

Davlatov Abror
Namangan davlat universiteti dotsenti
E-mail: litsey111213@gmail.com
Abdulazizov Bahrom
Namangan davlat universiteti professori
Abdukarimov Azamjon
Namangan davlat universiteti tayanch doktoranti
UO'T: 621.315.592

Kvant o'ra kengligi va tarkibi o'zgarishining InP/InAs $1-xP_x$ /InP kvant o'rasining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlariga ta'siri

Annotatsiya: Ushbu maqolada InP/InAs $1-xP_x$ /InP kvant o'rasining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlariga kvant o'ra kengligi va tarkib o'zgarishining ta'siri nazariy jihatdan o'rganildi. Schrödinger tenglamasi yechilib, elektron energiya sathlari, dipol moment matritsa elementlari va yutilish koeffitsientlari hisoblandi. Tahlillar natijasida kvant o'ra kengligi va fosfor tarkibini boshqarish orqali optik xususiyatlarni samarali sozlash mumkinligi aniqlandi. Nochiziqli optik effektlar yuqori yorug'lik intensivligida sezilarli kuchayishi kuzatildi. Ushbu natijalar infratovush diapazonida ishlaydigan optoelektron qurilmalar loyihalash uchun muhim hisoblanadi.

Kalit so'zlar: Kvant o'ra, kvant o'ra kengligi, tarkib o'zgarishi, nochiziqli optik xususiyatlar, yutilish koeffitsienti, dipol moment, InP/InAs $1-xP_x$ /InP.

Davlatov Abror
Namangan State University Associate Professor
E-mail: litsey111213@gmail.com
Abdulazizov Bakhrom
Namangan State University Professor
Abdukarimov Azamjon
Namangan State University basic doctoral student
UDC: 621.315.592

Effects of Quantum Well Width and Composition on the Linear and Nonlinear Optical Properties of InP/InAs $1-xP_x$ /InP Quantum Well

Abstract. This paper theoretically investigates the effects of quantum well width and composition on the linear and nonlinear optical properties of InP/InAs $1-xP_x$ /InP quantum wells. By solving the Schrödinger equation, the electronic energy levels, dipole moment matrix elements, and absorption coefficients were calculated. The results show that the optical properties can be effectively tuned by varying the quantum well width and phosphorus composition. Nonlinear optical effects are significantly enhanced under high light intensity.

These findings are essential for the design of optoelectronic devices operating in the infrared region.

Keywords: Quantum well, quantum well width, composition variation, nonlinear optical properties, absorption coefficient, dipole moment, InP/InAs 1-x P x /InP.

Давлатов Абзор
Наманганский государственный университет Доцент
E-mail:litsey111213@gmail.com
Абдулазизов Бахром
Наманганский государственный университет Профессор
Абдукаримов Азамжон
Базовый докторант Наманганского государственного университета
УДК: 621.315.592

Влияние ширины и состава квантовой ямы на линейные и нелинейные оптические свойства квантовой ямы InP / InAs 1- x P x / InP

Аннотация. В данной работе теоретически исследовано влияние ширины квантовой ямы и состава на линейные и нелинейные оптические свойства квантовых ям InP / InAs 1- x P x / InP. Путем решения уравнения Шрёдингера были рассчитаны энергетические уровни, матричные элементы дипольного момента и коэффициенты поглощения. Результаты показывают, что оптические свойства можно эффективно регулировать путем изменения ширины квантовой ямы и концентрации фосфора. Нелинейные оптические эффекты значительно усиливаются при высокой интенсивности света. Полученные результаты важны для проектирования оптоэлектронных устройств, работающих в инфракрасном диапазоне.

Ключевые слова: Квантовая яма, ширина квантовой ямы, изменение состава, нелинейные оптические свойства, коэффициент поглощения, дипольный момент, InP / InAs 1- x P x / InP.

Kirish

So'nggi yillarda yarim o'tkazgich kvant o'ralarining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlarini boshqarish bo'yicha tadqiqotlar jadal rivojlanmoqda. Xususan, deformatsiyalangan kvant o'ralarida chiziqli va nochiziqli optik javoblarni nazorat qilish, zamonaviy optoelektron qurilmalarda yuqori sezgirlik va tunlanadigan funksional imkoniyatlarni yaratish uchun asos bo'lib xizmat qilmoqda. $\text{InP/InAs}_{1-x}\text{P}_x/\text{InP}$ geterotuzilmali kvant o'ralari strukturasida deformatsiya va tarkibiy o'zgarishlar orqali elektronlarning energiya sathlari, yutilish spektrlari va sinish ko'rsatkichi sezilarli darajada boshqarilishi mumkin. Ushbu strukturada InAs qatlamining tor tarmoqli oraliqli xususiyatlari va InP qatlamlari bilan hosil bo'ladigan deformatsiya elektr-optik xususiyatlarni sezilarli darajada o'zgartiradi.

Ushbu maqolada $\text{InP/InAs}_{1-x}\text{P}_x/\text{InP}$ kvant o'ralarining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlariga deformatsiya va tarkib o'zgarishlarining ta'siri nazariy jihatdan o'rganiladi. Tadqiqot natijalari kvant o'ralarining geometrik va tarkibiy parametrlarini o'zgartirish orqali optoelektron qurilmalarning samaradorligini oshirish imkonini beradi.

Kvant o'ralarda elektronlarning energiya sathlari va optik o'tishlari bo'yicha keng qamrovli tadqiqotlar olib borilgan. Schrödinger tenglamasi asosida kvant o'ralardagi energiya sathlari va to'lqin funksiyalarini aniqlash usullari avvalgi ishlarda keng o'rganilgan [1–3]. InAs va InP materiallari asosida yaratilgan geterotuzilmalar infratovush diapazonida ishlovchi optoelektron qurilmalar uchun istiqbolli tizimlar sifatida ko'plab ilmiy ishlarda ta'kidlangan [4–6].

Deformatsiyaning energiya sathlariga ta'siri va optik xususiyatlarni boshqarish imkoniyatlari bo'yicha Bir-Pikus Hamiltonianiga asoslangan nazariy yondashuvlar keng qo'llanilgan [7,8]. Shuningdek, chiziqli va nochiziqli optik yutilish, refraktiv indeks o'zgarishlari va uchinchi harmonik generatsiyasi kvant o'ralarda zichlik matritsasi yondashuvi orqali chuqur o'rganilgan [9–11].

Oldingi tadqiqotlar deformatsiya va tarkibiy o'zgarishlarning kvant o'ralardagi energiya darajalari va optik javoblar ustidan kuchli ta'sir ko'rsatishini

tasdiqlaydi. Ammo InP/InAs $1-x$ P_x/InP tizimida strain va nochiziqli optik xususiyatlarning batafsil nazariy tahlili yetarlicha o'rganilmagan. Ushbu maqola aynan shu bo'shliqni to'ldirishga qaratilgan.

Nazariy qism.

Elektron energiya sathi va to'lqin funksiyasi. InP/InAs $1-x$ P_x/InP kvant o'ralarida energiya sathlari va to'lqin funksiyalarini hisoblash, InP va InAs $1-x$ P_x qatlamlari tomonidan yaratilgan potensial profil ichida chegaralangan zaryad tashuvchilar (elektronlar yoki teshiklar) uchun Shrödinger tenglamasini yechishni o'z ichiga oladi. Effektiv massa yaqinlashuvi hajmiy kristalga nisbatan qo'llaniladi, bu shuni anglatadiki, kristall elektron to'lqin funksiyasi o'lchamiga nisbatan shu qadar katta bo'ladiki, u amalda cheksiz deb qaraladi.

Effektiv massa yaqinlashuvi doirasida Shrödinger tenglamasi quyidagicha topilgan [12]:

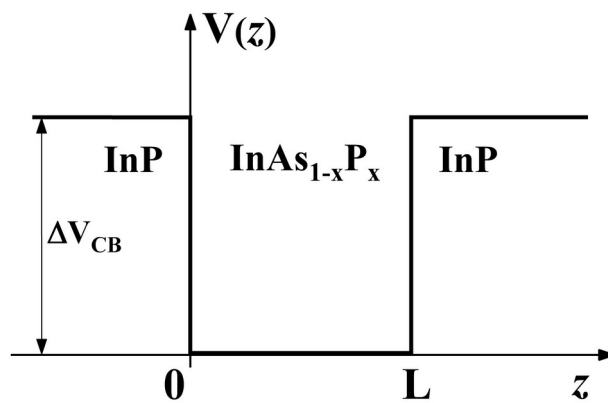
$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \psi(z) + V(z) \psi(z) = E \psi(z) \quad (1)$$

Bunda, $V(z)$ – potensial energiya, $m^*(z)$ – elektron effektiv massasi, $\psi(z)$ – elektron to'lqin funksiyasi, E – elektron energiyasi, ∇ – Nabli operatori, $\hbar$ – Plank doimiysi.

InP/InAs $1-x$ P_x/InP kvant o'rasidagi potensial energiya profili $V(z)$ odatda qadamli potensial sifatida modellashiriladi:

$$V(z) = \begin{cases} \Delta V_{CB}(x), & -\infty < z < 0 \\ 0, & 0 < z < L \\ \Delta V_{CB}(x), & L < z < \infty \end{cases} \quad (2)$$

Bu yerda, L – kvant o'raning kengligi (1-rasm).



1-rasm. InP/InAs $1-xP_x$ /InP geterotuzilmasining zonaviy potensial profili (chekli chuqurlikdagi potensial kvant o‘rasi).

InP/InAs $1-xP_x$ /InP geterostrukturasining zonaviy profili 1-rasmda ko‘rsatilgan. InP/InAsP/InP geterostruktura — bu turli xil kenglikdagi energiya bo‘shliqlariga ega bo‘lgan yarim o‘tkazgich qatlamlaridan tashkil topgan kvant quduq tizimidir. Unda ichki qatlam (InAsP) tor energiya bo‘shlig‘iga ega bo‘lib, tashqi qatlamlar (InP) esa keng energiya bo‘shlig‘iga ega. Bu tuzilma kvant quduqni hosil qiladi, ya’ni elektronlar va teshiklar uchun kuchli potensial quduq yuzaga keladi. InAs va InP materiallari orasida panjaraviy doimiylik (lattice constant) farqi mavjud bo‘lib, bu ularning chegarasida deformatsiya (strain) hosil qiladi. Ayniqsa, InAs qatlam InP substrat ustida yetishtirilganida, siqilish yoki cho‘zilish holatlari vujudga keladi. Bu deformatsiya effektlari energiya sathlarini, o‘tkazuvchanlik va valentlik zonalaridagi holatlarni o‘zgartirib, optik o‘tish energiyalari va yutuv koeffitsiyentlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. Ushbu geterostruktura optoelektron qurilmalarda, masalan, lazer diodlarida, fotodetektorlarda va infraqizil datchiklarda keng qo‘llaniladi. Strain (ya’ni mexanik deformatsiya) tufayli InAs qatlamidagi kvant holatlari modulyatsiya qilinib, qurilmaning samaradorligi oshirilishi mumkin. Bu esa nafaqat chiziqli (linear), balki no-chiziqli (nonlinear) optik xossalarning ham yaxshilanishiga olib keladi.

O'zgartirilgan chegaralash potentsiallari valentlik zonasi (CB) uchun deformatsiya bosimi bilan bog'liq bo'lgan energiya zonalari siljishining yig'indi ta'sirlarini hisobga oladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta V_{CB}(x) = \Delta V_{CB}(x) + \Delta V_{CB}^1(x) \quad (3)$$

Bosim bo'lmagandagi energetik siljishlar Bir-Pikus Hamiltoniani [13] yordamida baholanadi va energiya zonalari siljishlarining gidrostatik komponentasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta V_{CB}^1(x) = \frac{2}{3} 2 a_c(x) \left(1 - \frac{C_{11}(x)}{C_{12}(x)} \right) \left[\frac{a_{InP} - a_{InAs_{1-x}P_x}(x)}{a_{InAs_{1-x}P_x}(x)} \right] \quad (4)$$

Here, $a_c(x)$ is the Deformation potential constant, $C_{11}(x)$, $C_{12}(x)$ are the respective elastic constants, $\Delta V_{CB}(x) = V_{CB}(InP) - V_{CB}(InAs_{1-x}P_x)$, - is the conduction band of InP and InAs $1-x P_x$ in the absence of strained pressure is the energy difference.

Bu yerda, $a_c(x)$ - deformatsiya potentsial doimiysi, $C_{11}(x)$ va $C_{12}(x)$ mos ravishda elastiklik doimiylari, $\Delta V_{CB}(x) = V_{CB}(InP) - V_{CB}(InAs_{1-x}P_x)$ InP va InAs $1-x P_x$ ning deformatsiya bosimi yo'qligidagi o'tish zonasining (conduction band) energiya farqi.

Elektronning effektiv massalari quyidagicha:

$$m^{\zeta}(z) = \begin{cases} \zeta m_{InP}^{\zeta}(E) = m_{InP(0)}^{\zeta} \left(1 + \alpha_{InP} (E - \Delta V_{CB}(x)) \right), & -\infty < z < 0 \\ \zeta m_{InAs_{1-x}P_x}^{\zeta}(E) = m_{InAs_{1-x}P_x(0)}^{\zeta} \left(1 + \alpha_{InAs_{1-x}P_x} E \right), & 0 < z < L \\ \zeta m_{InP}^{\zeta}(E) = m_{InP(0)}^{\zeta} \left(1 + \alpha_{InP} (E - \Delta V_{CB}(x)) \right), & L < z < \infty \end{cases} \quad (5)$$

$m_{InP(0)}^{\zeta}$, $m_{InAs_{1-x}P_x(0)}^{\zeta}$ - o'tish zonasining pastki qismidagi elektronning effektiv massasi. $m_{InP}^{\zeta}(E)$, $m_{InAs_{1-x}P_x}^{\zeta}(E)$ - elektronning energiya va gidrostatik bosimga bog'liq bo'lgan effektiv massasi. α_{InP} , $\alpha_{InAs_{1-x}P_x}$ - neparaboliklik (non-parabolic) koeffitsientlari.

Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi quyidagiga teng bo'ladi [14].

$$m_{i(0)}^{\zeta} = m_0 \left(1 + 2F_i + \frac{E_{p(i)}(E_{g(i)} + 2\Delta_{so(i)}/3)}{E_{g(i)}(E_{g(i)} + \Delta_{so(i)})} \right)^{-1} \quad (6)$$

i - indeks InP va InAs $1-x P_x$ ni bildiradi. Bu yerda: E_g - energiya zona oraliq'i (band gap), E_p - optik matritsa parametri, Δ_{so} - spin-orbital ajralish energiyasi, F - Keyn parametri, m_0 - erkin elektron massasi.

Tor zonali yarim o'tkazgichlarda elektron zonasi kuchli noparabolik bo'ladi. Biz noparaboliklik koefitsientini ifodalash uchun Nelson modelidan [15] foydalanamiz:

$$\alpha_i = \frac{1}{E_{g(i)}} \left(1 - \frac{m_{i(0)}^{\dot{c}}}{m_0} \right)^2 \quad (7)$$

To'lqin funksiyalarining uzluksizlik shartiga ko'ra, $z=0$ va $z=L$ nuqtalarda to'lqin funksiyalar $\psi(z)$ o'zaro teng bo'lishi kerak. Effektiv massa taqsimotini to'g'ri belgilash uchun biz to'siq va devor chegarasida BenDaniel-Duke chegara shartini kiritamiz [16]. Ushbu shartlar ruxsat etilgan energiya sathlarini aniqlovchi transsendental tenglamalar tizimiga olib keladi:

$$E = \frac{\hbar^2}{2 m_{InA S_{1-x} P_x}^{\dot{c}}(E) L^2} \left(\pi n - 2 \operatorname{Arcsin} \left(\sqrt{\frac{\frac{m_{InP}^{\dot{c}}(E)}{m_{InA S_{1-x} P_x}^{\dot{c}}(E)} E}{\left(\frac{m_{InP}^{\dot{c}}(E)}{m_{InA S_{1-x} P_x}^{\dot{c}}(E)} - 1 \right) E + \Delta V_{CB}(x)}} \right) \right)^2 \quad (8)$$

To'lqin funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\psi(z) = \begin{cases} \frac{(2\chi\gamma)^{3/2} \beta e^{\chi z}}{\sqrt{[(\chi^2 - \gamma^2 \beta^2) \gamma^3 \beta^2 \sin^2(\gamma L) + (\gamma^4 \beta^3 \chi - 2\gamma^2 \beta^2 \chi^3 - 2\chi^5) \sin(2\gamma L) - 4L\chi^3 \gamma^3 \beta^2 + 4\chi^5 \gamma L - 5\gamma^3 \beta^2 \chi^2]}}, & z > 0 \\ \frac{(2\chi)^{3/2} \sqrt{\gamma} (\chi \sin(\gamma z) + \gamma \beta \cos(\gamma z))}{\sqrt{[(\chi^2 - \gamma^2 \beta^2) \gamma^3 \beta^2 \sin^2(\gamma L) + (\gamma^4 \beta^3 \chi - 2\gamma^2 \beta^2 \chi^3 - 2\chi^5) \sin(2\gamma L) - 4L\chi^3 \gamma^3 \beta^2 + 4\chi^5 \gamma L - 5\gamma^3 \beta^2 \chi^2]}}, & 0 < z < L \\ \frac{(2\gamma)^{3/2} \sqrt{\chi} \beta (\gamma \beta \sin(\alpha L) - \chi \cos(\gamma L)) e^{\chi(L-z)}}{\sqrt{[(\chi^2 - \gamma^2 \beta^2) \gamma^3 \beta^2 \sin^2(\gamma L) + (\gamma^4 \beta^3 \chi - 2\gamma^2 \beta^2 \chi^3 - 2\chi^5) \sin(2\gamma L) - 4L\chi^3 \gamma^3 \beta^2 + 4\chi^5 \gamma L - 5\gamma^3 \beta^2 \chi^2]}}, & z > L \end{cases} \quad (9)$$

Bunda, $\beta = \frac{m_{InP}^{\dot{c}}(E)}{m_{InA S_{1-x} P_x}^{\dot{c}}(E)} - \dot{c}$ Effektiv massalar nisbati, $\chi = \sqrt{\frac{2 m_{InP}^{\dot{c}}(E)}{\hbar^2} (\Delta V_{CB}(x) - E)}$,

$\gamma = \sqrt{\frac{2 m_{InA S_{1-x} P_x}^{\dot{c}}(E)}{\hbar^2} E - \dot{c}}$ Shrödinger tenglamasini yechish uchun belgilanishlar (to'lqin vektori bilan mos ravishda):

Optik yutilish koefitsienti, sinish ko'rsatkichi o'zgarishi, ikkinchi va uchinchi garmonik avlod koefitsientlari. Chiziqli ($\alpha^{(1)}$) va uchinchi tartibli nochiziqli foto-yutilish koefitsientining ($\alpha^{(3)}$) matematik ifodasi zichlik matritsasi

usuli va buzilishlar nazariyasidan foydalanib keltirib chiqarilgan. Shu tarzda, yutilish koeffitsientining ifodasi quyidagicha yoziladi [17]:

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I) \quad (10)$$

bunda,

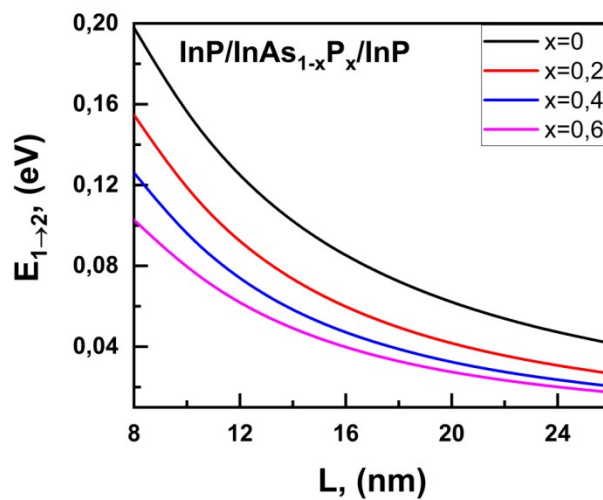
$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \frac{e^2 \hbar \Gamma_{\tilde{f}} |M_{\tilde{f}}|^2 \sigma}{(E_{\tilde{f}} - \hbar \omega)^2 + (\hbar \Gamma_{\tilde{f}})^2} \quad (11)$$

va

$$\begin{aligned} \alpha^{(3)}(\omega, I) = & -\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \left(\frac{I}{2 \varepsilon_0 n c} \right) \frac{4 \sigma e^4 \hbar \Gamma_{\tilde{f}} |M_{\tilde{f}}|^4}{[(E_{\tilde{f}} - \hbar \omega)^2 + (\hbar \Gamma_{\tilde{f}})^2]^2} \\ & \times \left[1 - \frac{|M_{ff} - M_{ii}|^2}{4 |M_{\tilde{f}}|^2} \left(\frac{3 E_{\tilde{f}}^2 - 4 \hbar \omega E_{\tilde{f}} + \hbar^2 (\omega^2 - \Gamma_{\tilde{f}}^2)}{E_{\tilde{f}}^2 + (\hbar \Gamma_{\tilde{f}})^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

Bu yerda, μ – sistemaning magnit o‘tkazuvchanligi, ε_0 – vakuum dielektrik doimiysi, ε_r – sistemaning nisbiy dielektrik doimiysi, σ – sistemadagi elektron zichligi, Γ – relaksatsiya tezligi, ω – tushayotgan yorug‘likning burchak tezligi, c – yorug‘lik tezligi, $n_r = \sqrt{\varepsilon_r}$ – sistemaning sinish ko‘rsatkichi, I – tushayotgan foton oqimining optik intensivligi, $M_{\tilde{f}} = \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle$ va $E_{\tilde{f}} = E_f - E_i$ – z-polyarizatsiyalangan yorug‘lik uchun dipol matritsa elementi, ψ_f va ψ_i holatlar orasidagi o‘tish energiyasini bildiradi.

Natijalar va muloxazalar

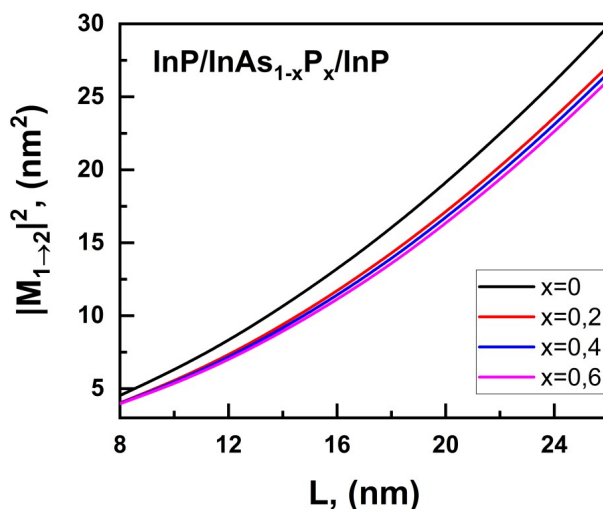


2-rasm. InP/InAs $1-xP_x$ /InP kvant o'rasida elektronlarni satxlar-aro o'tish energiyasini kvant o'ra kengligiga bog'liqligi.

2-rasmda keltirilgan grafikda InP/InAs $1-xP_x$ /InP geterostrukturasida elektronning sathlararo o'tish energiyasi $E_{1 \rightarrow 2}$ ning kvant quduq kengligi L ga bog'liqligi ko'rsatilgan. Grafikda to'rtta turli tarkibiy nisbatlar ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6$) uchun energiya qiymatlari tasvirlangan bo'lib, bu natijalar kvant chegaralanish ta'siri va deformatsiya (strain) ta'sirining rolini ochib beradi. Birinchi navbatda, grafikdan ko'rinadiki, quduq kengligi L kamayganda, energiya o'tishi $E_{1 \rightarrow 2}$ ortadi. Bunga sabab kvant chegaralanish effekti bo'lib, quduq toraygani sari elektron to'lqin funksiyalari kuchliroq chegaralanadi va kvant sathlari orasidagi farq ortadi. Bu holat barcha x qiymatlari uchun kuzatilmoqda. Ikkinchi jihat — tarkibiy o'zgarishlarning (ya'ni As atomlarini P atomlariga almashtirish) ta'siri. Asosiy qatlam (InAs $1-xP_x$) tarkibida P atomlari soni ortishi bilan materialning tarmoqlararo oralig'i (bandgap) kengayadi va elektronning samarali massasi oshadi. Bu esa kvant sathlar orasidagi energiya farqining kamayishiga olib keladi. Shuning uchun $x=0$ holatidagi chiziq eng yuqorida, $x=0.6$ holatidagi esa eng pastda joylashgan. Bundan tashqari, deformatsiya (strain) effekti ham muhim ahamiyatga ega. InAs $1-xP_x$ va InP materiallari o'rtasida panjaralar uyg'un emasligi sababli deformatsion kuchlanish hosil bo'ladi. x ortgani sari panjara doimiysi kamayadi va siquvchi deformatsiya kuchayadi. Bu deformatsiya materialning energiya sathlariga va elektronlarning lokalizatsiyasiga ta'sir ko'rsatadi. Texnologik nuqtai nazardan, ushbu grafikdan shuni ko'rish mumkinki, kvant quduq o'lchami va tarkibini nazorat qilish orqali energiya o'tish chastotasi (ya'ni to'lqin uzunligi)ni aniq sozlash mumkin. Bu esa infratovush diapazonida ishlovchi lazerlar, detektorlar va modulyatorlar uchun katta imkoniyatlar yaratadi.

Xulosa qilib aytganda, mazkur grafik kvant chegaralanishi, deformatsion effektlar va tarkibiy o'zgarishlarning murakkab o'zaro ta'sirini aks ettiradi. Bu o'zgarishlar optik xossalarga sezilarli ta'sir ko'rsatadi va ularni aniq

modellashirish orqali yangi avlod nanoelektron qurilmalarni loyihalashda muhim natijalarga erishish mumkin.



3-rasm. InP/InAs $1-x$ P x /InP kvant o‘rasida dipol moment matritsa elementining kvant o‘ra kengligiga bog‘liqligi.

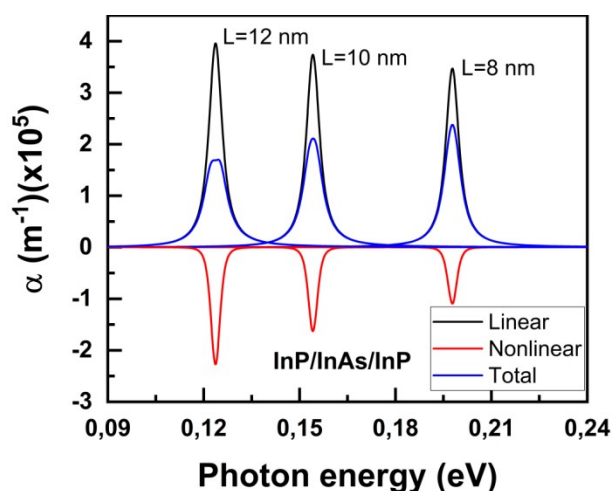
Keltirilgan 3-rasmda InP/InAs $1-x$ P x /InP geterostrukturasida elektronning sathlararo o‘tishiga mos keluvchi dipol moment matritsa elementining kvadrat qiymati $|M_{1→2}|^2$ ning kvant quduq kengligi L ga bog‘liqligini aks ettiradi. Bu element kvant sathlar orasidagi optik o‘tishlarning intensivligiga bevosita ta’sir ko‘rsatadi va qurilmaning yorug‘lik yutish va nurlanish xossalarini belgilaydi. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, $|M_{1→2}|^2$ qiymati L ortishi bilan uzluksiz ortmoqda. Bu tendensiya quduq kengaygan sari boshlang‘ich (asosiy) va yakuniy (qo‘zg‘algan) holatdagi to‘lqin funksiyalari orasidagi fazoviy ustma-ustlik oshib borishi bilan izohlanadi. Ya’ni, quduq keng bo‘lsa, elektron holatlari kamroq chegaralangan bo‘ladi va bu holat dipol moment qiymatini oshiradi. Tarkibiy o‘zgarishlar nuqtai nazaridan esa, x ortgan sari $|M_{1→2}|^2$ qiymati biroz kamaymoqda. Ya’ni, sof InAs ($x=0$) holatida dipol moment eng katta bo‘lsa, $x=0.6$ holatida u eng kichik qiymatga ega. Bu farq quyidagi fizik omillar bilan bog‘liq: P atomlari soni ko‘paygani sari elektronning samarali massasi ortadi. Bu esa to‘lqin funksiyalarining tarqalishini

kamaytiradi va natijada dipol moment pasayadi; x ortganda materialning tarmoqlararo oralig'i (bandgap) oshadi. Bu kvant sathlarining kuchliroq chegaralanishiga olib keladi va to'liq funksiyalari ustma-ustligi kamayadi; Yuqori x qiymatlarida panjara mos kelmasligi kuchayadi va bu siquvchi deformatsiyani kuchaytiradi. Deformatsiya natijasida kvant quduqdagi potensial simmetriyasi buziladi, bu esa to'liq funksiyalari simmetriyasiga ta'sir qiladi va dipol momentni kamaytiradi.

Shunga qaramasdan, grafikdan ko'rinadiki, dipol moment qiymatlari x o'zgarganda juda katta farq qilmaydi, ayniqsa quduq kengligi katta bo'lsa. Bu esa shuni anglatadiki, yuqori fosforli tarkiblar ham optik o'tish kuchini saqlagan holda samarali ishlatilishi mumkin.

Optoelektron qurilmalar uchun bu juda muhim, chunki $|M_{1 \rightarrow 2}|^2$ qiymati yutish va nurlanish intensivligini belgilaydi. Grafikdagi kvadratga yaqin o'sish shakli esa shuni ko'rsatadiki, kengroq kvant quduqlar kuchliroq optik o'tishlarga olib keladi — bu esa kvant kaskad lazerlari, detektorlar va modulyatorlar uchun afzallikdir.

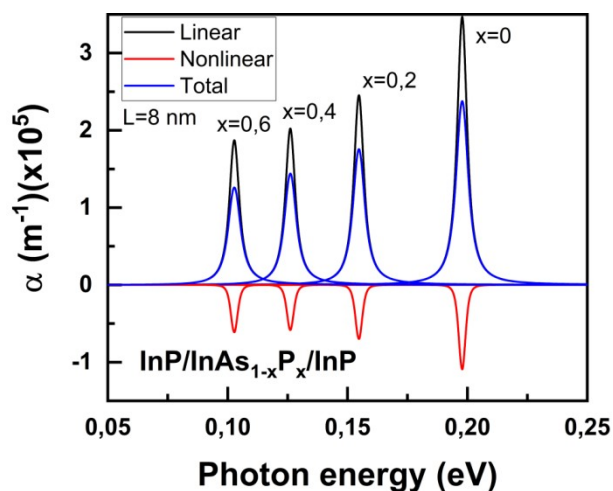
Xulosa qilib aytganda, grafik kvant chegaralanishi, deformatsion kuchlanish va tarkibiy o'zgarishlarning o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'lgan dipol moment o'zgarishini aniq ko'rsatib beradi. Bunday natijalar asosida qurilmalarni optimallashtirish imkoniyati yaratiladi.



4-rasm. InP/InAsP/InP kvant o'rasida yutilish koeffitsientining foton energiyasiga bog'liqligi (kvant o'ra kengligi o'zgarishi holida).

4-rasmda keltirilgan grafikda InP/InAsP/InP kvant quduq geterostrukturasida yutilish ko'effitsienti α ning foton energiyasiga bog'liqligi tasvirlangan. Grafikda uch xil quduq kengligi ($L=8, 10$ va 12 nm .) uchun yutilish spektrlari berilgan bo'lib, bu yerda chiziqli va nochiziqli yutilish hissalarini ham alohida ko'rsatilgan. Grafikdagi keskin rezonans cho'qqilar kvant holatlar orasidagi sathlararo o'tishlarga mos keladi. Kvant quduq kengligi L ortishi bilan bu cho'qqilar pastroq foton energiyalar tomon siljiydi (qizil siljish), bu esa kvant chegaralanish nazariyasiga mosdir. Ya'ni, quduq keng bo'lsa, sathlar orasidagi farq kichikroq bo'ladi va o'tish uchun kamroq energiya kerak bo'ladi. Grafikdan ko'rinadiki, $L=8\text{ nm}$ holatida rezonans 0.21 eV da, $L=12\text{ nm}$ holatida esa 0.12 eV da joylashgan. Bu energiyaning kamayishi oldingi $E_{1 \rightarrow 2}$ analizini to'liq tasdiqlaydi. Quduq o'lchamiga bog'liq holda yutilish cho'qqisini sozlash infratovush detektorlari, modulyatorlar va optik aloqa tizimlari uchun muhim ahamiyatga ega. Chiziqli yutilish (qora chiziq) rezonans cho'qqilarni asosiy hosil qiladi. Nochiziqli yutilish (qizil chiziq) esa bu cho'qqilar atrofida salbiy qiymatlarda aks etgan bo'lib, u kuchli elektromagnit maydon va material o'rtasidagi yuqori tartibli o'zaro ta'sir natijasidir. Umumiy yutilish (ko'k chiziq) esa har ikkala hissaning yig'indisidir. Nochiziqli komponent cho'qqining balandligini kamaytiradi va profilning simmetriyasini buzadi. Bu effekt torroq quduqlarda (kichik L) ancha kuchliroq bo'ladi, chunki bu holatlarda elektron holatlar yuqoriroq bo'ladi va dipol momentlar kattaroq bo'ladi, bu esa elektromaydon bilan kuchliroq o'zaro ta'sirga olib keladi.

Grafik kvant quduqdagi optik yutilishning foton energiyasiga qanday bog'liqligini va bu bog'liqlikni boshqarish imkoniyatlarini aniq namoyish etadi. Chiziqli va nochiziqli yutilishlarning o'zaro ta'siri ushbu nanostrukturalarning murakkab fizik xossalarni yoritib beradi va zamonaviy optoelektron qurilmalarni loyihalashda muhim o'rin tutadi.



5-rasm. InP/InAs $1-xP_x$ /InP kvant o‘rasida yutilish koeffitsientining foton energiyasiga bog‘liqligi (tarkib (fosfor konsentratsiyasi) o‘zgarishi holida).

5-rasmda InP/InAs $1-xP_x$ /InP kvant o‘rasida yutilish koeffitsientining foton energiyasiga bog‘liqligi turli fosfor konsentratsiyalari uchun tasvirlangan. Grafikda fosfor tarkibining o‘zgarishi bilan yutilish cho‘qqilarining qanday siljishi va ularning intensivligi qanday o‘zgarishi aniq ko‘rsatilgan. Grafik uchta asosiy chiziqni o‘z ichiga oladi: qora chiziq chiziqli yutilishni, qizil chiziq nochiziqli yutilishni, ko‘k chiziq esa umumiy yutilish spektrini ifodalaydi. Natijalar shuni ko‘rsatadiki, fosfor konsentratsiyasi oshgani sari yutilish cho‘qqilari past energiya tomon siljiydi. Bu hodisa kvant o‘ra tarkibidagi material parametrlarining o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lib, tarkibda As atomlarining P atomlari bilan almashtirilishi natijasida materialning tarmoqlanish doimiysi kamayadi va deformatsiya susayadi. Natijada, energiya darajalari orasidagi farq kichrayadi va yutilish foton energiyasi kamayadi. Grafikdan yana ko‘rinadiki, nochiziqli yutilish (qizil chiziq) chiziqli yutilish cho‘qqilarining atrofida salbiy cho‘kma hosil qiladi. Bu nochiziqli effektlar yorug‘lik intensivligi yuqori bo‘lganda yuzaga keladigan saturatsiya yoki kuchayish effektlari bilan bog‘liq. Nochiziqli yutilish natijasida umumiy yutilish profili (ko‘k chiziq) asimmetrik shaklga ega bo‘lib, cho‘qqilar pastlashadi va rezonans yaqinida spektral shakl buziladi. Shuningdek, fosfor konsentratsiyasi oshgan sari umumiy yutilish cho‘qqilari energiyasi pasayib boradi va bu kompozitsiya yordamida yutilish chastotasini nozik boshqarish imkonini

beradi. Bu xususiyat kvant o‘ralar asosida yaratiladigan infraqizil diapazonda ishlovchi fotodetektorlar va modulyatorlar uchun muhim ahamiyatga ega, chunki ular orqali kerakli to‘lqin uzunligiga moslashtirish mumkin. Yutilish ko‘rsatkichiga fosfor konsentratsiyasining ta’siri, shuningdek, tarkib o‘zgarishi natijasida elektronlarning to‘lqin funksiyalari va dipol momentlari o‘zgarishi bilan ham bog‘liq. Fosfor konsentratsiyasi oshganida dipol moment kamayishi yutilish intensivligining pasayishiga sabab bo‘ladi. Bu esa, optoelektron qurilmalarni loyihalashda kvant o‘ra tarkibini ehtiyotkorlik bilan tanlash muhimligini ko‘rsatadi.

Xulosa

Ushbu tadqiqotda InP/InAs $1-xP_x/InP$ kvant o‘rasining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlariga kvant o‘ra kengligi va tarkib o‘zgarishining ta’siri nazariy jihatdan o‘rganildi. Tahlillar natijasida yutilish koeffitsienti va dipol moment matritsa elementlari kvant o‘ra kengligi va fosfor tarkibiga sezilarli darajada bog‘liqligi aniqlandi. Kvant o‘ra kengligi kichiklashganda kvant effektlari kuchayib, elektron o‘tish energiyalari ortishi kuzatildi. Fosfor tarkibining ortishi esa teskari ta’sir ko‘rsatib, energiya darajalari va dipol moment matritsa elementlarini kamaytirdi. Nochiziqli optik ta’sirlar yuqori yorug‘lik intensivligida yanada kuchayishi kuzatildi. Olingan natijalar kvant o‘ra strukturalarining optik javoblarini samarali boshqarish imkonini beradi va infraqizil diapazonda ishlaydigan optoelektron qurilmalar yaratishda amaliy ahamiyatga ega.

Adabiyotlar ro‘yxati

1. Bastard, G. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Les Editions de Physique, 1988.
2. Harrison, P. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures. Wiley, 2000.
3. Weisbuch, C., Vinter, B. Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications. Academic Press, 1991.

4. Singh, J. Semiconductor Optoelectronics: Physics and Technology. McGraw-Hill, 1995.
5. Zory, P. S. (Ed.). Quantum Well Lasers. Academic Press, 1993.
6. Chuang, S. L. Physics of Photonic Devices. Wiley-Interscience, 2009.
7. Bir, G. L., Pikus, G. E. Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors. Wiley, 1974.
8. Vurgaftman, I., Meyer, J. R., Ram-Mohan, L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11), 5815–5875 (2001).
9. S. Adachi. Physical Properties of III–V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP. Wiley, 1992.
10. Boyd, R. W. Nonlinear Optics. Academic Press, 2008.
11. Haug, H., Koch, S. W. Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors. World Scientific, 2004.
12. Davlatov, A., G. Gulyamov, A. Nabiyev, E. Feddi, K. Feddi, A. Abdukarimov, and A. Botirjonov. Unraveling the effects of non-parabolicity on electron energy levels in InP/InAs/InP heterostructures. *Physica Scripta* 99, no. 7 (2024): 075933.
13. G. L. Bir, G. E. Pikus, Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors, Wiley, New York (1976).
14. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of applied physics*. 89 (11), (2001) 5815–5875.
15. D. F. Nelson, R. C. Miller, D. A. Kleinman. Band nonparabolicity effects in semiconductor quantum wells. *Physical Review B*, 35(14), (1987) 7770–7773.
16. D. J. BenDaniel and C. B. Duke, “Space-Charge Effects on Electron Tunneling”, *Physical Review* 152(2), (1966) 683–692.

17. Davlatov, A.B., Hameed, A.H., Feddi, K. et al. Strain, pressure and temperature effects on linear and nonlinear optical properties of InP/InAs $_{1-x}$ P $_x$ /InP quantum well heterostructures. Appl. Phys. A 131, 1 (2025).