SHREDINGER TENGLAMALARI VA KVANT MEXANIKASI

Mengniyozova Maftuna

Normurodova Aziza

Denov tadbirkorlik va pedagogika institute talabalari

Anotatsiya. Ushbu ilmiy maqolada asosiy kvant mexanikasining asosiy nazariy masalalari va Shredinger tenglamasining fizikaviy muammolarni, uning yechimlari va qo‘llanilish sohasi haqida ma'lumotlar keltiriladi.

Kalit so‘zlar: Shredinger tenglamalari, kvant mexanikasi, mikroskopik tizimlar, kvant holatlari, energiya darajalari, tizimlarning vaqtga bog‘liq evolyutsiyasi.

Biz eksperimental dalillar asosida mikroskopik zarrachalar harakati Nyuton qonunlariga emas, balki to‘lqin harakati qonunlariga bo‘ysunishini ko‘rsatdik. Mikroskopik zarracha o‘zining ba'zi jihatlari bo‘yicha de Broyl to‘lqinlari yoki to‘lqin funksiyasi bilan boshqariladigan xatti-harakatni namoyon etadi. Ko‘pgina tajribalar nisbatan sodda holatlar bilan shug‘ullanadi (masalan, erkin zarrachalar yoki oddiy tebranuvchi sistemalar), ular de Broyl postulati va Plank postulati kabi asosiy tamoyillar yordamida tahlil qilinishi mumkin. Ammo biz tabiatda uchraydigan murakkab holatlarni ham tushunishni xohlaymiz, chunki ular ilmiy jihatdan qiziqarli va muhimdir. Bunday murakkab sistemalarni tushuntirish uchun umumiy nazariyaga ehtiyoj bor. Shredingerning kvant mexanikasi nazariyasi bizga bunday umumiy yondashuvni taqdim etadi. Ushbu nazariya har qanday mikroskopik tizim zarralari uchun amal qiladigan to‘lqin qonunlarini belgilaydi. Har bir tizim uchun maxsus tenglama mavjud bo‘lib, u to‘lqin funksiyasining xatti-harakatlarini belgilab beradi hamda bu funksiya va zarrachaning fizik xususiyatlari o‘rtasidagi bog‘liqlikni ochib beradi.Bu nazariya de Broyl postulati asosida qurilgan bo‘lib, Nyuton mexanikasi bilan ham bog‘liqdir. Shredinger nazariyasi Nyuton mexanikasining umumiylashgan shakli hisoblanadi, xuddi Eynshteynning nisbiylik nazariyasi past tezliklar chegarasida Nyuton mexanikasiga mos kelishi kabi. Biz Shredinger nazariyasining asosiy tamoyillarini ko‘rib chiqamiz va uni turli mikroskopik tizimlarga qo‘llaymiz. Masalan, ushbu nazariya yordamida atomlarning xususiyatlarini chuqur tushuntirish mumkin. Bu xususiyatlar kimyo va qattiq jism fizikasining asosiy qismini tashkil etadi hamda yadro xususiyatlari bilan chambarchas bog‘liqdir. Shredinger tenglamasining turli holatlardagi yechimlarini ko‘rib chiqish orqali kvant mexanik tizimlarining xatti-harakatlarini chuqurroq tushuna boshlash uchun, xuddi Nyuton mexanikasini o‘rganish orqali klassik mexanikaga oid sezgilar shakllangani kabi. Aslida, Shredinger nazariyasi va Maksvellning elektromagnetizm nazariyasi o‘rtasida o‘xshashlik mavjud. Elektromagnit to‘lqinlar Shredinger tenglamasidagi to‘lqin funksiyalariga juda o‘xshash tarzda harakat qiladi. Agar kerak bo‘lsa, biz ushbu o‘xshashlikdan foydalanib, kvant mexanikasi natijalarini elektromagnetizm va klassik to‘lqinlar nazariyasi bilan bog‘lab tushuntiramiz.

SHuningdek, de Broyl postulatining qo‘llanilishi bilan bog‘liq ba’zi muammolarni muhokama qilamiz va ularni qanday hal qilish mumkinligini ko‘rib chiqamiz. Xususan, erkin zarracha holatini yana bir bor tahlil qilamiz. Bu holatda zarracha hech qanday kuch ta’sirida bo‘lmaganligi sababli, u bilan bog‘liq de Broyl to‘lqin uzunligi doimiy bo‘lib qoladi:

$$\lambda = \frac{h}{p} \qquad (1)$$

Bu ifoda zarrachaning doimiy impulsga ega ekanligini ko‘rsatadi. Shunday qilib, uning to‘lqin funksiyasi oddiy sinus shaklda bo‘ladi:

$$\Psi(x,t) = sin2\pi(\frac{x}{t} - vt) \qquad (2)$$

Bu yerda v–zarrachaning tezligi, λ– de Broyl to‘lqin uzunligi va h–Plank doimiysi. Ushbu funksiya oddiy tekis to‘lqin holatini ifodalaydi, bunda zarrachaning chastotasi ham doimiy bo‘lib, Eynshteynning munosabati orqali aniqlanadi:

$$v=\frac{E}{h} \qquad (3)$$

Bu ifoda zarrachaning energiyasi bilan bog‘liq ekanligini ko‘rsatadi.

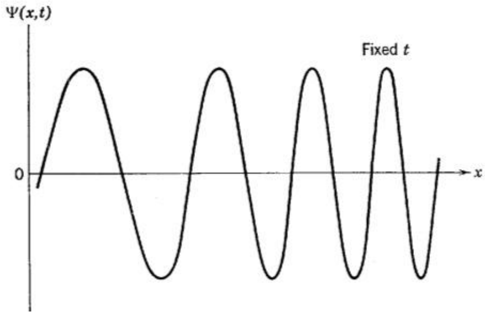
Sinusoidal to‘lqin funksiyasining qo‘llanilish doirasini kengaytirib, uni aylanma orbitada harakatlanuvchi zarracha holatiga tatbiq etdik. Bunday holda, de Broyl to‘lqin uzunligi butun orbitaga mos kelishi uchun faqat aniq diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin edi. Biroq, real fizik tizimlarda zarrachalar harakati odatda yanada murakkab bo‘lib, to‘lqin uzunligi o‘zgarishi mumkin.

Zarracha kuch ta'sirida harakat qilganida, uning impulsining o'zgarishi natijasida to'lqin uzunligi ham o'zgaradi. De Broyl postulatiga ko'ra:

$$\lambda = \frac{h}{p} \qquad (4)$$

Agar impuls o'zgaradigan bo'lsa, u holda to'lqin uzunligi ham o'zgaradi. Agar bu o'zgarish tez sodir bo'lsa, to'lqin uzunligini aniq belgilash qiyinlashadi.

Boshqacha qilib aytganda, agar zarracha kuch ta'sirida harakat qilsa, uning harakati sinusoidal to'lqinlar bilan emas, balki yanada murakkab to'lqin funksiyalari bilan ifodalanadi. Shu sababli, biz yanada umumiy to'lqin funksiyalarini topish uchun Shredinger tenglamasidan foydalanishimiz kerak.



Shredinger tenglamasi va to'lqin funksiyasi 1-1-rasmda sinusoidal to'lqin tasvirlangan.

Shredinger tenglamasiga ehtimollik asoslanishi.

Differensial tenglamani yechish muammosi emas, balki avvalambor to'g'ri tenglamani topish muammo hisoblanadi. Masalan, Nyuton klassik mexanikada harakatni tasvirlash uchun quyidagi differensial tenglamani keltirib chiqargan:

$$\frac{dp}{dt} = m\frac{d^2x}{dt^2} \qquad (5)$$

Shuningdek, Maksvel elektromagnit maydonni tavsiflovchi asosiy tenglamani yaratgan:

$$\Delta\, E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \qquad (6)$$

Nyutonning qonunlaridan cho'zilgan ipdagi to'lqin tenglamasini olish mumkin, Maksvelning tenglamalaridan esa elektromagnit to'lqin tenglamasi keltirib chiqariladi. Biroq, kvant mexanikasidagi to'lqin tenglamasi klassik fizika tenglamalaridan olinmaydi. Shu bilan birga, De Broyl–Eynshteyn munosabatlari bizga quyidagilarni beradi:

Bu munosabatlar to‘lqin funksiyasini zarrachalarning chiziqli impulsi p va energiyasi E bilan bog‘laydi. Demak, kvant mexanikasidagi to‘lqin tenglamasi ushbu munosabatlarga mos kelishi kerak. Ushbu moslik Shredinger tenglamasini topishda muhim rol o‘ynaydi. Shuni ta’kidlash kerakki, Shredinger tenglamasi nazariy mulohazalar orqali olinmagan, balki eksperimental natijalarni to‘g‘ri bashorat qilganligi sababli qabul qilingan. Bu tenglama kvant mexanikasining asosiy postulatlaridan biri sifatida qabul qilinadi. Kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasining asosiy xususiyatlarini aniqlash uchun biz quyidagi oqilona taxminlarni kiritamiz:

1. To‘lqin funksiyasi vaqt va fazo koordinatalariga bog‘liq bo‘lishi kerak. 2. U zarracha energiyasi va impulsi bilan bog‘liq bo‘lishi kerak. 3. To‘lqin funksiyasi fizik jihatdan to‘g‘ri natijalarni berishi kerak. 4. Eksperimental kuzatishlar bilan mos kelishi talab etiladi.

Chunki, birinchi ikkita tabaqalanishda doimiylikni ko‘rishimiz mumkin, ammo x ni oxirgi ikkitasida faqat doimiy ravishda doimiylash mumkin. Ushbu natijalar qisqa vaqt davomida foydali bo‘ladi.

Shredinger tenglamasi qisman differensial tenglama hisoblanadi. Biz ushbu tenglamaning yechimlarini o‘rganamiz va uni oddiy differensial tenglamalar to‘plamiga ajratish juda oson ekanligini ko‘ramiz. Bu oddiy differensial tenglamalar keyinchalik to‘g‘ri usullar bilan yechilishi mumkin. Ushbu ishda biz har qanday turdagi differensial tenglamalar haqida oldindan bilimlarga ega ekanliginimizni taxmin qilamiz. Biz faqat u differensiallash va integratsiya qilishni biladi deb hisoblaymiz. Albatta, klassik mexanika bilan bog‘liq holda oddiy differensial tenglamalar bilan oldindan tajribaga ega bo‘lishi mumkin. Hatto differensial tenglamalar bo‘yicha ozgina tajribasi bo‘lsa ham, bu muammo emas. Shredinger tenglamasi qisman differensial tenglamalar sinfiga tegishli bo‘lib, ko‘plab fizikaviy sohalarda, jumladan, to‘lqin tenglamalarida uchraydi.

Masalan, cho‘zilgan ipning tebranishi uchun to‘lqin tenglamasi va elektromagnit nurlanish uchun to‘lqin tenglamasi shunday misollardandir. Kvant mexanikasining to‘lqin tenglamasi klassik to‘lqin tenglamasiga ko‘p jihatdan o‘xshash bo‘lsa ham, ba’zi qiziqarli farqlarga ega.

Birinchi asosiy muammo — qanday qilib differensial tenglamani yechish emas, balki qanday qilib ushbu tenglamani topishdir. Ya’ni, biz Nyuton klassik mexanikadagi differensial tenglamalarni yoki Maksvellning asosiy elektromagnit tenglamalarini qanday topgani kabi, kvant mexanikasi uchun to‘g‘ri tenglamani izlashimiz kerak. Masalan, Nyuton mexanikasida harakat tenglamasi:

$$F=\frac{dp}{dt}=m\,\frac{d^2x}{dt^2} \tag{7}$$

$$\frac{\partial E_X}{\partial X}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=\frac{p}{\epsilon_0} \tag{8}$$

Klassik fizika qonunlaridan Nyuton qonunlari asosida cho‘zilgan ip uchun to‘lqin tenglamasi yoki Makswell tenglamalaridan elektromagnit to‘lqin tenglamasi olinadi.

Biroq, biz kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasini klassik fizika tenglamalaridan olishni kutolmaymiz. Shunga qaramay, biz de Broyl-Eynshteyn munosabatlaridan foydalanishimiz mumkin:

$$\lambda = h/p \qquad \nu = E/h$$

Bu tenglamalar zarrachaning to‘lqin funksiyasini uning chiziqli impulse p va umumiy energiyasi E bilan bog‘laydi. Shu sababli, biz qidirayotgan kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasi ushbu postulatlarga mos kelishi kerak.

Kvant mexanikasining to‘lqin tenglamasi to‘lqin funksiyasini chiziqli moment bilan bog‘laydi. Bog‘langan zarrachalar uchun bu tenglama to‘lqin funksiyasini boshqaruvchi chastota bilan ham bog‘laydi. Zarrachalarning umumiy energiyasi va impulsi doimiy bo‘lib, biz qidirayotgan kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasi ushbu postulatlarga mos kelishi kerak.

Bu talab qilinadigan muvofiqlikni ta'minlash uchun biz matematik qidiruv va analizdan foydalanamiz. Tenglamalar va boshqa munosabatlardan kelib chiqib, biz kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasini asoslash uchun yetarlicha dalillarga ega bo‘lamiz. Bu tenglama intuitiv tushunarli ko‘rinadi, lekin shuni ta’kidlash kerakki, bu nazariy asoslash degani emas. Yakuniy tahlilda, kvant mexanikasining to‘lqin tenglamasi fundamental postulat sifatida qabul qilinadi. Bu tenglama faqat nazariy jihatdan oqlanibgina qolmay, balki eksperimental ravishda ham sinovdan o‘tkazilgan va to‘g‘ri natijalar beradi.Biz quyida kvant mexanikasi to‘lqin tenglamasining asosiy xususiyatlariga doir to‘rtta oqilona taxminni sanab o‘tamiz:

1. To‘lqin funksiyasi uzluksiz va silliq bo‘lishi kerak. 2. To‘lqin funksiyasi fizik kattaliklar (masalan, ehtimollik zichligi) bilan bog‘liq bo‘lishi kerak. 3. Tenglama chiziqli bo‘lib, superpozitsiya printsipiga bo‘ysunishi lozim. 4. Eksperimental natijalarga mos keladigan tarzda tuzilgan bo‘lishi kerak.

1. Bu de Broyl-Eynshteyn postulatlariga mos kelishi kerak,

$\lambda = h/p$ *va* $\nu = E/h$

2. Bu tenglamaga mos kelishi kerak

$$E=\frac{p^2}{2m}+V \qquad (9)$$

Zarraning umumiy energiyasi E uning kinetik energiyasi $\frac{P^2}{2M}$ va potensial energiyasi V yig‘indisiga teng:

$$E = \frac{P^2}{2M}+V \qquad (10)$$

Bu ifoda zarraning mexanik energiyasini tavsiflaydi, bunda p - impuls, m- massa va V- potensial energiya Shuningdek, to‘lqin funksiyasining chiziqliligi haqida quyidagilarni tushuntirish mumkin: agar $\Psi_1(x,t)$ va $\Psi_2(x,t)$ berilgan potensial energiya V uchun Shrodinger tenglamasining ikki xil yechimi bo‘lsa, u holda ularning har qanday chiziqli kombinatsiyasi ham yechim bo‘ladi:

$$\Psi(x,t) = c_1\Psi_1(x,t) + c_2\Psi_2(x,t) \qquad (11)$$

Bu yerda c_1 va c_2 - ixtiyoriy doimiylar. Chiziqlilik xossasi to‘lqinlarning interferentsiya hodisasini tushuntirishga imkon beradi. Elektromagnit to‘lqinlarda konstruktiv va destruktiv interferentsiya tufayli turli diffraktsiya naqshlari hosil bo‘ladi, bu fizik optikaning muhim tushunchalaridan biridir. Davisson-Germer tajribasi va boshqa eksperimentlar shuni ko‘rsatadiki, diffraktsiya naqshlari elektronlar va boshqa zarralar harakatida ham mavjud. Shuning uchun ularning to‘lqin funksiyalari ham interferentsiyani ko‘rsatadi va ular qo‘shilishi mumkin bo‘lishi kerak. Potensial energiya V odatda x ning, ehtimol hatto t ning funksiyasidir. Ayrim muhim alohida holatlarda esa V faqat x ga bog‘liq bo‘lib, vaqtga bog‘liq emas.

$$V(x,t) = E_0 \qquad (12)$$

Bu faqat erkin zarraning holati, chunki zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch tomonidan berilgan

F =-$\partial V\ (x,t)/\partial x$ *(13)*

Agar V_0 doimiy bo‘lsa, kuch F =-$\frac{dv}{dx}$ nolga aylanadi. Bu holda, Nyutonning harakat qonuniga ko‘ra, zarraning chiziqli impulsi doimiy bo‘ladi. Shuningdek, zarraning umumiy energiyasi E ham o‘zgarmas bo‘lib qoladi. Shuning uchun bu holda differensial tenglamaning yechimi sinusoidal shakldagi to‘lqin funksiyasi bo‘lishi kutiladi, ya’ni doimiy to‘lqin uzunligi va chastotaga ega harakatlanuvchi sinusoidal to‘lqin hosil bo‘ladi. Energiya tenglamasini yozish uchun De Broyl-Eynshteyn munosabatlaridan foydalanib, 2-taxminning A va y orqali ifodasini keltirib chiqaramiz. Bu jarayon ushbu bobda (1-1) tenglama orqali ko‘rib chiqiladi.

To‘lqin funksiyalarining juda qiziqarli va muhim xususiyatini baholash orqali ko‘rish mumkinki, bu erkin zarracha to‘lqin funksiyasining shaklini belgilaydi.

Ψ (x,t) = cos(kx-ωt)+i sin(kx-ωt) (14)

To‘lqin funksiyasi murakkab, ya’ni u xayoliy sonini o‘z ichiga oladi. Shuni eslang, bu xatti-harakat bizni majbur qildi. Biz birinchi bo‘lib Shredinger tenglamasiga oid to‘rtta farazimizni to‘liq haqiqiy erkin zarracha to‘lqin funksiyasidan (1-1) foydalanib qondirish yo‘lini topishga harakat qildik va buni amalga oshirishning oqilona usuli yo‘qligini aniqladik. Faqat biz erkin zarracha to‘lqin funksiyasi xayoliy qismga ega bo‘lishiga ruxsat berganimizga teng bo‘lgan (1-11) erkin zarracha to‘lqin funksiyasidan foydalanib, muvaffaqiyatga erishdik. Bu jarayonda biz ham Shredinger tenglamasida bilan yakunlandik, (5-14). Agar talaba bizning ishonchlilik argumentimizga diqqat bilan qarasa, tenglamada borligi ayon bo‘ladi, chunki u birinchi tartibli hosilani ikkinchi tartibli fazo hosilasi bilan bog‘laydi. Bu, o‘z navbatida, Shredinger tenglamasining umumiy energiyaning birinchi darajasini impulsning ikkinchi darajasi bilan bog‘laydigan energiya tenglamasiga asoslanganligini ko‘rsatadi. Shredinger tenglamasining mavjudligi umumiy holatda (har qanday potentsial energiya funksiyasi uchun) to‘lqin funksiyalarining yechimlari murakkab bo‘lishini va kvant mexanikasining to‘lqin funksiyasi murakkab bo‘lgani uchun u bir vaqtning o‘zida ikkita haqiqiy funksiyani, uning haqiqiy qismi va xayoliy qismini aniqlaydi. Bu klassik mexanikaning "to‘lqin funksiyasi" dan farqli o‘laroq. Masalan, satrdagi to‘lqin bitta haqiqiy funksiya bilan belgilanishi mumkin, bu esa ipning turli elementlarining turli vaqtlarda siljishini ta’minlaydi. Ushbu klassik to‘lqin funksiyasi murakkab emas, chunki klassik to‘lqin tenglamasini o‘z ichiga olmaydi, chunki u vaqtning ikkinchi tartibli hosilasini fazoning ikkinchi tartibli hosilasi bilan bog‘laydi.To‘lqin funksiyalarining murakkab funksiyalar ekanligini hisobga olmaslik kvant mexanikasi nazariyasining zaif nuqtasi emas. Aslida, bu orzu qilingan xususiyat, chunki bu biz to‘lqin funksiyasini suv to‘lqinlarining jismoniy mavjudligi kabi jismoniy mavjudot deb tushunmasligimiz kerakligini darhol anglatadi. Buning sababi shundaki, murakkab miqdorni hech qanday haqiqiy jismoniy asbob bilan o‘lchab bo‘lmaydi. "Haqiqiy" dunyo (bu atamani matematik bo‘lmagan ma’noda ishlatganda) – "haqiqiy" miqdorlar dunyosidir (bu atamani matematik ma’noda ishlatganda).

Shuning uchun biz javob berishga urinmasligimiz yoki hatto savolni qo‘ymasligimiz kerak: Aynan nima qo‘l silkitadi va u nima bilan silkitadi? Talaba elektromagnit to‘lqinlarning tabiatiga oid ana shunday savollarni ko‘rib chiqish o‘n asr fiziklarini efir haqidagi noto‘g‘ri tushunchaga olib kelganini eslaydi. To‘lqin qanday ishlashini tushunish murakkab, shuning uchun yana shunday xatoga yo‘l qo‘yish vasvasasiga tushmaslik kerak. Buning o‘rniga, boshidan ma’lumki, to‘lqin funksiyalari hisoblash qurilmalari bo‘lib, ular faqat Shredinger nazariyasi kontekstida ahamiyat kasb etadi. Ushbu sharhlar to‘lqin funksiyalari mavjudligini anglatmasligi kerak. Jismoniy qiziqish yo‘q. Ushbu va keyingi bo‘limlarda to‘lqin funksiyasining qanday ishlashini ko‘rib chiqamiz, chunki u noaniqlik printsipi bog‘langan zarracha haqida bilishimizga imkon beradigan barcha ma’lumotlarni o‘z ichiga oladi.

W (x,t) to‘lqin funksiyasining xossalari bilan bog‘langan zarrachaning xatti-harakati o‘rtasidagi asosiy bog‘liqlik P (x,t) ehtimollik zichligi bilan ifodalanadi. Bu miqdor x o‘qining birlik uzunligi bo‘yicha, t vaqtda x koordinatasiga yaqin joylashgan zarrachani topish ehtimolini belgilaydi. Birinchi marta 1926 yilda Maks Born tomonidan aytilgan postulatga ko‘ra, ehtimollik zichligi va to‘lqin funksiyasi o‘rtasida bog‘liqlik mavjud.

$$P(x,t) = \Psi^*(x,t)\,\Psi(x,t) \qquad (15)$$

Bu erda T* (x,t) belgisi P (x,t) ning murakkab konjugatini ifodalaydi (F-ilovaga qarang).Ta'kidlash va tushuntirish uchun biz Bornning postulatini quyidagicha takrorlaymiz: Agar t lahzada T (x,t) to'lqin funksiyasi bilan bog'langan zarrachaning joylashishini aniqlash uchun o'lchov o'tkazilsa, u holda zarraning x va x+dx orasidagi koordinatada topilish ehtimoli

P (x,t) dx=T* (x,t) T (x,t) dx (16)

ga teng bo'ladi.

Postulatning asoslanishini quyidagi mulohazalarda topish mumkin. Chunki zarraning harakati bog'langan to'lqin funksiyasining tarqalishi bilan bog'liq (de Broyl sharti), bu ikki ob'ekt fazoda bog'langan bo'lishi kerak. Ya'ni, zarracha to'lqin amplitudasi sezilarli bo'lgan joyda bo'lishi kerak. Shuning uchun $Y'(x,t)$ sezilarli qiymatga ega bo'lgan joyda P (x,t) ham sezilarli qiymatga ega bo'lishi kerak. Biz 5-2-rasmdagi vaziyatni sxematik tarzda tasvirlashga harakat qilamiz.Agar vaziyat boshqacha bo'lganida, nazariya bilan jiddiy qiyinchiliklar paydo bo'lar edi. Misol uchun, agar zarracha fazoda to'lqindan ajratilgan bo'lsa, bir-birini kuzatib borishi kerak bo'lgan ikkita ob'ekt o'rtasida ma'lumot uzatish uchun zarur bo'lgan vaqt tufayli relyativistik muammolar paydo bo'ladi.

1-misol. Ψ* (x,t) Ψ (x,t) albatta haqiqiy ekanligini va musbat yoki nolga teng ekanligini isbotlang. Ψ (x,t) kabi har qanday murakkab **5** funksiya har doim quyidagicha yozilishi mumkin:

Ψ (x,t) =R (x,t)+iI(x,t) (17)

Bu yerda R (x,t) va I (x,t) har ikkisi ham haqiqiy funksiyalar bo'lib, mos ravishda uning haqiqiy va xayoliy qismlari deb ataladi. T (x,t) ning murakkab konjugati quyidagicha aniqlanadi:

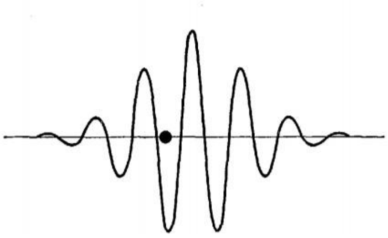
Ψ* (x,t)≡ $R\ (x,t)+iI(x,t)$ (18)

Ikkalasini birga ko'paytirsak, biz quyidagini hosil qilamiz:

Ψ*Ψ=(R-iI)(R+il) (19)

yoki $i^2=-1$

Ψ*Ψ=$R^2-i^2I^2=R^2+l^2$ (20)



1-2 rasm. To‘lqin funksiyasi va unga bog‘liq zarrachaning juda sxematik tasviri. Zarracha to‘lqin funksiyasi sezilarli amplitudaga ega bo‘lgan joyda bo‘lishi kerak.

Shunday qilib

Ψ*(x,t) Ψ (x,t) =$[R\ (x,t)]^2 + [I(x,t)]^2$ (21)

Ya’ni, u ikkita haqiqiy funksiyaning kvadratlari yig‘indisiga teng. Shunday qilib, Ψ* (x,t) Ψ (x,t) haqiqiy va ijobiy yoki nolga teng bo‘lishi kerak. Albatta, Ψ (x,t) dan yaratilishi mumkin bo‘lgan boshqa funksiyalar ham mavjud.

Biroq, bu boshqa barcha imkoniyatlar $\Psi(x,t)$ uchun jismoniy bo‘lmagan xatti-harakatlarga olib kelishini ko‘rsatadigan, bu yerda takrorlash uchun juda uzun argumentlar bilan inkor etilishi mumkin. 3-2-bo‘limda muhokama qilingan elektromagnetizm va kvant mexanikasi o‘rtasidagi o‘xshashlikni yana bir bor ko‘rib chiqishga arziydi. Elektromagnit nurlanish maydonidagi fotonlarning zichligi va elektr maydon vektorining kvadrati o‘rtasidagi bog‘liqlik ehtimollik zichligi va to‘lqin funksiyasining murakkab konjugati bilan ko‘paytirilishi o‘rtasidagi bog‘lanishga o‘xshaydi. Masalan, elektr maydon vektori elektromagnit to‘lqin tenglamasining yechimi bo‘lsa, to‘lqin funksiyasi kvant mexanik to‘lqin tenglamasining yechimidir. Ikkala miqdor ham to‘lqinlarning amplitudalarini belgilaydi. Garchi elektr maydon vektori haqiqiy bo‘lsa ham, to‘lqin funksiyasi murakkabdir. Shuning uchun to‘lqinlar amplitudasining kvadrati E^2 elektromagnit holatda to‘lqinlarning intensivligini beradi. Kvant mexanik holatda esa haqiqiy intensivlikni olish uchun uning kompleks konjugati bilan ko‘paytiriladi:Ψ*Ψ Elektromagnit holatda to‘lqinlarning intensivligi ularning energiya zichligiga proportsionaldir. Har bir foton elektromagnit maydonda energiya hv ni olib yuradi, shuning uchun energiya zichligi fotonlarning zichligiga proportsionaldir. Bir o‘lchov uchun bu fotonni topish ehtimolining birlik uzunligi uchun ifodasi bo‘ladi. Kvant mexanik holatda esa to‘lqinlarning intensivligi to‘g‘ridan-to‘g‘ri ehtimollik zichligini beradi, ya’ni bir o‘lchovda zarrachani topish ehtimolining birlik uzunligiga proportsionaldir.

Muayyan kvantomexanik sistema ma'lum bir potensial energiya bilan tavsiflanadi. Biz shuni aniqladikki, agar potensial energiya vaqtga bog'liq bo'lmasa, ya'ni V(x), potensial uchun Shredinger tenglamasi darhol vaqtga bog'liq bo'lmagan Shredinger tenglamasiga olib keladi. Vaqtga bog'liq bo'lmagan Shredinger tenglamasining joiz yechimlari faqat aniqlangan energiyaning o'sishi tartibida quyidagicha yozamiz

$$E_1, E_2, E_3 \dots \dots, E_n$$

Bu energiyalar potensialning xususiy qiymatlari V (x) deyiladi; ma'lum bir xos qiymatlar to'plamiga ega. Ro'yxat boshidagi xos qiymatlar diskret bo'lishi mumkin. energiyada. Biroq, agar potensial ikkalasi uchun ham cheksiz oshmasa x ning juda katta va juda kichik qiymatlarida xos qiymatlar uzluksiz bo'lib qoladi. ma'lum bir energiya chegarasidan tashqaridagi energiyada.

Har bir xos qiymatga xos funksiya mos keladi.

$$\psi_1(x), \psi_2(x), \psi_3(x), \dots \dots, \psi_n(x)$$

bu potensial uchun Shredinger tenglamasining yechimi hisoblanadi. V (x). Har bir xos qiymat uchun mos to'lqin funksiyasi ham mavjud.

$\Psi_1(xt), \Psi_2(xt), \Psi_3(xt), \dots, \Psi_n(xt), \dots$ bundan bilamizki, bu to'lqin funksiyalari quyidagilar:

$$\psi_1(x)e^{-iE_1t/h}, \psi_2(x)e^{-iE_2t/h}, \psi_3(x)e^{-iE_3t/h} \dots \dots \psi_n(x)e^{-iE_nt/h}$$

Har bir to'lqin funksiya V (x) potensial uchun Shredinger tenglamasining yechimi bo'ladi.

Ketma-ket integral qiymatlarni qabul qiladigani uchun ishlatiladigan n indeksi biror xos qiymatni va unga mos xos funksiya va to'lqinni belgilash. kvant soni deb ataladi. Agar tizim to'lqin funksiyasi bilan tavsiflansa LPn (x,t) n kvant holatida deb ataladi. Ψ n (x,t) to'lqin funksiyalarning har biri Shredingerning xususiy yechimi bo'ladi.

V (x) potensial uchun tenglama. Bu tenglama to'lqin funksiyasida chiziqli bo'lgani uchun biz ushbu funksiyalarning har qanday chiziqli kombinatsiyasi ham yechim bo'lishini aniqlaydi Bu 5-2-misolda ikkita to'lqin funksiyasining chiziqli kombinatsiyasi holati uchun tekshirilgan, ammo isbotni barcha funksiyalarning ixtiyoriy chiziqli kombinatsiyasi ekanini ko'rsatish uchun ochiq-oydin kengaytirishi mumkin. Bo'linma uchun Shredinger tenglamasining yechimlari hisoblanadi potensial V (x), ya'ni V (x).

$$\Psi(xt) = c_1\Psi_1(xt) + c_2\Psi_2(xt) + \cdots c_n\Psi_n(xt) + \cdots$$

ham o‘sha Shredinger tenglamasining yechimi bo‘ladi. Aslida, bu ifoda eng katta V (x) potensial uchun Shredinger tenglamasi yechimining umumiy shakli. Uning umumiylikni quyidagilardan iborat funksiya ekanligini ta’kidlash orqali baholash mumkin: boshqariladigan nisbatlarda birlashtirilgan turli funksiyalarning juda katta soni rostlanuvchi o‘zgarmaslar cn.

Shuni ta’kidlash kerakki, Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lmagan tenglamasi ham chiziqli tenglamadir, lekin Shredinger tenglamasidan farqli o‘laroq, u E to‘liq energiyani o‘z ichiga oladi. shuning uchun turli xil elementlarning ixtiyoriy chiziqli kombinatsiyasi tenglamani qanoatlantiradi. Shuning uchun turli yechimlarning ixtiyoriy chiziqli kombinatsiyasi tenglamani qanoatlantiradi. Agar ularning barchasi bir xil E qiymatiga mos kelsa, keyingi bobda ko‘ramizki Shredinger tenglamasining vaqtga bog‘liq bo‘lmagan ikki xil yechimi E ning o‘sha qiymati tenglamaning ikkinchi tartibli hosilaga ega. Biz ham ko‘ramiz ikkala yechim ham har doim ham maqul emas, hatto E ning maqul qiymatida ham. Agar zarra shunday holatda bo‘lsa, uning to‘la energiyasini o‘lchash mumkin, faqat bittasi natijaga olib keladi, E xos qiymat, u to‘lqin funksiyasi bilan xarakterlanadi.

$\Psi = \psi(x)e^{-iEt/h}$ Misol tariqasida (bu yerda uning uch o‘lchamliligi muhim emas) elektronni keltirish mumkin. vodorod atomining asosiy holati. Bu holda ehtimollik zichlig funksiyasi

$$\Psi * \Psi = \psi^*(x)e^{-\frac{iEt}{h}}\psi(x)e^{-\frac{iEt}{h}} = \psi^*(x)\psi(x)$$

vaqtga bog‘liq emasligini yuqorida ko‘rib o‘tdik. Zarrani shunday holatda deb hisoblaymizki. Uning to‘liq energiyasini o‘lchash quyidagi ikkita natijadan biriga olib kelishi mumkin: E 1 yoki E 2 ning xos qiymati. U holda zarrani tavsiflovchi to‘lqin funksiya quyidagicha bo‘ladi:

$$\Psi = c_1\,\psi_1(x)e^{-iE_1t/h} + \psi_2(x)e^{-iE_2t/h}$$

Bunga uyg‘ongan holatdan o‘tish jarayonidagi elektron misol bo‘la oladi. Atomning asosiy holatigacha bo‘lgan holatda bo‘ladi. Bu holda ehtimollik zichligi funksiyasi ga tengligini ko‘rsatib tebranishlar chastotasini hisoblaymiz. Bizda ehtimollik zichligi uchun

$$\Psi^*\Psi = \left[c_1^*\,\psi^*{}_1(x)e^{-\frac{iE_1t}{h}} + c_2^*\psi^*{}_2(x)e^{-\frac{iE_2t}{h}}\right]$$

$$\left[c_1\,\psi_1(x)e^{-iE_1t/h}+c_2\psi_2(x)e^{-iE_2t/h}\right]$$

Qavs ichidagi ikkita hadni ko‘paytirish orqali to‘rtta had hosil qilamiz.

$$\Psi^*\Psi = c_1^*\,c_1\psi^*{}_1(x)\psi_1(x)+c_2^*c_2\psi^*{}_2(x)\psi_2(x)+$$

$$c_2^*\,c_1\psi^*{}_2(x)\psi_1(x)e^{-\frac{i(E_2-E_1)t}{h}}c_1^*\,c_2\psi^*{}_1(x)\psi_2(x)e^{-i(E_2-E_1)t/h}$$

Vaqtga bog‘liqlik dastlabki ikkitasida yo‘qoladi, ammo ikkinchisida yo‘qolmaydi. Bu ikki atama quyidagilarni o‘z ichiga oladi vaqt o‘tishi bilan v chastota bilan tebranadigan murakkab eksponentalar. Kompleks ko‘rsatkichlarni qaytayozib,darhol shuni ko‘ramizki

$$\upsilon=\frac{E_2-E_1}{2\pi h}=\frac{E_2-E_1}{h}$$

Yuqorida olib kelinayotgan natijalariga kelsak, biz ba’zi juda qiziqarli mulohazalarni aytishimiz mumkin. Vodorod atomining asosiy holatidagi elektronni ko‘rib chiqamiz. Chunki electron ehtimollik zichligi sezilarli bo‘lgan har qanday joyda topilishi mumkin. U ko‘taradigan qiymat, zaryad ma’lum bir joy bilan cheklanmaydi. Shunday qilib, qachonki atomdagi elektronning o‘rtacha xossalari haqida gapirganda, quyidagilarni aytish o‘rinli bo‘ladi: uning ehtimollik zichligiga proporsional bo‘lgan zaryadlar taqsimoti S ehtimollik zichligi asosiy holatdagi vaqtga, zaryadning taqsimlanishiga bog‘liq emas, ham. Lekin klassik elektromagnitizmda ham zaryadlarning statik taqsimoti sodir bo‘ladi. Nurlanmaslikni ko‘rib turibmizki, kvant mexanikasi yechish usulini beradi, barqarorlik va emissiyaga oid eski kvant nazariyasining paradoksi radiatsiya, atomlarning asosiy holatlari.

Uyg‘ongan atomlar haqiqatan ham nur chiqaradi va pirovardida yana o‘zining dastlabki holatiga qaytadi, asosiy holatlar. Vodorod atomining uyg‘ongan holatdan asosiy holatga o‘tish jarayonidagi elektronni ko‘rib chiqamiz. Uning ehtimollik zichligi va u bilan bog‘liq bo‘lgan zaryadlar taqsimoti vaqt o‘tishi bilan berilgan chastota bilan o‘zgaradi.

$$\upsilon=\frac{E_2-E_1}{h}$$

bu yerda E_2 - uyg‘ongan holat energiyasi va E_1 - asosiy holat energiyasi. Klassik elektromagnetizmga ko‘ra, zaryadlarning bunday taqsimlanishi kutilgan bo‘lar edi. bir xil chastotali nurlanish chiqaradi; lekin bu ham aynan bir xil chastota. Bor va Eynshteyn aytgan foton chiqarilishi kerak, chunki tashilayotgan energiya foton – E_2 - E_1. Albatta, yerdagi elektron uchun bunday bo‘lishi mumkin emas. atomning holati, chunki asosiy holat uchun pastroq energiyali holat yo‘q. aralashib, ehtimollikning tebranma zichligini yoki zaryad taqsimotini hosil qiladi. Atomda chiqariladigan fotonlar chastotalarini to‘g‘ri bashorat qilishdan tashqari o‘tishlar, kvant mexanikasi ham sekundiga ehtimolliklarni to‘g‘ri bashorat qiladi. o‘tishlar sodir bo‘ladi. Biz bu prognozlarni 8-bobda olamiz. 5-13-misolning hisobini oddiy kengaytirish yo‘li bilan. Ko‘rinib turibdiki buning bevosita natijasi eski kvant nazariyasining chalkash tanlov qoidalari hisoblanadi,ushbu prognozlardan.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Abdulla Dursoatov, Safarali Abduqodirov. POLEMIRLI ERITMALARNING REOLOGIK XOSSALARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024.134-137-b

2. Abdulla Dursoatov, Humoyuddin Boboniyozov. SIRKA KISLOTASIDA COOH GURUHNING MOLEKULALARARO O‘ZARO TA’SIRDAGI ROLI VA ULARNING KOMBINATSION SOCHILISH SPEKTRLARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024. 138-141-b

3. Abdulla Dursoatov, Ilhom Turdaliyev. CHUMOLI KISLOTASIDA COOH GURUHNING MOLEKULALARARO O‘ZARO TA’SIRDAGI ROLI VA ULARNING KOMBINATSION SOCHILISH SPEKTRLARINI O‘RGANISH. Science and innovation. 2024. 125-129-b

4. Shokir Tursunov, Abdulla Dursoatov, Ulug‘Bek Qurbonov. SBT BO‘YOQ VA UNING HOMODIMERLARINING ERITMALARI SPEKTRAL-LUMINESSENT VA FOTOKIMYOVIY XUSUSIYATLARI. Science and innovation. 2024. 81-85-b

5. Boymirov Sherzod, Dursoatov Abdulla. Monokarbon kislotalarda cooh guruhning molekulalararo o ‘zaro ta’siridagi roli va ularning kombinatsion sochilish spektrlari. Educational Research in Universal Sciences. 244-250-b

6. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Gayibnazarov Rozimurod Bakhtiyorovich, Axmedova Manzura Gulomjonovna, Berdikulova Shakhsanam Umaralievna, Muminjonov Sadiqbek Ikromjonovich. The Role of Problematic Types of Physics Questions in Directing the Reader to Creative Activity. The Peerian Journal. 2022. P-54-58.

7. Makhmudov Yusup Ganievich, Boymirov Sherzod Tuxtaevich. Step-By-Step Processes of Creative Activity of Students in ProblemBased Teaching of the Department of Physics “Electrodynamics” in Secondary Schools. Eurasian Journal of Learning and Academic Teaching. 2022. P-132-135.

8. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, PRINCIPLES OF MATERIAL SELECTION IN PROBLEM TEACHING OF ELECTRODYNAMICS. Scientific Bulletin of Namangan State University. 2020. P-362-368.

9. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Shermatov Islam Nuriddinovich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich. METHODS OF FORMATION OF EXPERIMENTA. World scientific research journal. 2022. P-14-21.

10. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich, Shermatov Islam Nuriddinovich. DESIGN LABORATORY ASSIGNMENTS AIMED AT THE FORMATION OF EXPERIMENTAL SKILLS. World scientific research journal. 2022. P-8-13.

11. Боймиров Ш.Т. УЗЛУКСИЗ ТАЪЛИМ ТИЗИМИДА “ЭЛАСТИКЛИК КУЧИ” МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ УЗВИЙЛИГИ. Science and innovation 3 (Special Issue 29), 350-352-b

12. Боймиров Шерзод Тухтаевич, Қурбонов Бехруз Бахтиёр Ўғли. ҚУЁШ СИСТЕМАСИДАГИ МАЙДА ПЛАНЕТАЛАРНИНГ ФИЗИК ТАБИАТИ МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024, 353-355

13. Боймиров Шерзод Тухтаевич. УМУМТАЪЛИМ МАКТАБЛАРИДА МЕХАНИКА БЎЛИМИГА ОИД ФИЗИК ТУШУНЧАЛАР МАЗМУНИ ЎРГАНИШНИ ТАКОМИЛЛАШТИРИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024. 309-312-b.

14. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Eshonqulova Oyjamol Nomoz Qizi. IXTISOSLASHGAN MAKTABLARDA “TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI” MAVZUSINI O ‘QITISH METODIKASI. Science and innovation. 2024. 306-308-b.

15. Boymirov Sh T, Dursoatov A Ch, Tursunov Sh T. METHODOLOGY OF ORGANIZING AND ITS CONDUCT OF STUDY PRACTICE FOR PHYSICS IN

HIGHER EDUCATION WITH PROBLEM CONTENT. International journal of conference series on education and social sciences (Online), 2023.

16. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Akbarov Abdulaziz Axrorovich. The Second General Law Of Thermodynamics Teaching Method. Czech Journal of Multidisciplinary Innovations. 2022. P-13-18.