

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta mahsus ta'lim vazirligi



Toshkent irrigatsiya va qishloq xo'jaligini mexanizatsiyalash muhandislar instituti

Gidromelioratsiya fakulteti

Gidrologiya va Gidrogeologiya kafedrasi

REFERAT

Bajardi: II- bosqich

201-gurux talabasi

Toshkent-2018

ИССИКЛИК НУРЛАНИШИ

ФОТОНЛАР

1-§. Иссиклик нурланиши

2- §. Абсолют кора жисмни урганиш муаммолари

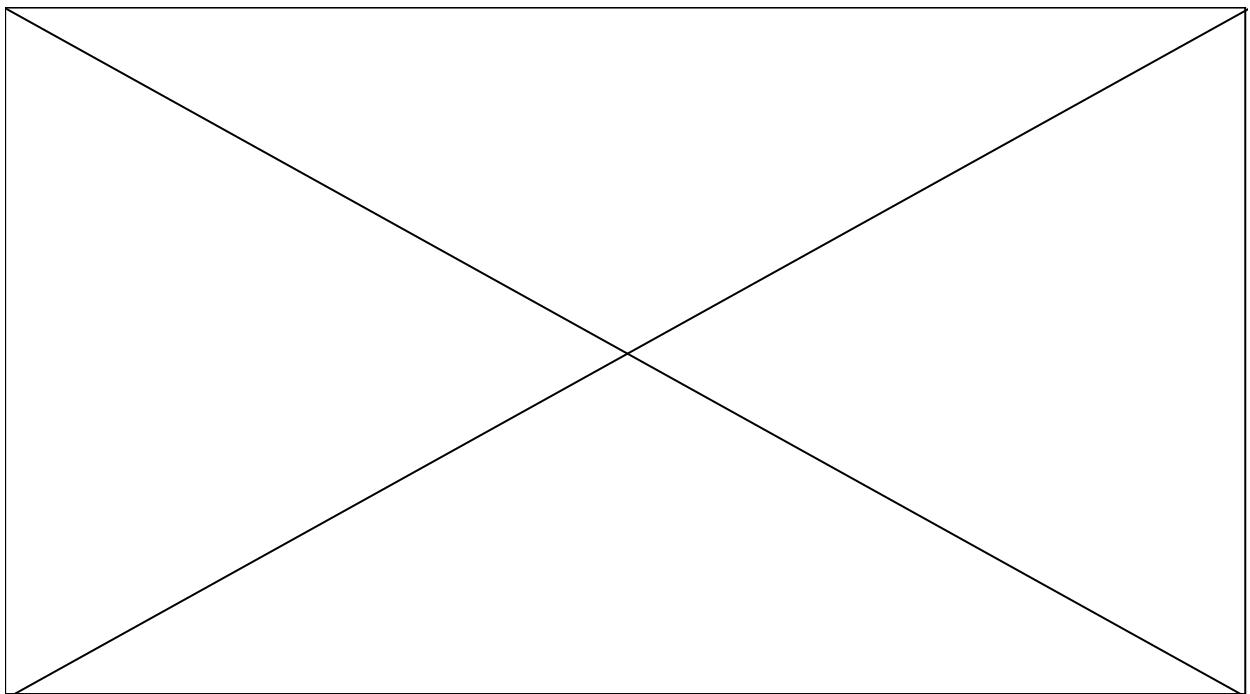
3- §. Стефан - Болцьман конуни ва Вин конуни

4- §. Фотоэффект

5- §. Комптон эфекти

1-§. Иссиклик нурланиши

Нурланишлар турли хил булади. Масалан, оксидланаётган фосфорнинг нурланиши, газларда электр ток утиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, каттик жисмларни электронлар билан бомбардимон килиш натижасида вужудга келадиган нурланиш, киздирилган жисмнинг нурланиши, яъни иссиклик нурланиш ва хоказо. Бу нурланишлар бир-биридан узларининг вужудга келишининг табиати билан ажralиб туради. Мисол учун, хавода оксидланаётган фосфор химиявий узгаришда ажralадиган энергия хисобига нурланади. Нурланишларнинг энг куп таркалгани жисмларни киздириш оркали вужудга келтириладиган (киздириш оркали вужудга келтириладиган) нурланишdir. Нурланишнинг бу тури иссиклик (ёки температуравий) нурланиш деб аталади. Бу нурланиш абсолют нольдан фаркли барча температурадаги жисмларда кузатилади ва температурага кучли боғлик булади, унча юкори булмаган температурада амалда фактат узун (инфракизил) электромагнит тулкинлар таркалади. Шунинг учун, баъзан, иссиклик нурланишни температуравий нурланиш деб аталади.



Тажрибанинг курсатишича, нурланувчи жисм билан мувозанат холатда булувчи нурланиш факат битта, у хам булса иссиклик нурланишидир. Хамма бошка тур нурланишлар мувозанатсиз нурланиш хисобланади. Иссиклик нурланишининг нурланаётган жисмлар билан мувозанатда булишига температура ортганда жисмнинг нурланиш интенсивлиги хам орта бориши сабаб булади. Жисм билан нурланиш орасида мувозанат бузилган ва жисм энергия ютмайди, балки энергия чикаради деб фараз килайлик. У вактда жисмнинг ички энергияси камая бориб, температуранинг пасайишига олиб келади. Бу эса, уз навбатида, жисм чикара диган энергиянинг камайишига олиб келади. Жисмнинг температураси жисмда нурланаётган энергия микдори, унда ютилаётган энергия микдорига тенглашгунча пасая боради. Агар мувозанат бошка томонга бузилса, яъни нурланаётган энергия микдори ютилаётгандан кам булса, жисмнинг температураси мувозанат юз бергунча кутарилади. Шундай килиб, жисм нурланиш системасидаги мувозанатнинг бузилиши мувозанатни тикловчи процессларни вужудга келтиради (тасвирда нурланиш турлари ва фотоэлементлар иши келтирилган).

2-§. Абсолют кора жисмни урганиш муаммолари

Кирхгоф конуни

Иссиклик нурланишини характерлаш учун ватт хисобида улчанадиган энергия окими катталигидан фойдаланамиз.

Нурланаётган жисмнинг бирлик сиртидан хамма йуналиш буйлаб (2π фазовий бурчак шаклда) чикараётган энергия окими жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги R_E деб аталади (белгиларни мураккаблаштирмаслик максадида R нинг пастидаги "э" индексини тушириб колдирамиз). Нурланиш турли ω частотали (ёки λ узунликли) тулкинлардан иборат. Жисмнинг бирлик сиртидан ω ω частоталар интервалида чикараётган энергия

окимини dR_ω билан белгилайлик $\propto \omega$ интэрвалнинг кичик кийматида dR_ω оким $\propto \omega$ га пропорционал булади:

$$dR_\omega = r_\omega d\omega \quad (1)$$

r_ω - катталик жисмнинг чикариш кобилияти деб аталади. Тажрибадан маълум булишича, чикариш тобилияти жисмнинг температурасига кучли боғлик. Демак, r_ω частота температуранинг функциясидир. Энергиявий ёритувчанлик хам мос равишда температуранинг функцияси хисобланади. Чикариш кобилиятини билган холда энергиявий ёритувчанликни хисоблаш мумкин:

$$R_\omega = \int_0^\infty r_{\omega,T} \cdot d\omega \quad (2)$$

Нурланишни ω частота урнига λ тулкин узунлиги билан характерлаш мумкин. $d\omega$ спектр кисмига $d\lambda$ тулкин узунлик интервали мос келади. Айнан бир соҳани аникловчи $d\omega$ ва $d\lambda$ лар $\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega$ формуладан келиб чикувчи оддий муносабат билан бояланган. Дифференциаллаш:

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (3)$$

ни беради. Бу ерда минус ишора ω ва λ катталиклардан бирининг ортиши билан иккинчисининг камайишини курсатади. Шунинг учун бу ишорани ёзмаса хам булади. Энергиявий ёритувчанликнинг $d\lambda$ интервалга тугри келувчи кисмини (1)га ухшатиб

$$dR_\lambda = r_\lambda \cdot d\omega \quad /4/$$

куриниша ёзиш мумкин.

Агар (1) ва (4) ифодаларга кирувчи ($d\omega$ ва $d\lambda$ интерваллар (3) муносабат билан бояланган булса, яъни спектрнинг айнаи бир кисмига тегишли булса, dR ва dR_λ катталиклар бир хил булиши керак:

$$r_\lambda \cdot d\lambda = r_\omega \cdot d\omega$$

Кейинги тенгликда $d\lambda$ (3) га асосан алмаштирасак куйидагини оламиз:

$$r_\omega \cdot d\omega = r_\lambda \cdot \frac{2\pi c}{\omega^2} \cdot d\omega = r_\lambda \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot d\omega,$$

бундан

$$r_{\omega} = r_{\lambda} \cdot \frac{2\pi c}{\omega^2} = r_{\lambda} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi c}$$

/5/

(5) ёрдамида dR_1 дан r_{ω} га ва аксинча утиши мумкин.

Жисм сиртининг элементар юзага $d\omega$ частота интервалида булган электромагнит тулкинларнинг нурий энергия оқими $d\phi_{\omega}$, тушаётган булсин. Бу оқимнинг $d\phi_{\omega}$, кисмини жисм ютади.

$$\alpha_{\omega T} = \frac{d\phi'_{\omega}}{d\phi_{\omega}}$$

Куйидаги /6/

улчимсиз катталиктини жисмнинг ютиш кобилияти деб аталади. Ютиш кобилияти жисмнинг температурасига боғлик. Демак, частота ва температуранинг функциясидир.

Таърифга кура $\alpha_{\omega T}$ бирдан катта булиши мумкин эмас. Тушаётган хамма частотали нурланишни тулик юта оладиган жисмлар учун $\alpha_{\omega T} = 1$. Бундай жисм абсолют кора жисм деб аталади. Ихтиёрий жисмнинг чикариш ва ютиш кобилияти уртасида аник боғланишмавжуд. Бунга куйидаги тажрибадан кейин ишонч хосил килиш мумкин. Узгармас Т температурада тутиб турилувчи берк кобик ичига бир нечта жисм киритилган булсин. Кобик ичидаги хаво суриб олинган, демак, жисмлар узаро ва кобик билан факат электромагнит тулкинларни чикариш ва ютиш билан энергия алмашинишлари мумкин.

Демак, жисмларнинг $r_{\omega T}$ чикариш кобилияти канча катта булса, унинг ютиш кобилияти хам шунча катта булади. Бундан куйидаги муносабат келиб чикади:

$$\left(\frac{\Gamma_{\omega, T}}{\alpha \omega T} \right)_1 = \left(\frac{\Gamma_{\omega, T}}{\alpha \omega, T} \right)_2 = \left(\frac{\Gamma r_{\omega T}}{\alpha \omega T} \right) = \dots,$$

бунда 1,2,3 ва х.к. индекслар турли жисмларга тегишли. Кирхгоф куйидаги конунни юкоридагилардан холоса килиб таърифлаган: чикариш ва ютиш кобилиятларининг узаро нисбати жисмларнинг табиатига боғлик булмай, хамма жисмлар учун частота (тулкин узунлиги) хамда температуранинг бирдай (универсал) функцияси хисобланади:

$$\frac{r_{\omega, T}}{\alpha \omega T} = f(\omega, T)$$

/7/

Чикариш кобилиятини билган холда энергиявий ёритувчанликни хисоблаш мумкин:

$$R_s = \int dR_{wlt} = \int_0^{\infty} r_{wlt} \cdot dw \quad (8)$$

Нурланишни ω частота урнига λ тулкин узунлиги билан характерлаш мумкин. Спектр кисмига ($d\lambda$) тулкин узунлик интервали мос келади. Айнан бир сохани аникловчи $d\omega$ ва $d\lambda$ лар $\lambda = c/v = 2\pi c/\omega$ формуладан келиб чикувчи оддий муносабат билан багланган. Дифференциаллаш:

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad /9/$$

ни беради. Бу ерда минус ишора со ва λ катталиклардан бирининг ортиши билан иккинчисининг камайишини курсатади. Шунинг учун бу ишорани ёзмаса хам булади. Энергиявий ёритувчанликнинг $d\lambda$ интервалга тугри келувчи кисмини (1)га ухшатиб

$$dR_\lambda = r_\lambda \cdot d\lambda \quad /10/$$

куриниша ёзиш мумкин.

3-§. Стефан - Болцьман конуни ва Вин конуни

$f(\omega_1 T)$ функгиянинг куринишини назарий келтириб чиқариш учун булган жуда куп уринишлар узок вакт масаланинг умумий ечимини бера олмади. Стефан (1879) экспериментал натижаларни анализ килиб, исталган жисмнинг R_s энергиявий ёритувчанлиги абсолют температуранинг туртинчи даражасига пропорционал деган холосага келди. Лекин кейинги аник, улчашлар унинг холосасида хато борлигини курсатди. Больцман (1884) термодинамик муроҳ¹ заларга асосланиб, абсолют кора жиемнин!* энергиявий ёритувчанлиги учун куйидаги ифодани назарий йул билан

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega_1 T) d\omega = G \cdot T^4 \quad /1/$$

бу ерда G - узгармас катталик,

' J ' - абсолют температура.

Шундай килиб, Стефан абсолют кора жисмлар билан эксперимент утказмаган булса хам, унинг кора булмаган жисмлар учун килган холосаси, факат абсолют кора жисмлар учунгина уринли булиб чиқди.

Абсолют кора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги билан абсолют температура орасидаги (1) муносабат Стефан-Болкгман конуни деб

аталган. G константани Стефан-Болкгман доимийси деб аталади. Унинг тажрибавий киймати

$$G=5.7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}^4$$

/ 2 /

га тенг.

Вин (1893) термодинамикадан ташкари яна электромагнит назариядан хам фойдаланиб, спектрал максимот функцияси куйидаги куринишга эга булишини курсатади:

$$f(\omega_1 T) = \omega^3 \cdot F\left(\frac{\omega}{T}\right)$$

/3/

Бу ерда F - частотанинг температурага нисбатининг номаълум функцияси. $\varphi(\lambda_1 T)$ функция учун куйидаги ифода хосил булади:

$$\varphi(\lambda_1 T) = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda_2} \cdot \left(\frac{2\pi \cdot c}{\lambda} \right)^3 \cdot F\left(\frac{2\pi \cdot c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \cdot \psi(\lambda_1 T)$$

/4/

бу ерда $\varphi(\lambda_1 T)$ λ T купайтманинг номаълум функцияси. (4)

муносабат $\varphi(\lambda_1 T)$ функциянинг максимуми тури келган λ_m тулкин узунлиги билан температура орасидаги боғланишни келтириб чиқаришга имкон беради. (4)ни λ га нисбатан дифференциаллаймиз:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^6} \cdot T \psi'(\lambda T) - \frac{5}{\lambda^6} \cdot \psi(\lambda T) = \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T \psi'(\lambda T) - 5\psi(\lambda_1 T)]$$

/5/

Квадрат кавс ичидаги ифода бирор $\varphi(\lambda_1 T)$ функцияни беради. $\varphi(\lambda_1 T)$ функциянинг максимумига мос келган λ_m тулкин узунлиги учун (5) ифода нолга айланиши лозим:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_m} = \frac{1}{\lambda_m^6} \cdot \psi(\lambda_m T) = 0$$

Тажрибадан келиб чиқдики, $\lambda_m \neq \infty$, $\varphi(\lambda_m T) = 0$ шарт бажарилиши лозим. Охирги тенгламанинг $\lambda_m T$ номаълумга нисбатан ечими бирор сонни беради. Биз уни в харфи билан белгилаймиз.

Шундай килиб, Виннинг силжиш конуни деб аталувчи

$$T \cdot \lambda_m = \epsilon$$

/6/

муносабат хосил булади. Константа в нинг экспериментал киймати куйидагicha:

$$B = 2,90 \cdot 10^7 \text{ A} \cdot \text{м}^2/\text{рад} = 2,90 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{рад}$$

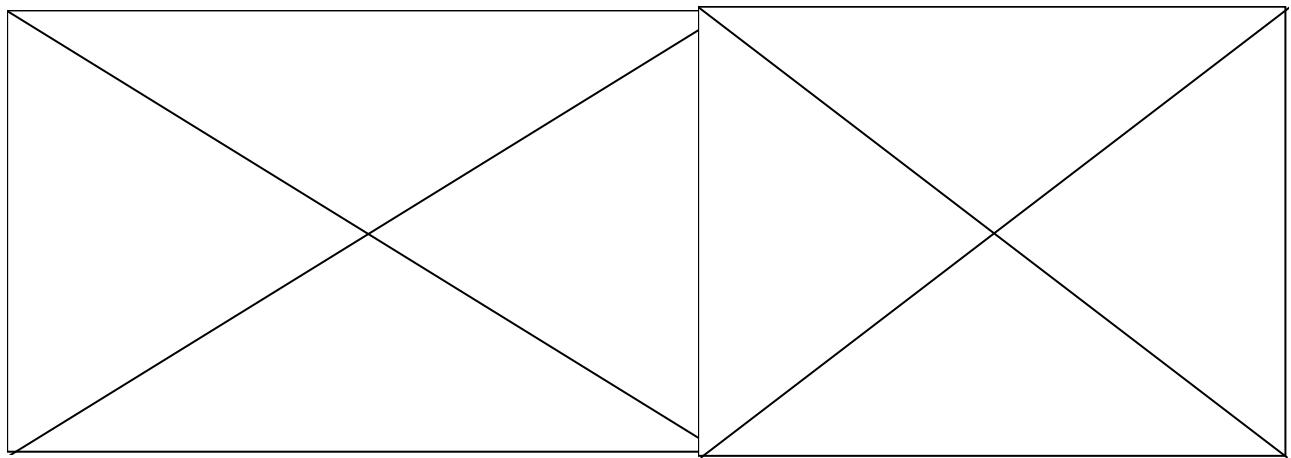
4-§. Фотоэфект

Фотоэфект конуулари ва назарияси

Фотоэфект ходисасини биринчи булиб 1887 йилда Г.Герц кузатган.

Фотоэфект – ёргулук таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чикишидир.

Фотоэфект буйича микдорий текширишларни рус физиги А.Г.Стлетов бажарди (1888-1889 йиллар). У куйидаги тажрибани утказди. Икки металл электроддан бири пластинка шаклида, иккинчиси эса турсимон шаклда ясалган булиб, улар гальванометр занжирига уланган. Курилма коронгиликка жойлаштирилганда занжир буйлаб электр токи кузатилмади. Лекин катод вазифасини утаётган пластинканинг ёритилиши биланок занжир- да ток пайдо булади. Анод вазифасини утаётган тур ёритилса, занжирда электр токи вужудга келмайди. Демак ёргулук таъсирида катод сиртидан манфий зарядли зарралар ажралиб чикади ва улар анод томон харакатланиб, занжирда электр токини хосил килади. Бу токни фототок деб аталади(1-расм).



1-расм

2-расм

1898 йилда Леонард ва Томсон катоддан ажралиб чикаётган зарраларнинг магнит майдонда огишига асосланиб, уларнинг солиширма зарядини аникладилар. Бу эса катоддан ажралаётган зарралар электронлардир, деган хulosага олиб келди. 2-расмда ёргулук оқими Φ_1 ва Φ_2 булган холлар учун фототокнинг анод ва катод орасидаги кучланишга боғликлигини ифодаловчи эгри чизиклар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмдан куринишича, электр майдон тезланувчи характерга (К да -, А да +) эга булганда фототокнинг киймати кучланишга монанд равишда ортиб боради. Кучланишнинг бирор кийматидан бошлаб фототок узгармай колади, яъни туйинади. Бошкacha айтганда, фотоэлектронларнинг барчаси анодга етиб боради. Фототокнинг бу кийматини туйиниш токи деб аталади. Лекин фотокатодга

тушаётган ёрглик окими узгартирилса, туйиниш токинигн киймати хам узгаради. Масалан, 2-расмда тасвирланган графикларда $I_{\text{т}} < I_{\text{н}}$ чунки $\Phi_1 < \Phi_2$. Бу тажрибалар фотоэффектнинг биринчи конунини келтириб чикарди: муайян фотокатодга тушаётган ёргликтин спектрал таркиби узгармас булса, фототокнинг туйиниш киймати ёрглик окимига тугри пропорционалдир. Агар электр майдон етарлича кучли булса, фотоэлектронлар анодга етиб бормасдан уз энергияларини сарфлаб куйади. Натижада занжирдаги фототок тухтаб колади. Бу холга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг киймати $U_{\text{тухт.}}$ ни тухтатувчи кучланиш (баъзан тухтатувчи потенциал) деб аталади. Тажрибаларнинг курсатишича, тормозловчи майдон кучайтирилган сари фототок охиста камайиб боради ва $U=U_{\text{тухт.}}$ ва $I=0$ булиб колади. $U=U_{\text{тухт.}}$ булганда хатто, энг катта тезликка эга фотоэлектронларнинг кинетик энергияси хам тормозловчи майдон каршилигини енга олмайди. Бу чегаравий холдан фойдаланиб куйидаги муносабатни ёза

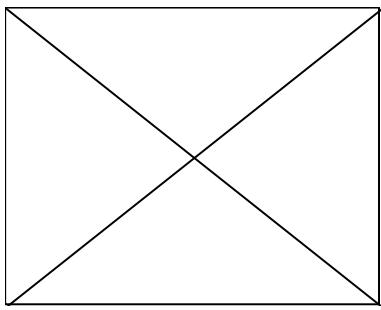
$eU_{\text{макс.}} = \frac{1}{2} m_e \cdot V_{\text{max}}^2$ оламиз: бунда e ва m_e мос равища электроннинг заряди ва массаси, V_{max} фотоэлектрон киймати. Тажриба натижасида фотоэффектнинг иккинчи конуни юзага келди: муайян фотокатод-

дан ажралиб чикаётган фотоэлектронлар бошлангич тезликларининг максимал киймати ёр углик интенсивлигига болглик эмас. Ёрглик тулкин узунлиги узгарса, фотоэлектронларнинг тезликлари хам узгаради. 3-расмда $U_{\text{тухт.}}$ нинг киймати ва ёрглик частотаси орасида чизикили болганиш мавжуд. Частотанинг бирор v_k кийматида фотоэлектронларнинг тезлиги нолга тенг булади. Часто-танинг бу киймати чегара хисобланади. $v < v_k$ частотали ёрглик фотоэффект ходисасини вужудга келтирмайди. Фотоэффект кузатилиши учун

$$\lambda_k = \frac{c}{v_k}$$

частотали ёрглик таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос булган тулкин узунликни фотоэффектнинг “кизил чегараси” деб аташ одат булган. Фотоэффектнинг учинчи конуни ана шу кизил чега- ра хакидаги хulosадир: хар бир фотокатод учун бирор “кизил чегара” мавжуд булиб, ундан каттарок тулкин узунликли ёрглик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди. λ_k нинг киймати ёрглик интенсивлигига мутлако болглик эмас, у фактот катод материалининг химиявий табиатига ва сиртининг холатига болглик. Нихоят тажрибаларда намоён буладиган яна бир факт мавжуд: ёргликтин фотокатодга тушиши билан фотоэлектронларнинг хосил булиши орасида сезиларли вакт утмайди. Бу фотоэффектнинг туртинчи конунидир. Баён этилган бу турт конун фотоэффектнинг хусусиятларини тула характерлайди. 1905 йилда Эйнштейн ёргликтин квант назариясини яратди. Ёрглик квантлар тарика- сида нурланибина колмай, балки ёрглик энергиясининг таркалиши хам, ютилиши хам квантлашган булади. Эйнштейн фотоэффектга энергининг сакланиш конунини куллади. Фотон билан элек -троннинг таъсирашувви жараёнида фотоннинг энергияси электронга угади. Бошкача айтганда, таъсирашувга кадар ёрглик квант тарзида намоён булаётган энергия таъсирашувдан сунг электроннинг энергиясига айланади. Агар бу энергия етарлича катта (яъни $\hbar v > A_2$) булса, металлдан электрон ажралиб чикади. Энергиянинг колган кисми эса металлдан ташкарига чикиб олган электрон(яъни фотоэлектрон)нинг максимал кинетик энергияси

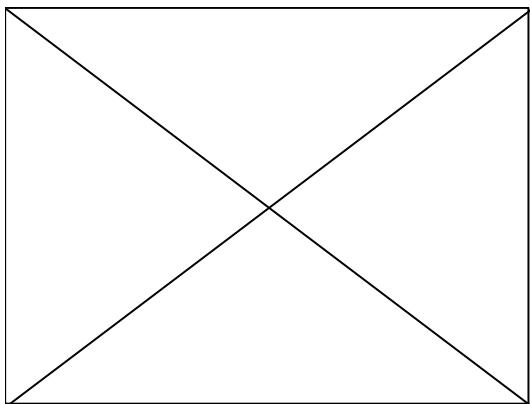
$\hbar v = A_2 + \frac{m_e \cdot V_{\text{max}}^2}{2}$ сифатида намоён булади. Шунинг учун тенглама бажарилади. Бу ташки фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади.



3-расм.

5 - §. Комптон эффекти

1923 йилда [Комптон](#) рентген нурларининг турли моддаларда сочилишини урганиб, сочилган нурлар таркибида бирламчи тулкин узунлиги λ билан бир каторда, ундан катта λ' тулкин узунликка эга булган нурларнинг хам борлигини сезган. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ айрма λ га



4-расм.

хам, сочувчи модда табиатига хам боғлиқ булмас экан. Тажриба йули билан куйидаги

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta) = 2\lambda_0 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

конуният аникланган: бу ерда θ - сочилган нурланиш йуналиши билан бирламчи даста йуналиши орасида хосил булган бурчак, λ - узгармас катталик булиб, у $0,0242 \text{ \AA}$ га teng. Комптон тажрибасининг схемаси 4-расмда курсатилган. Диофрагмалар ёрдамида хосил килинган ингичка монокроматик рентген нурлар дастаси СМ сочувчи моддага каратиб йуналтирилган. Сочилган нурланишнинг спектрал таркиби K_p кристал ва UK ионизацион камерадан ташкил топган [рентген спектрограф](#) ёрдамида урнатилган.

Тест саволлари (1-5§)

Узлаштириш саволлари.

1. Нурланишнинг турлари нечта?
2. Иссиклик нурланишда кандай жараён хосил булади?
3. Кандай жисм абсолют кора жисм дейилади?
4. Кирхгоф конуни нима хакида?
5. Нурланиш функцияси кандай ифодаланади?
6. Абсолют кора жисмнинг нурланиши кандай ифодаланади?
7. Стефан-Больцман конуни кандай ифодаланади?
8. Энергиявий ёритувчанлик харорат билан кандай боғланган?
10. Фотоэффект кандай ходиса?
11. Фотоэффект конунлари кандай ифодаланади?
- 12.. Фотоэффект учун Эйнштейн формуласи кандай ифодаланади?
- 13 Комптон эффекти бу кандай эффект?
14. Сочилган нур билан бирламчи нур орасида кандай фарк бор?

Иссиклик

Жисмларни киздирилган вактда узидан нур тарқатиш жараёнига иссиклик нурланиши дейилади.

Инфракизил

Тулкин узунлиги кизил нурни тулкин узунлигидан катта булган нур булиб у кузгга

Фототок

Ёрихлик нури тасирида моддалардан электронларни ажралиб чикиши натижасида юзага келган электр токига фототок дейилади.

Солиштирма

Электрон зарядни унинг массасига булган нисбатига солиштирма заряд

дайилади.

Фотоэлектронлар

Ёрихлик нури таъсирида моддадан ажралиб чиккан электронларга
фотоэлектронлар дайилади.

Чегаравий

Фотоэффект ходисасини кузатиш мумкин булган энг кичик ёргуликнинг
частотасига чегаравий частота дайилади.

Кизил

Фотоэффект ходисасини кузатиш мумкин булган энг кичик w_0 частота ёки 10
түлкин узунлиги фотоэффектнинг кизил чегараси дайилади.

Комpton эфекти

Рентген нурлари моддалар тушган вактда, шу моддаларнинг атомлари билан
узаро таъсирлашиб нурлар сочилади ва иккиламчи нурланиш юзага келади. Бу
ходисага комптон эфекти дайилади.

Рентген

спектрографияси рентген нурларининг түлкин узунликларини аникладиган курилмага рентген
спектрографияси дайилади.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Alibekov L.A., Nishonov S.A. Tabiatni muhofaza qilish va tabiiy resurslardan ratsional foydalanish. T. 1982.
2. Arifxonova M. Rastitel'nost' Ferganskoy dolinO` T.1967.
3. Babushkin L.N., Kogay N.A. Sostoyanie voprosa o fiziko-geograficheskom Rayonirovanii Sredney Azii i Uzbekistana. NauchnO`e trudO` VO`p. 231. VoprosO` geograficheskogo Rayonirovaniya Sredney Azii i Uzbekistana. T. 1964.
4. Baratov P. O`zbekistondaryolari va ularning xo`jalikdagi ahamiyati. T. 1967.
5. Baratov P. Tabiatni muhofaza qilish. «O`qituvchi» nashri. T. 1991.
6. Baratov P. Sultanov YU. Tabiiy geografiyasidan laboratoriya mashg'ulotlari. T. 1984.
7. Baratov P. O`zbekiston tabiiy geografiyasi. T. 1996.
8. Baratov P., M.Mamatqulov, A.Rafiqov. O`zbekiston tabiiy geografiyasi. T.2002.
9. Balashova e.N. i dr. Klimaticheskie opisanie respublik Sredney Azii. Gidrometeoizdat. M. 1960.
10. Bogdanov O.P. JivotnO`e Uzbekistana. T. 1978.
11. BurO`gin V.A., Marininkovskaya M.I. O`zbekistonda tabiatni muhofaza qilish. T. 1980.
12. Gvozdetskiy N.A. Sredneaziatskaya gornaya strana. V.kn. Fiziko-geograficheskoe Rayonirovanie 1968.
13. Genusov A.Z. i dr. Pochvenno – klimaticheskoe Rayonirovanie Sredney Azii. T. 1965.

Internet saytlari

www.ziyonet.uz

www.google.uz