долгионоор хязгаарласан эдгээр ажил арга зүйн хувьд тууштай болж чадаагүй юм. Тууштай биш гэдгийг ойлгомжтой болгохын тулд нийтээр мэдэх баримттай зүйрлэе. Вандер — Полийн арга бол Вандер — Полийн тэгшитгэлийн шийдийн анхны нарийвчлалыг өгдөг боловч түүнээс цааш явуургүй болчихдог. Сийрэг хийн плазмын Дебай — Хюккелийн арга бол идеаль хийн төлөвийн тэгшитгэлд зөвхөн нэгдүгээр эрэмбийн засвар хийж чаддаг байсан. Энэхүү явцуу байдлаас гарах гэсэн оролдлогоос эхний тохиолдолд шугаман бус хэлбэлзлийн тэгшитгэлийг бодох асимптот арга сүүлийн тохиолдолд корреляцийн функцүүдийн хэлхээ тэгшиттэл гэгч үүсч хөгжсөн түүхтэй.

Бид [4 — 5] — ийн дутагдлыг гэтлэн давах оролдлогыг комплекс шугаман бус Гельмгольцийн тэгшитгэлийг бодохоос эхэлсэн [6].

Суурь орчин дахь цахилгаан соронзон долгио (ЦСД) — г бичвэл:

$$\vec{E}(x,y,z)=\frac{1}{2}\vec{E}(\bar{z})\exp\big(i(\beta\,k_0\,x-\omega\,t)\big)+C.C$$
$$\vec{H}(x,y,z)=\frac{1}{2}\vec{H}(\bar{z})\exp\big(i(\beta\,k_0\,x-\omega\,t)\big)+C.C \qquad (1)$$

Үүнд: $k_0=\dfrac{\omega}{c}$, $\bar{z}=k_0\,z$, $\omega-$давтамж, $\beta-$рефракцийн индекс, OXY хавтгай суурийн гадаргууд хэвтэнэ, долгион OX чиглэлд тарж, OZ чиглэлд унтарна. Цаашид $\bar{z}-$ийн дээрх зураасыг орхиё.

Гельмгольцийн тэгшитгэл нь:

$$\frac{d^2e(z)}{dz^2}+(\gamma+i\,\delta)\;e(z)+\alpha\left|e(z)\right|^2e(z)=0 \qquad (2)$$

Үүнд: $\gamma=\varepsilon-\beta^2$, $\delta=\dfrac{4\pi\sigma}{\omega}$, $\varepsilon-$диэлектрикийн тогтмол,

$\alpha-$Керрийн тогтмол, $\sigma-$дамжиц, $e(z)=E_y(z)$

Суурьт тарах TE туйлшралтай ЦСД$-$ны хувьд бичсэн Максвеллийн гурван тэгшитгэл, Гельмгольцийн (2) тэгшитгэлд шилжсэн болно. Шутаман ($\alpha=0$) тохиолдолд түүний шийдийг

$$e(z)=u_0\exp\big(i\eta z+i\psi_0\big) \qquad (3)$$

хэлбэртэй дүрслэнэ. Үүнд: u_0, $\eta-$тогтмол хэмжигдэхүүнүүд, ψ_0 нь $z=0$ үеийн анхны фаз η хэмжигдэхүүн нь

$$\eta=q+i\lambda,\quad q^2-\lambda^2=\gamma,\quad \delta=2\lambda q,\quad \lambda>0 \qquad (4)$$

сүүлийн хоёр тэгшитгэлээс q, λ хэмжигдэхүүнийг γ, $\delta-$ээр илэрхийлэхэд η бүрэн тодорхой болно. (3) шийдийн

$$e_z=u_0\exp(-\lambda\,z)\exp(iqz+i\psi_0) \qquad (5)$$

гэсэн хэлбэртэй бичлэгээс үзэхэд $q>0$ тохиолдолд энэ нь OZ чиглэлд унтрах нэгэн төрөл биш долгион юм гэдэг нь мэдэгдэнэ. OZ$-$ийн сөрөг зүгт үүсэх нэгэн төрөл долгиог бид авч үзээгүй.

Гельмгольцийн тэгшитгэлийн шийдийг (5) хэлбэртэй төсөөлсөн, тухайлбал

$$e=u\,\exp(i\psi) \qquad (6)$$

Үүнд u бодитой амплитуд, ψ бодитой фаз. Дээр нь:

$$\frac{du}{dz}=-\lambda u+\alpha u_1(u)+\alpha^2 u_2(u)+... \quad (7)$$

$$\frac{d\psi}{dz}=q+\alpha \upsilon_1(u)+\alpha^2 \upsilon_2(u)+... \quad (8)$$

гэж үзсэн тэгээд $u_1, u_{2,...}$; υ_1, υ_2 ,... функцүүдийг тодорхойлох зорилт тавьсан. Эдгээр функцүүдийг тодорхойлж чадсан тохиолдолд (7) нь $u(z)$ −ийг тодорхойлох нэгдүгээр эрэмбийн дифференциал тэгшитгэл болох юм.

Уг нь түүний шийд суурь дахь долгионы амплитуудыг дүрслэх ба түүнийг ашиглаж (8) тэгшитгэлээс тодорхойлсон $\psi(z)$ функц долгионы фазыг харуулах ёстой. (7), (8) нь Гельмгольцийн тэгшитгэлийн шийд биш харин түүний үндсэн дээр гарсан нэгдүгээр эрэмбийн тэгшитгэлүүд гэдгийг дахин онцлон дурдъя. Гэвч эдгээр тэгшитгэл нь долгион суурь орчны гадаргуутаас ойх нэвтрэх бологыг шууд бодох боломж олгодогоороо тун сайн юм. Уг бодлогыг бодохын тулд (7), (8) тэгшитгэлийт өөрийг нь бодох шаардлаггүй; учир нь суурь орчны гадаргуу (Z=0+) дээр u, ψ −ын утгыг өгөхөд (7), (8) ёсоор оронгийн (Z=0+) байгуулагч дээрх хэвтээ байгуулагчдын холбоо тодорхой болж ирэх учраас электродинамикийн захын нөхцөл ёсоор давхрага орчны гадаргуу (Z=0−) дээрх оронгийн утгууд бас тодорхойлогдчихно. Энэ нь ойх нэвтрэх горимыг тодорхойлоход хүрэлцэх мэдээлэл гэсэн үг. Ийнхүү ойх нэвтрэх бодлогод суурь орчны гүн рүү долгион унтрах нарийвчилсан зураглал: $u(z), \psi(z)$ хэрэггүй болж Гельмгольцийн тэгшитгэлийг бодох шаардлага алга болж байгаа юм. Гельмгольцийн тэгшитгэлд шугаман бус гишүүн нь куб бус экспоненциаль байхад ч (5)−(8) схемээр бодогдоно [7]. Энэ схемийн тухай бид [6]−д дэлгэрэнгүй мэдээлсэн.

Гельмгольцийн тэгшитгэлд шилжДэггүй ЦСД−ны туйлшралын тохиолдол ньТМ долгион юм.

Энэ долгионы тэгшитгэл нь

$$\frac{d\overline{A}(z)}{dz}=\left(1-\frac{\beta^2}{\in}\right)H_y(z), \quad \frac{dH_y(z)}{dz}=-\in\overline{A}(z) \quad (9.a)$$

$$\overline{A}(z) = -iE_x(z), \in = \varepsilon_0 + \alpha\left(\overline{A}\dot{\overline{A}}^{\bullet} + \frac{\beta^2 H_y H_y^{\bullet}}{\in\in^{\bullet}}\right), \qquad (9.б)$$

үнд:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon + i\delta$$

Шугаман ($\alpha = 0$) нарийвчлалд (9) системийн шийд:

$$\overline{A} = A_0 \exp(-\lambda z)\exp(iqz + i\psi_o) \qquad (10.a)$$

$$H_y(z) = h_0 \exp(-\lambda z)\exp(iqz + i\psi_o) \qquad (10.б)$$

үнд:

$$A_0 = (\lambda - iq)\frac{h_0}{\varepsilon_0} = -i\eta\frac{h_0}{\varepsilon_0} \qquad (10.в)$$

Шугаман бус тохиолдолд шийдийг (10) хэлбэртэй эсөөлье:

$$\overline{A} = A\exp(i\psi) \qquad (11.a)$$

$$H_y = h\exp(i\psi) \qquad (11.б)$$

үнд: h — бодитой амплитуд, ψ — бодитой фаз, A комплекс мплитуд. Тэгэхдээ:

$$A(h) = A_0(h) + \alpha A_1(h) + \alpha^2 A_2(h) + \ldots \qquad (12.a)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\lambda h + \alpha h_1(h) + \alpha^2 h_2(h) + \ldots \qquad (12.б)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = q + +\alpha B_1(h) + \alpha^2 B_2(h) + \ldots \qquad (12.в)$$

эж үзье. Үүнд: $h_i(h)$, $B_i(h)$ — бодитой функцүүд, $A_i(h)$ — комплекс функцүүд. Энд $\overline{A}, H_y$ хоёр комплекс функцийн оронд A гэсэн нэг комплекс функц h, ψ гэсэн хоёр бодит функц оруулж байгаа юм. Энэ схемээр (8) тэгшитгэлээс $A_i(h)$, $h_i(h)$, $B_i(h)$ функцүүд ямар ч зөрчилгүй тодорхойлогддог болохыг баталж болно.

Максвеллийн (9) тэгшитгэлүүдийн үндсэн дээр үүссэн (12) томьёонууд нь ТМ туйлшралтай долгион суурь орчны гадаргуу дээрээс ойх нэвтрэх бодлогыг шууд бодох болоцоо олгоно. ТЕ туйлшралтай долгионы адилаар үүсмэл (12) системийг бодох шаардлага байхгүй. (6)—(8) нь Гельмгольцийн тэгшиттэл бодоход тохирсон схем байсан бол (11), (12) нь Максвеллийн, нэгдүгээр эрэмбийн хоёр комплекс тэгшитгэлийг бодоход тохирсон схем юм. Гельмгольцийн тэгшитгэл нь мөн чанартаа (9) маягийн нэгдүгээр эрэмбийн хоёр диффренциал тэгшитгэлий систем мөн тул түүнийг бас (11), (12) маягийн схемээр бодож болох ёстой [8].

Эдгээр схемүүд нь ЦСД—ны хоёр тухайн тохиолдол болох ТМ, ТЕ долгионуудыг Максвеллийн тэгшитгэлүүдээс тодорхойлоход зориулагджээ. Эдгээр тохиол бүрт Максвеллийн тэгшитгэл мөн чанартаа хоёр комплекс функцийн хувьд бичигдсэн нэгдүгээр эрэмбийн хоёр тэгшитгэлийн систем болдог.

Бид тухайн хоёр тохиолд боловсруулсан аргыг нэгтгэн эллипс туйлшралтай долгион буюу туйлшралын ерөнхий тохиолдолд хэрэглэж үзэв. Дор энэ тухай өгүүлнэ.

Максвеллийн систем нь одоо (9)—ийн хоёр тэгшитгэлээс гадна

$$\frac{dH_x}{dz}=(\beta^2-\in)E_y \tag{13.а}$$

$$\frac{dE_x}{dz}=H_x \tag{13.б}$$

гэсэн хоёр тэгшитгэлээс бүрдэнэ. Ийнхүү дөрвөн комплекс функц тодорхойлох дөрвөн тэгшитгэлийн систем юм. Энэ нь уттаа найман бодитой функц тул чөлөөний зэрэг нь хоёр дахин өсч байна.

Бид оронгийн функцүүдийн "ТМ хэсгийн" тэмдэглэлийг хэвээр үлдээж (13) гэсэн "ТЕ хэсгийнхийг" дараах байдлаар бичье.

$$E_y(x,y,z)=e(z)\,e^{i\psi_e} \tag{14.а}$$

$$H_y(x,y,z)=H(z)\,e^{i\psi_e} \tag{14.б}$$

Энд *e(z)*—бодитой, *H(z)*—комплекс амплитуд, ψ_e — долгионы фаз (11), (14) компонентуудад ижил байх нь албагүй, иймд (11) дэхь фазыг ψ_h гэж шинээр тэмдэглье.

Одоо (9) — ийн оронд

$$\in = \varepsilon_0 + \alpha\left(\overline{A}\dot{\overline{A}}^{\bullet} + ee^{\bullet} + \frac{\beta^2 hh^{\bullet}}{\in\in^{\bullet}}\right) \tag{15}$$

болно. (9) — ийн $\in$ — ийн оронд

$$A(h,e) = A_0(h) + \alpha A_1(h,e) + \alpha^2 A_2(h,e) + \ldots \tag{16.а}$$

$$\frac{dh}{dz} = -\lambda h + \alpha h_1(h,e) + \alpha^2 h_2(h,e) + \ldots \tag{16.б}$$

$$\frac{d\psi_h}{dz} = q + +\alpha B_1^h(h,e) + \alpha^2 B_2^h(h,e) + \ldots \tag{16.в}$$

ТЕ хэсгийнх":

$$H(h,e) = H_0(e) + \alpha H_1(h,e) + \alpha^2 H_2(h,e) + \ldots \tag{17.а}$$

$$\frac{de}{dz} = -\lambda e + \alpha e_1(h,e) + \alpha^2 e_2(h,e) + \ldots \tag{17.б}$$

$$\frac{d\psi_e}{dz} = q + +\alpha B_1^e(h,e) + \alpha^2 B_2^e(h,e) + \ldots \tag{17.в}$$

Энэхүү схем нь $\alpha = 0$ тохиолд аяндаа шугаман нарийвчлал болж хувирч байхаар авагджээ.

Энэ тохиолдолд (10.в) — ээс гадна

$$H_0 = i\eta e \tag{18}$$

болно.

(13.б) нь:

$$\dot{e} + i\dot{\psi}_e = H_0(e) + \alpha H_1(e) + \ldots \tag{19.б}$$

(13.а) нь:

$$\left(\frac{dH_0}{de} + \alpha\frac{\partial H_1}{\partial e} + \alpha^2\frac{\partial H_2}{de} + \ldots\right)\dot{e} + \left(\alpha\frac{\partial H_1}{\partial h} + \alpha^2\frac{\partial H_2}{\partial h} + \ldots\right)\dot{h} +$$

$$+\left(H_0 + \alpha H_1 + \alpha^2 H_2 + \ldots\right)\frac{d\psi_e}{dz} = (\beta^2 - \in)e \tag{19.а}$$

(9) — ийн эхний тэгшитгэл

$$\left(\frac{dA_0}{dh}+\alpha\frac{\partial A_1}{\partial h}+\alpha^2\frac{\partial A_2}{dh}+\ldots\right)\dot{h}+\left(\alpha\frac{\partial A_1}{\partial e}+\alpha^2\frac{\partial A_2}{\partial e}+\ldots\right)\dot{e}+$$

$$+i\left(A_0+\alpha A_1+\alpha^2 A_2+\ldots\right)\frac{d\psi_h}{dz}=(1-\frac{\beta^2}{\in})h \qquad (20.a)$$

сүүлийн тэгшитгэл

$$\frac{dh}{dz}+ih\frac{d\psi_h}{dz}=-\in(A_0+\alpha A_1+\ldots) \qquad (20.б)$$

Нэгдүгээр нарийвчлал

(19.б) – ээс

$$e_1(e,h)+iB_1^e(h,e)e=H_1(e,h) \qquad (21.б)$$

(19.a) – аас

$$-\lambda e\frac{\partial H_1}{\partial e}-\lambda h\frac{\partial H_1}{\partial h}+\underline{e_1(h,e)\frac{\partial H_0}{\partial e}+iB_1^e(h,e)H_0}+iqH_1+$$

$$+h_1(h,e)\frac{\partial H_0}{\partial h}=-(A_0A_0^*+e^2+\beta^2\frac{h^2}{|\varepsilon|_0^2})e \qquad (21.a)$$

(20.a) – аас

$$-\lambda h\frac{\partial A_1}{\partial h}-\lambda e\frac{\partial A_1}{\partial e}+e_1(h,e)\frac{\partial A_0}{\partial e}+\underline{h_1(h,e)\frac{\partial A_0}{\partial h}+iB_1^h(h,e)A_0}+$$

$$+iqA_1=\beta^2\left(A_0A_0^*+e^2+\beta^2\frac{h^2}{|\varepsilon|_0^2})\right)\frac{h}{\varepsilon_0^2} \qquad (22.a)$$

(20.б) – ээс

$$h_1(h,e)+ihB_1^h(h,e)=-\varepsilon_0A_1-\left(A_0A_0^*+e^2+\frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)A_0 \qquad (22.б)$$

Энэ системээс

$$H_1(h,e),A_1(h,e),e_1(h,e);h_1(h,e),B_1^h(h,e),B_1^e(h,e)$$

гэсэн 6 функцийг тодорхойлох ёстой.

Ерөнхий тохиолдолд олон чөлөөний зэрэгтэй системийг бодно гэдэг бол амархан зүйл биш боловч энэ удаад асуудлыг хялбарчилсан чухал нөхцөл бий, энэ юу вэ ? гэвэл (21.a) тэгшиттэлд доогуур нь зурсан гишүүд (21.б) – ийн зүүн талтай пропорциональ, (22.а) – ийн доогуур нь зурсан гишүүд (22.б) – ийн зүүн талтай пропорциональ, тэгэхлээр зөвхөн $h_1(h,e)$, $e_1(h,e)$ функцүүдийг агуулсан хоёр тэгшитгэлийн систем үүсэх болно. Эдгээр функцүүдийг

$$A_1 = \alpha^1_{hhh} h^3 + \alpha^1_{hhe} h^2 e + \alpha^1_{hee} he^2 + \alpha^1_{eee} e^3 \qquad (23.а)$$

$$H_1 = \gamma^1_{hhh} h^3 + \gamma^1_{hhe} h^2 e + \gamma^1_{hee} he^2 + \gamma^1_{eee} e^3 \qquad (23.б)$$

хэлбэртэй хайж коффициентуудыг тодорхойлно. Энэ тэмдэглэлтэй нэгэн мөр болгохын үүднээс

$$A_0 = \alpha_0 h, \; H_0 = \gamma_0 e \qquad (24)$$

гэж тус тус тэмдэглье.
Үүнд:

$$\alpha_0 = -i\frac{\eta}{\varepsilon_0}, \quad \gamma_0 = i\eta \qquad (25)$$

Системээс (23.а), (23.б) – ийн коффициентуудыг тодорхойлбоос:

$$\alpha^1_{eee} = \alpha^1_{hhe} = 0$$

$$\alpha^1_{hhh} = \left(|\alpha_0|^2 + \frac{\beta^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)\frac{\left(\alpha_0^2 + \dfrac{\beta^2}{\varepsilon_0{}^2}\right)}{(-4\lambda + 2iq)} \qquad (26)$$

$$\alpha^1_{hee} = \frac{\left(\alpha_0^2 + \dfrac{\beta^2}{\varepsilon_0^2}\right)}{(-4\lambda + 2iq)} \qquad (27)$$

$$\gamma^1_{hhh} = \gamma^1_{hee} = 0$$

$$\gamma^1_{hhe} = \frac{-(\beta^2 + \eta^2)}{\left(|\varepsilon_0|^2 (-4\lambda + 2iq)\right)} \qquad (28)$$

$$\gamma^1_{eee} = \frac{-1}{(-4\lambda + 2iq)} \qquad (29)$$

одоо $e_1(e,h)$, $B^e_I(h,e)$, – ийг (21.б) – ийн баруун талд бодит ба хуурмаг хэсгийг ялгаж тодорхойлоно.

$$e_1(e,h) = \operatorname{Re} H_1(e,h), \quad B_1^e(h,e) = \frac{\operatorname{Im} H_1(e,h)}{e} \tag{30}$$

Хоёр ба түүнээс дээш эрэмбийн нарийвчлал

Манай схем аль ч шатанд тэгшитгэлийг ямар ч бэрхшээлгүй бодож чадна гэдгийг мэдрэхийн тулд хоёр ба түүнээс дээш эрэмбийн нарийвчлалын бүтцийг авч үзье. Хоёрдугаар нарийвчлалд:

$$e_2(e,h) + iB_2^e(h,e)e = H_2(e,h) \tag{31.б}$$

$$-\lambda e\frac{\partial H_2}{\partial e} - \lambda h\frac{\partial H_2}{\partial h} + iqH_2 + \underline{h_2\frac{\partial H_0}{\partial h} + iB_2^e H_0 + e_2\frac{\partial H_0}{\partial e}} =$$

$$= e\left(-A_0A_1^* - A_0^*A_1\right) + e\cdot\frac{2\varepsilon\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^4}\left(A_0A_0^* + e^2 + \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right) -$$

$$-e_1\frac{\partial H}{\partial e} - h_1\frac{\partial H}{\partial h} - iB_1^e H_1 \tag{31.a}$$

$$h_2 + iB_2^h h = -\varepsilon_0 A_2 - \left(2A_0A_0^* + e^2 + \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)A_1 - A_0A_1^* + 2\varepsilon\frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^4}\left(A_0A_0^* + e^2 + \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)A_0 \tag{32.б}$$

$$\lambda e\frac{\partial A_2}{\partial e} - \lambda h\frac{\partial A_2}{\partial h} + iqA_2 + \underline{e_2\frac{\partial A_0}{\partial e} + h_2\frac{\partial A_0}{\partial h} + iB_2^h A_0} =$$

$$= -\frac{\beta}{\varepsilon_0^3}h\left\{\left(A_0A_0^* + e^2 + \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)^2 - \varepsilon_0\left(A_0A_1^* + A_0^*A_1 - \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^4}2\varepsilon\left(A_0A_0^* + e^2 + \frac{\beta^2h^2}{|\varepsilon_0|^2}\right)\right)\right\} -$$

$$-e_1\frac{\partial A_1}{\partial e} - h_1\frac{\partial A_1}{\partial h} - iB_1^h A_1 \tag{32.a}$$

(31.a) – ийн зүүн талд доогуур нь зурсан гишүүд (31.б) – ийн зүүн талтай пропорциональ (32.a) – ийн зүүн талд доогуур нь зурсан гишүүд (32.б) – ийн зүүн талтай пропорционал. Иймд дөрвөн тэгшитгэлээс зөвхөн H_2, A_2 үл мэдэгдэхийг агуулсан хоёр тэгшитгэл үүснэ. Нэгдүгээр нарийвчлалд яг ийм байдал бий болсон билээ. Энэ байдал аль ч n дүгээр нарийвчлалд давтагдах нь (9), (13) тэгшитгэлүүд ба (16), (17) схемээс шууд харагдана. Нэгдүгээр нарийвчлалд H_1, A_1 нь h, e—ээс гуравдугаар зэргийн нэгэн төрлийн олон гишүүнт гарсан билээ.

Үүсмэл хоёр тэгшитгэл:

$$\left[-\lambda\left(h\frac{\partial}{\partial h}+e\frac{\partial}{\partial e}\right)+2iq-\lambda\right]H_2=RTE(2) \qquad (33.1)$$

$$\left[-\lambda\left(h\frac{\partial}{\partial h}+e\frac{\partial}{\partial e}\right)+2iq-\lambda\right]A_2=RTH(2) \qquad (33.2)$$

хэлбэртэй бичигдэнэ. Үүнд: RTE(2), RTH(2) нь 5—р зэргийн нэгэн төрлийн олон гишүүнт.

Тэгшитгэлийн зүүн талын

$$-\lambda\left(h\frac{\partial}{\partial h}+e\frac{\partial}{\partial e}\right)+2iq-\lambda$$

оператор ямарч нэгэн төрлийн m дүгээр зэргийн олон гишүүнтийн дотоод бүтцийг өөрчлөхгүй зөвхөн $-(m+1)\lambda+2iq$ үржигдэхүүнээр үржинэ. Тэгэхлээр (33.1), (33.2) шийд нь

$$H_2=\frac{1}{-6\lambda+2iq}RTE(2) \qquad (34.1)$$

$$A_2=\frac{1}{-6\lambda+2iq}RTH(2) \qquad (34.2)$$

болно. Үлдсэн үл мэдэгдэхүүн e_2, B_2^e нь (31.б)—ийн баруун талд, h_2, B_2^h нь (32.b)—ийн баруун талд бодит ба хуурмаг хэсгийг ялгах замаар тодорхойлогдоно.

Эцэст нь аль ч n дүгээр нарийвчлалын бүтэц

$$H_n=\frac{1}{-2(n+1)\lambda+2iq}RTE(n) \qquad (35.1)$$

$$A_n=\frac{1}{-2(n+1)\lambda+2iq}RTH(n) \qquad (35.2)$$

болно.

Үүнд: $RTE(n)$, $RTH(n)$ нь $(2n+1)$ зэргийн олон гишүүнт, $-2(n+1)\lambda+2iq\neq 0$ тул аль ч нарийвчлалд ямар ч бэрхшээл байхгүй байна. e_n, B_n^e, h_n, B_n^h хэмжигдэхүүнүүд 1 ба 2 дугаар нарийвчлалын адил процедураар тодорхойлогдоно. Нэгдүгээр нарийвчлалын (26), (27), (28), (29)−ын хуваарьт $-4\lambda+2iq$ байгаа нь (35.1), (35.2)−ын хуваарьт n=1 тавихад гарч ирж буй хэрэг юм. Максвеллийн бүрэн хэмжээний вектор тэгшитгэлээс үүссэн (16), (17) тэгшитгэлүүд нь шугаман шингээлттэй шугаман бус суурь орчны гадаргаас эллипс туйлшралтай долгион ойх нэвтрэх горимыг тодорхойлоход бүрэн хүрэлцэнэ. Учир нь суурь орчны гадарга (Z=0+) дээр долгионы "TE хэсгээс" нэг хэвтээ компонент, "TM хэсгээс" бас нэг хэвтээ компонентын утгыг өгөхөд давхрага орчны гадрага (Z=0−) дээрхи хэвтээ компонентуудын утга тодорхой болчихно. Энэ нь ойх нэвтрэх горимыг тодорхойлоход хангалттай мэдээлэл мөн. Бидэнд байгаа баримтаар бол шугаман шингээлтэй шугаман бус суурийн гадаргаас TE долгион ойх нэвтрэх горимыг онолын хувьд хүмүүс судалжээ [9]. Манай энэ ажил TE−ээс математикийн хувьд хавигүй илүү бэрхшээлтэй TM төдийгүй бүр ерөнхий тохиолдол болох эллипс туйлшралтай долгионы горимыг Максвеллийн систем тэгшитгэлийг бодохгүйгээр тодорхойлох боломж өгч байна. Бид ойрдоо шингээлт тооцохгүйгээр шугаман бус суурь орчны гадаргуутаас гэрэл ойх нэвтрэх зураглал үйлдсэн Капланы [10] онолыг өргөтгөхийг зорьж байна.

Abstracts

The scheme used in asymptotical methods of Krilov−Bogolubov−Metropolsky [11] modified to solve full set of Maxwell equation in propagation problem of stationary optical waves in nonlinear Kerr like subsrate with linear absorption. Asymptotical series obtained with the help of such scheme affords one to get reflection regime of elliptically polarized light waves from the absorbing substrate surface.

References

1. M.I.Molina, W.D.Deering, and Tsironis, Physica D 66, 135 (1993)
2. D.Hennig, H.Gabriel, G.P.Tsironis, and Molina, Appl.Phys.Lett.64(22),1994
3. L.M.Kahn, K.Haang, and D.L.Mills. Phys Rev.B.vol.39, №17, 1989
4. V.G.Agranovich and V.Ya.Chernyak. Sol. St.com. vol.44, №8, 1982
5. V.K.Fedyanin, L.A.Uvarova. JINR preprint E17—94—301, Dubna, 1994
6. Г.Очирбат, Д.Улам—Оргих, Д.Гантулга, О.Нямсүрэн Распространение электро магнитных волн в нелинейной подложке с линейным поглощением. Сообщения ОИЯИ p17—96—383, Дубна, 1996.
7. Г.Очирбат, Д.Гантулга, Шугаман шингээлттэй ханадаг керр төрлийн суурь орчны гүн рүү тарах ЦС TE долгионы тэгшитгэл бодоход КБММ—ийн альтернатив модификац хэргэлэсэн нь МУИС мэдээлэл. p17—05, Улаабаатар, 1996
8. G.Ochirbat, D.Gantulga, An Alternative modification of KBMB for solving equations of TE waves in Kerr substrate with linear absorption, Commanication of MSU. p17—03, Ulaanbaatar, 1996
9. M.Ll.Pons, and L.Roso—Franco. Reflection of a plane wave at the boundary of a saturble absorbr: perpendicular polarization. J.Opt. Soc. Am B/Vol 8, №9, 1991
10. A.E.Kaplan, "Theory of plane wave reflection and refraction by the nonlinear interface", in Optical Bistability, C.M.Bowden, M.Cifman, and H,R.Robl, eds (Plenum, new York, 1981), p.447
11. Н.Н.Боголюбов, А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Гос.Издат ФМ—Лит. Москва, 1963