

MAGNETO-OPTIK EFFEKTLARNING MIKROSKOPIK MODELLARI

N.A. Razzoqov¹, Sh.Sh. Fayziyev², M.Z. Sharipov³

Buxoro Davlat Universiteti¹, Buxoro Davlat Universiteti²,

Buxoro Muhandislik Texnologiya Instituti³

(Aniq fanlar yo'nalishi tel:+998997138068)

<https://doi.org/10.5281/zenodo.6126553>

Annotatsiya: Fizikaning magnit maydon ta'sirida moddalarning optik xususiyatlari o'zgarishini o'rganuvchi bo'limi magnitoptika deb ataladi. Magnitoptik effektlarning xususiyliigi muhitda elektr maydon yoki deformatsiya ta'sirida yuzaga keladigan chiziqli optik anizotropiyali magnit maydonda unga perpendikulyar bo'lgan tekislikda ikkita yo'nalishning noekvivalentligi bilan bog'liq bo'lgan sirkulyar anizotropiyaning yuzaga kelishidadir. Bu muhim xususiyat magnit maydonning aksialligi natijasidir.

Kalit so'zlar: Bekkerel modeli, Lorentz modeli, Drude modeli, tarmoqlararo o'tishlar, qo'zg'alishlar

1. Bekkerel modeli

Faraday effektini mikroskopik tarzda tushuntiruvchi eng oddiy model H. Bekkerel tomonidan taklif qilingan. Diamagnit xususiyatlarga ega bo'lgan dielektrik material uchun magnit sabablar Larmor elektronlarning atomlar orbitalining pretsessiya chastotasiga ega bo'lishi:

$$\omega_L = \frac{eB}{2m_0c} \quad (1)$$

Pretsessiya atomlarning dumaloq qutblangan nurga dielektrik reaksiyasiga ta'sir qiladi,

$$\eta_{\pm} = \eta \mp \omega_L \frac{d\eta}{d\omega}.$$

2. Lorentz modeli

Materiallar har biri kichik (yorug'lik to'lqin uzunligiga nisbatan) va qo'shnilariga yaqin bo'lgan ko'p sonli qutblangan atomlarning yig'indisi sifatida nazarda tutiladi. Bunday muhitga yorug'lik to'lqini tushganda, har bir atomni klassik majburiy osilator sifatida ko'rish mumkin, E(t) vaqt o'zgaruvchan elektr maydoni tomonidan harakatga keltiriladi, bu erda z o'qida qo'llaniladi deb taxmin qilinadi. yo'nalishi. Garmonik to'lqinning E(t) maydoni tomonidan q zaryadli elektronga ω chastotada ta'sir qiladigan kuch quyidagi ko'rinishga ega:

$$F_E = eE_0 \exp(i\omega t).$$

Nyutonning ikkinchi qonuni harakat tenglamasini beradi:

$$eE_0 \exp(i\omega t) = m_e \frac{d^2 z}{dt^2} - m_e \gamma \frac{dz}{dt} + m_e \omega_0^2 z.$$

bu yerda γ - damping doimiysi va ω_0 - tabiiy chastota. Yechim quyidagicha:

$$z(t) = \frac{q_e/m_e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} E_0 \exp(i\omega t).$$

Bu manfiy bulut va musbat yadro orasidagi nisbiy siljishdir. Harakatlantiruvchi kuch bo'lmasa, osilator o'zining rezonans chastotasida, ω_0 tebranadi. Dipol momenti q zaryadining ko'paytmasiga va uning siljishiga teng va birlik hajmda N hissa elektron bo'lsa, elektr qutblanish, P (ya'ni, dipol momentlarining zichligi):

$$P = ezN = \frac{q^2/m_e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} NE$$

Dielektrik funktsiyasi:

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 + \frac{4\pi P(t)}{E(t)} = 1 + \frac{4\pi e^2/m_e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} N. \quad (2)$$

Ushbu klassik natijadan kvant mexanik ifodasi hajm birligida N molekula borligini va har bir osilatorning har biri f_j osilator kuchiga ega bo'lgan ω_{0j} tabiiy chastotalar diapazoniga ega bo'lishini nazarda tutgan holda olinadi. Ushbu holatda:

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m_e} \sum_i \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega}. \quad (3)$$

Elektr dipol o'tishlari uchun diagonaldan tashqari element barcha boshlang'ich holatlar, i va yakuniy holatlar j bo'yicha yig'indisi bilan beriladi:

$$\varepsilon_{xy} = 1 + 2\pi N \frac{e}{m_e} \left[\sum_y \frac{f_{y+}}{\omega_{y+}^2 - \omega^2 + i\gamma_y \omega} - \sum_y \frac{f_{y-}}{\omega_{y-}^2 - \omega^2 + i\gamma_y \omega} \right] \quad (4)$$

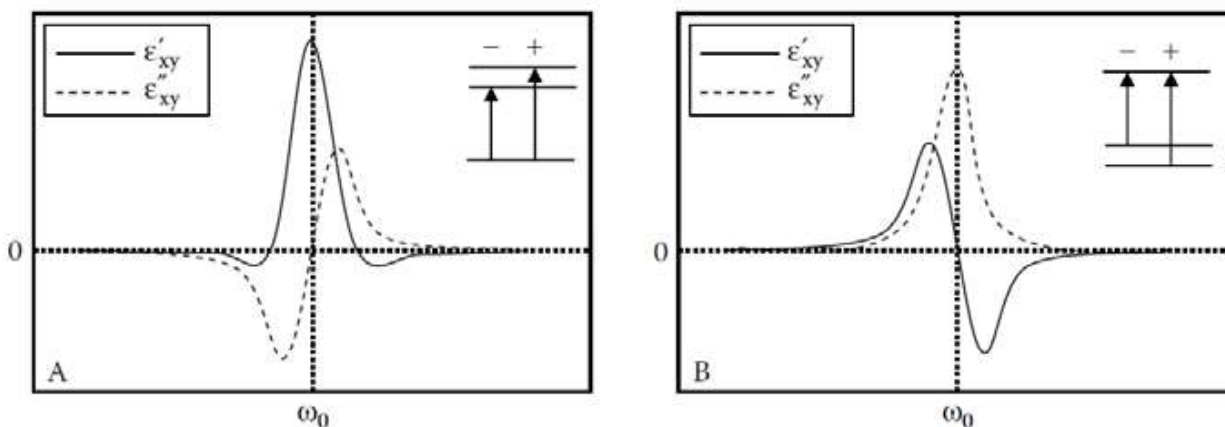
Bu erda $f_{ij\pm}$ - RCP va LCP yorug'likdan kelib chiqadigan o'tishlar uchun osilatorning kuchi.

(1) tenglamaga ko'ra, MO javobining ikkita sababi bor. Birinchidan, magnit maydon mavjud bo'lganda ikkita osilator kuchi har xil bo'lishi mumkin, turli populyatsiyalar tufayli $f_{ij+} \neq f_{ij-}$, lekin $\omega_{ij+} \approx \omega_{ij-}$. (Bu asosiy holatdagi bo'linish issiqlik energiyasi bilan solishtirganda katta ekanligini anglatadi, shuning uchun populyatsiyalar farqi yuzaga keladi, lekin optik chiziq kengligi yoki eksperimental ruxsat bilan solishtirganda kichikdir.) Bu holda, ϵ_{xy} ning ham haqiqiy, ham xayoliy komponentlari mavjud. oddiy osilator bilan bir xil chastotaga bog'liqlik, lekin populyatsiyalardagi farq tufayli kattalik kamayadi. Bu paramagnit chiziq shaklini beradi, bunda xayoliy qism cho'qqiga ega va haqiqiy qism 3-rasmda (B) ko'rsatilgandek dispersiv shaklni ko'rsatadi. Paramagnit signal populyatsiyalar farqiga bog'liq bo'lgani uchun u haroratga bog'liq.

Signalni olishning yana bir sababi shundaki, ikkita assimilyatsiya chastotasi asosiy holatda yoki qo'zg'aluvchan holatda yoki ikkalasida bo'linish tufayli farqlanadi, shuning uchun $\omega_{ij+} \neq \omega_{ij-}$, lekin osilator kuchlari bir xil, $f_{ij+} = f_{ij-}$. Bunda ikkita yutilishning ayirilishi 3-rasmda (A) ko'rsatilganidek, yutilishda dispersiya xususiyatini keltirib chiqaradi. Kramers-Kronig tahlilidan foydalanib, haqiqiy qismda cho'qqini kuzatish kutiladi va bu hisob-kitob bilan tasdiqlanadi. Biz shuni ta'kidlaymizki, bu holda Kramers-Kronig teskari o'zgarishidagi belgi tufayli yutilish va dispersiya qarama-qarshi qutblarga ega. Bu holda chiziq shakli diamagnetik deb ataladi.

Shuni ta'kidlash kerakki, asosiy holat manifoldining holatlari o'rtasida energiya bo'linishsiz populyatsiyalar farqi bo'lishi mumkin emas va shuning uchun bu ajratish qisman ideallashtirilgan. Biroq, paramagnit chiziq shakli, agar spektral o'lchamlari juda keng bo'lsa, populyatsiya farqlarini keltirib chiqaradigan juda kichik bo'linishlarni olish uchun kuzatiladi.

Agar zamin yoki qo'zg'aluvchan holat sathlarining bo'linishidan kelib chiqadigan sof diamagnit effekt mavjud bo'lsa, u holda ϵ''_{xy} ijobiy va salbiy qismlarida teng vaznga ega bo'lgan sof dispersiv xususiyatdir. Agar o'tish bir polarizatsiya uchun boshqasiga qaraganda kuchliroq bo'lsa, bu odatda orbital kvant raqamlari har xil bo'lgan ikkita holatning teng bo'lmagan populyatsiyasini ko'rsatadi. Bu aholi soni ko'p bo'lgan davlatga qaraganda o'tish kuchliroq bo'lgan asosiy holatda yoki hayajonlangan holatda bo'lishi mumkin, bu holda aholi soni ko'p bo'lgan davlatga o'tish kuchini pasaytiradi.



3-rasm: ϵ'_{xy} va ϵ''_{xy} va energiya darajasi sxemasi, (A) diamagnit va (B) paramagnit chiziq shakllari. [3]

3. Drude modeli

Metall va yarimo'tkazgichlar uchun muhim bo'lgan elektromagnit to'lqinga erkin elektron javobini Drude modeli bilan tavsiflash mumkin. Bu (2-4) tenglamalarga $\omega_0=0$ qo'yishga teng, ya'ni. e.

$$\epsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma_p\omega} \quad (5)$$

Bu yerda

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m_e}}$$

plazma chastotasi (N endi erkin elektronlar konsentratsiyasini bildiradi) va $\gamma_p = \tau_p^{-1}$, τ_p - impulsning bo'shashish vaqti. (5) tenglamani 1 ni ϵ_∞ ga almashtirish orqali materialning "fon" dielektrik o'tkazuvchanligini kiritish uchun umumlashtirish mumkin. Magnit maydondagi drude modeli o'tkazuvchanlik tensor komponentlarini beradi [4]:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 N \tau_p}{m_e} \frac{1 - i\omega\tau_p}{(1 - i\omega\tau_p)^2 + (\omega_c\tau_p)^2} \quad (6 a)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 N \tau_p}{m_e} \frac{\omega_c\tau_p}{(1 - i\omega\tau_p)^2 + (\omega_c\tau_p)^2} \quad (6 b)$$

bu yerda $\omega_c = eB/m_e c$ - siklotron chastotasi. Tegishli dielektrik tensor (2.3) tenglama bilan berilgan.

(2.6) tenglama (2.12b) tenglama bilan birgalikda ushbu model doirasida Faraday effektining spektral bog'liqligini ta'minlaydi.

4. Tarmoqlararo o'tishlar. Tarmoqlararo o'tishlar optik diapazondagi tipik yarim o'tkazgichlarning dielektrik funktsiyalarini aniqlaydi. To'g'ridan-to'g'ri tarmoqli bo'shlig'i va ruxsat etilgan dipol o'tishlari bo'lgan kub yarim o'tkazgich uchun $\hat{\epsilon}(\omega)$ ning xayoliy qismi quyidagicha ifodalanadi:

$$\text{Im } \hat{\epsilon}(\omega) = \left(\frac{2\pi e}{m_0 \omega} \right)^2 \left(\frac{2}{3} D^2 \right) g_i(\omega) \quad (7)$$

Bu erda m_0 - erkin elektron massasi, D - o'tkazuvchanlik va valentlik zonasi orasidagi moment operatorining Keyn matritsasi deb ataladigan elementi.

$$g_j(\omega) = \begin{cases} \frac{\sqrt{2}(\mu^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\hbar\omega - E_g} & ; \omega \geq \frac{E_g}{\hbar} \\ 0 & ; \omega < \frac{E_g}{\hbar} \end{cases} \quad (7)$$

holatlarning nuqta zichligi. (7) da $\mu^* = m_e m_h / (m_e + m_h)$; m_e va m_h mos ravishda elektron va teshikning samarali massalari, E_g esa tarmoqli bo'shlig'idir. $\hat{\epsilon}$ ning haqiqiy qismini Krames-Kronig munosabati orqali topish mumkin.

Magnit maydon elektron energiyaning Landau kvantlanishini va shuningdek, Zeeman effekti tufayli Landau darajalarining bo'linishini keltirib chiqaradi. Spin proyeksiyalari qarama-qarshi bo'lgan elektron va teshik holatlari o'rtasidagi o'tishlar burchak momentumining saqlanishi talab qilganidek, aylana qutblangan o'ng bilan bog'langan (mos ravishda LH va RH polarizatsiyalangan yorug'lik uchun $\Delta m = \pm 1$). O'tish energiyalari tomonidan beriladi.

$$E_n^\pm = E_g + \left(n + \frac{1}{2} \right) (\hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h) \pm \hbar\gamma \quad (8)$$

bu yerda $n=0,1,2,\dots$; $\hbar\omega_c^{e,h}$ - elektronlar va teshiklar uchun siklotron chastotasi va γ - Zeeman bo'linishi (magnit maydonga mutanosib, xuddi shunday ω_c). (8) ga asosan dielektrik tenzorni hisoblash xuddi $B=0$ uchun (2.13) tenglama olinganidek bajarilishi mumkin.

Masalan $\gamma \ll \omega_c$ va $\omega \approx E_g / \hbar$ uchun [5] ni olish mumkin.

$$\eta_- - \eta_+ = \frac{Const.}{\omega^2} \gamma \left[\frac{1}{\sqrt{E_g - \hbar\omega}} - \frac{1}{\sqrt{E_g + \hbar\omega}} + \frac{\hbar\omega}{E_g^{3/2}} \right]; \quad (9)$$

$$Const. \propto (m_h - m_e)$$

θ_F belgisi odatda bo'shliqdan pastda (9) ijobiy bo'ladi (odatda $m_h > m_e$).

5. Qo'zg'alishlar

Yarimo'tkazgichdagi diapazonlararo o'tish orqali fotonning yutilishi o'tkazuvchanlik zonasida elektron va valentlik zonasida teshik hosil qiladi. Bu zarralar bir-birini o'zaro Kulon o'zaro ta'siri orqali o'ziga tortadi va to'g'ri sharoitda elektron va teshik o'rtasida bog'lanish, ya'ni Wannier-Mott qo'zg'alish hosil bo'lishi mumkin.

Xona haroratida yarimo'tkazgichning optik xususiyatlariga qo'zg'atuvchi ta'sir odatda kichik bo'ladi, chunki eksitonlarning termal parchalanishi. Biroq, u past haroratlarda muhim ahamiyatga ega. Eksitonning energiyasi, E_x , vodorodning o'xshash energiyasi va uning massa markazining erkin harakatining kinetik energiyasidan iborat:

$$E_x = E_x^{(n)} + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad ; \quad M = m_e + m_h$$

$$E_x^{(n)} = E_g - \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_R a_x} \frac{1}{n^2} \quad ; \quad a_x = \frac{\epsilon \hbar^2}{\mu e^2} \quad ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

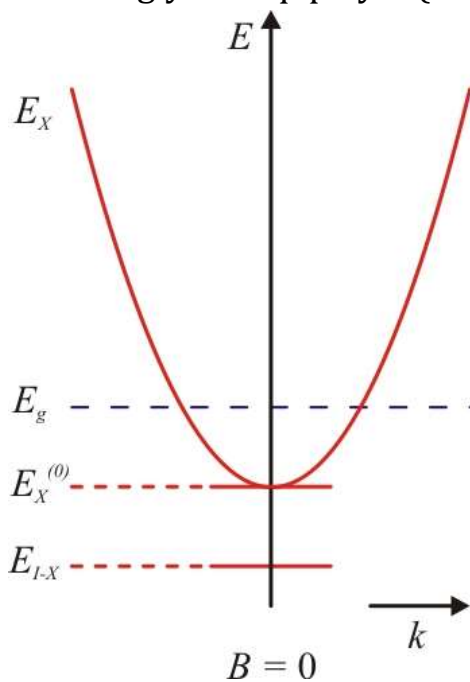
Bu erda a_x - qo'zg'alish Bor radiusi va ϵ_0 - statik dielektrik doimiy. Dielektrik funktsiya (2.13) eksiton effekti bilan o'zgartiriladi. $\hbar\omega > E_g$ Masalan, $Im\epsilon^{\wedge}$ ni quyidagi funktsiyaga ko'paytirish kerak:

$$f_x(x) = \frac{2\pi}{\sqrt{x} \left(1 - \exp(-2\pi x^{-1/2}) \right)}$$

bu yerda $x = \hbar\omega / E_g$ Masalan (E 'tibor bering, $Im\epsilon^{\wedge}$ endi $\hbar\omega = E_g$ chekli qiymat oladi). Bo'shliq ostida (2.16) tenglama bilan berilgan $E_x^{(n)}$ energiyalarda rezonans o'tishlari paydo bo'ladi. Ushbu o'tishlar Faraday aylanishiga hissa qo'shishi mumkin.

Nopokliklar yoki bo'sh joylar kabi kristall nuqsonlarning ayrim turlari tuzoq kabi harakat qilib, mahalliy potentsial quduqni yaratishi mumkin. Qo'lga tushganda, potentsial quduqning superpozitsiyasi bilan qo'zg'alish energiyasi eksitonik energiyaning pasayishiga olib keladi. Bu E_{I-X} diskret energiya

darajalariga ega bo'lgan nopoklik-eksiton kompleksini hosil qiluvchi erkin harakat energiyasini qoplaydi (4-rasmga qarang).



4-rasm: tashqi magnit maydon qo'llanilmagan holda Wannier-Mott qo'zg'alish energiyasi. E_{I-X} - energiya va moment bo'yicha mahalliyashtirilgan holat.

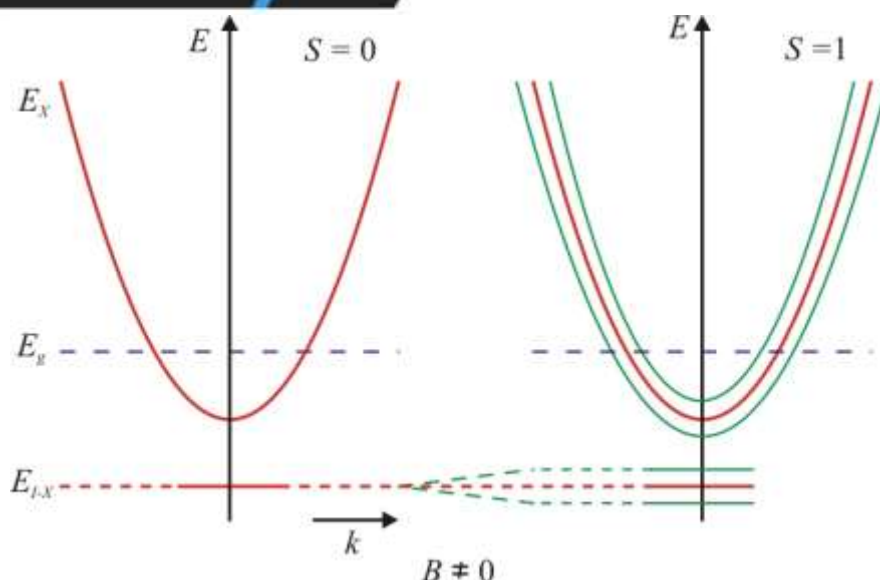
Magnit maydonning qo'llanilishi zaryadlangan zarrachalarga kuch ta'sir qilish orqali qo'zg'alishlarni bezovta qiladi. Kvant mexanikasi tilida bu qo'zg'alish energiya darajalarining bo'linishini anglatadi. Ularni "magnit kvant" bo'yicha tasniflash mumkin

son", $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ umumiy impulsning z-proyeksiyasini ($z||B$) aniqlaydi, bunda L va S orbital impuls va eksitonning spinidir. Agar elektron va teshikning spinlari bir-biriga parallel yoki parallel bo'lsa, asosiy holat qo'zg'alishning umumiy burchak momenti 0 yoki 1 bo'lishi mumkin. Oxirgi holat magnit maydon tomonidan uchlik holatning bo'linishiga olib keladi (5-rasmga qarang).

Bog'langan qo'zg'alishlar natijasida kelib chiqqan Faraday effektining spektral bog'liqligi quyidagicha baholanishi mumkin [6]:

$$\eta_- - \eta_+ \approx \frac{Const. E_X E}{(E_X - E)^2} \left(1 + \frac{\Delta_{LT}}{E_X - E} \right)^{1/2}$$

bu erda (1) $E_X = E_X^{(1)}$ - asosiy holat energiyasi, Δ_{LT} - bo'ylama-ko'ndalang bo'linish energiyasi.



5-rasm: tashqi magnet maydon qo'llaniladigan Wannier-Mott qo'zg'alish energiyasi. Chapda: eksitonning umumiy spin magnet momenti nolga teng; O'ngda: ning umumiy aylanish magnet momenti eksiton bitta. E_{l-x} - energiya va moment bo'yicha mahalliyashtirilgan holat.

Adabiyotlar

- [1] Marvin J. Freiser, A Survey of Magneto-optic, IEEE Transactions on Magnetics 4, No 2, (1968) 152–161-betlar;
- [2] Štefan Višňovskiy, Magnet ko'p qatlamli va nanostrukturalarda optika, CRC Press, Taylor & Frensis, (2006), 1-9-betlar;
- [3] http://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_effect;
- [4] N. F. Xarchenko, A. V. Bibik, V. V. Eremenko, antiferromagnet CoF₂dagi yorug'likning qutblanish tekisligining kvadratik magnet aylanishi, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, No 11, (1985), 447–449-betlar;
- [5] Y. B. Xu, S. M. Tompson, Spintronik Materiallar va Texnologiyalar, Teylor & Frensis, Materialshunoslik va muhandislik seriyasi, (2007), 4-bet;
- [6] Teodor C. Oakberg, Magneto-Optic Kerr Effect, Hinds Instruments, Fotoelastik modulyatorlar – Ilovaga eslatma (www.hindinstruments.com);