



4.2.2. Gaismas korpuskulārās īpašības

Šajā nodaļā aplūkosim svarīgākās gaismas parādības, kuras pierāda, ka *gaismai ir korpuskulāra daba*, t. i., ka *gaisma ir gaismas kvantu jeb fotonu plūsma*. Tās ir: ārējais fotoefekts, Komptona efekts un gaismas spiediens.

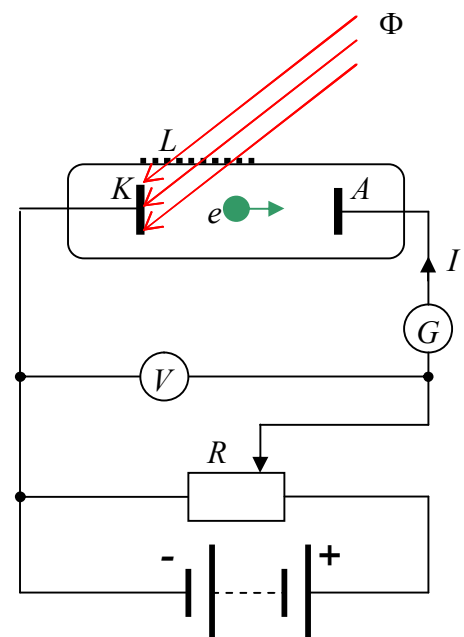
4.2.2.1. Ārējais fotoefekts un tā likumi

Fotoelektriskais efekts jeb fotoefekts ir gaismas izraisīta elektriska parādība. Pastāv ārējais un iekšējais fotoefekts. Turpmāk apskatīsim *ārējo fotoefektu*, t. i., *elektronu izraušanu no vielas, kas atrodas cietā vai šķidrā agregātstāvoklī, ja vielu apstaro ar gaismu* (elektronu izraušanu gaismas iedarbībā no atsevišķiem atomiem vai molekulām, kad viela atrodas gāzveida stāvoklī, sauc par *fotojonizāciju*). Ja elektroni gaismas iedarbībā zaudē tikai saiti ar „saviem” atomiem un molekulām, bet paliek apgaismotās vielas iekšienē kā „brīvie” elektroni (tiek daļēji atbrīvoti), palielinot materiāla elektrovadītspēju, tad fotoefektu sauc par *iekšējo fotoefektu* (1873. gadā atklājis amerikāņu fiziķis *V. Smits*).

Pirmoreiz ārējo fotoefektu 1887. gadā novēroja vācu fiziķis *H. Hercs* (1857 – 1884). Viņš ievēroja, ka elektrodus apgaismojot ar elektriskā loka starojumu, dzirkstele starp tiem pārlec, pastāvot mazākam spriegumam. Ja novieto starp loku un elektrodu dzirksteļspraugu stikla plāksnīti, efekts nav novērojams, tātad efektu rada elektriskā loka ultravioletais starojums, ko stikls aiztur.

Vispusīgi šo parādību no 1888. gada līdz 1890. gadam pētīja krievu zinātnieks *A. Stoļetovs* (1839 – 1896). *A. Stoļetova* eksperimenta principiālā shēma parādīta 4.2.3. attēlā. Baterijas negatīvais pols pievienots metāla plāksnītei *K* (katodam), bet pozitīvais pols – elektrodam *A* (anodam). Abi elektrodi ievietoti izsūknētā traukā, kuram ir kvarca lodziņš *L* (caurspīdīgs redzamai gaismai un ultravioletajam starojumam). Tā kā elektriskā ķēde ir pārtraukta, tad strāva tajā neplūst. Apgaismojot katodu *K*, gaisma izsūt elektronus (fotoelektronus), kas virzās uz anodu *A*, un ķēdē parādās strāva *I* (fotostrāva).

Lietojot šādu slēgumu, var izmērīt fotostrāvas stiprumu (ar galvanometru *G*) un fotoelektronu ātrumu atbilstoši dažādām sprieguma *U* vērtībām starp katodu un



4.2.3. att.



anodu, kā arī dažādos katoda apgaismojuma apstākļos.

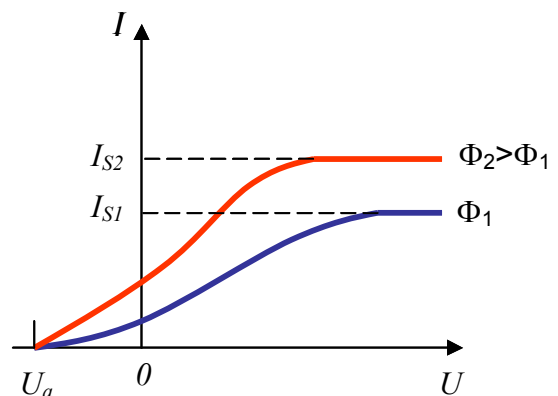
No eksperimentu rezultātiem A. Stoļetovs secināja:

- 1) visefektīvāk novēroto parādību izraisa ultravioletais starojums;
- 2) gaisma no vielas izrauj negatīvi lādētas daļiņas, kuras elektriskā lauka ietekmē pārvietojas no negatīvā katoda uz pozitīvo anodu, un ķēdē rodas strāva;
- 3) novērotās fotostrāvas stiprums ir proporcionāls uz katodu krītošās gaismas plūsmai Φ ;
- 4) fotoefektu var iegūt ļoti īsā apgaismojuma laikā, t. i., fotoefekts praktiski ir bez inerces.

1899. gadā angļu fiziķis Dž. Tomsons (1856 – 1940) un vācu fiziķis F. Lenards (1862 – 1947) pēc nolieces elektriskajā un magnētiskajā laukā noteica fotoefektā atbrīvoto lādiņnesēju īpatnējo lādiņu, t. i., $\frac{q}{m} = \frac{e}{m_e} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$, tātad var secināt, ka šie lādiņnesēji ir elektroni.

1902. gadā F. Lenards pierādīja, ka no metāla izsisto elektronu ātrums ir atkarīgs tikai no gaismas frekvences, bet nav atkarīgs no gaismas intensitātes. Viņš arī pierādīja, ka elektronu atraušānāi no metāla vajadzīgs zināms minimāls izejas darbs A , tāpēc fotoefektam eksistē katrai vielai sava garo viļņu garumu robeža („sarkanā robeža”) λ_0 . Sevišķi mazs izejas darbs A , tātad liela garo viļņu robeža λ_0 piemīt sārnu metāliem (Li $\lambda_0=516$ nm, Na $\lambda_0=590$ nm, K $\lambda_0=620$ nm).

Sakarību starp strāvas stiprumu I un spriegumu U , ja tiek saglabāta konstanta gaismas plūsma Φ , sauc par *voltampēru raksturlīkni*. Divas voltampēru raksturlīknes pie divām dažādam gaismas plūsmām parādītas 4.2.4. attēlā. Pieaugot spriegumam, pieaug arī fotostrāva, sasniedzot noteiktu vērtību I_S , ko sauc par *sātstrāvu*. Mazu spriegumu gadījumā tikai daļa elektronu, kas izrauti no metāla, nokļūst līdz anodam, bet pārējie elektroni atgriežas uz katoda. Ja spriegums starp elektrodiem pieaug, mazāks elektronu daudzums atgriežas uz katoda. Ja spriegums kļūst tik liels, ka visi elektroni, kas izrauti no katoda, sasniedz anodu, sprieguma pieaugums fotostrāvas stiprumu vairs neietekmē un iestājas sātstrāva. Jo lielāka ir starojuma plūsma Φ_2 , jo lielāka ir sātstrāvas vērtība I_{S2} .



4.2.4. att.



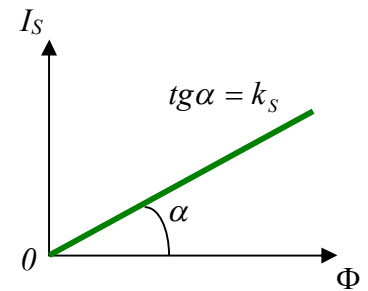
Ja netiek mainīts izmantotā starojuma spektrālais sastāvs, tad pie konstanta sprieguma U iegūto fotostrāvas I atkarību no starojuma plūsmas Φ sauc par *apgaismojuma raksturlīkni*. Vakuuma fotoelementu apgaismojuma raksturlīkne, ja spriegums atbilst sātstrāvas rajonam, ir taisne, kas iet caur koordinātu sākumpunktu, t. i., $I \sim \Phi$ (4.5. att.), tādēļ fotosātstrāvas stiprums

$$I_s = k_s \Phi, \quad (4.2.23)$$

kur k_s - *fotokatoda sātstrāvas jutība*.

Fotosātstrāvas stiprums ir tieši proporcionāls uz fotoelementu krītošā starojuma plūsmai, ja starojuma plūsmas spektrālais sastāvs paliek nemainīgs - šis ir pirmais ārējā fotoefekta likums (Stoļetova likums).

Sātstrāvas stiprums ir proporcionāls no katoda laika vienībā izrauto elektronu skaitam, tādēļ *no fotokatoda laika vienībā izrauto elektronu skaits pie nemainīga plūsmas spektrālā sastāva ir proporcionāls krītošā starojuma plūsmai.*



4.2.5. att.

Ja spriegums kļūst vienāds ar nulli, fotostrāvas stiprums nekļūst nulle (4.2.4. att.). Pieliekot fotoelementa elektrodiem spriegumu pretējā virzienā (katods – pozitīvs, anods – negatīvs) un palielinot tā vērtību, fotostrāva sāk samazināties, līdz izbeidzas, kad sasniegta sprieguma vērtība U_a , ko sauc par *aizturētājspriegumu*. Tā voltampēru raksturlīknes daļa, kas atbilst negatīvām sprieguma vērtībām, parāda, ka elektroniem, ko gaisma izrauj no katoda, ir dažādi ātrumi. Tie elektroni, kuriem ir mazs ātrums, nespēj pārvarēt pat nelielu elektrisko lauku, kas bremzē elektronu kustību, un tie nerasniedz anodu, tādēļ fotostrāva samazinās. Kad darbs eU (e – elektrona lādiņš), kas nepieciešams pretēji uzliktā elektriskā lauka pārvarēšanai, kļūst lielāks par visātrāko elektronu kinētisko enerģiju $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ (m – elektrona masa), visi izrautie elektroni atgriežas uz katoda un fotostrāvas fotoelementā nav. Nosacījums, pie kura izbeidzas fotostrāva:

$$eU_a = \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (4.2.24)$$

A. Stoļetova, F. Lenarda un citu zinātnieku veikto eksperimentālo pētījumu rezultātā tika atklāti vēl divi ārējā fotoefekta pamatlikumi.

Otrais ārējā fotoefekta likums:



enerģija, ko elektrons saņem no gaismas, nav atkarīga ne no krītošās gaismas intensitātes, ne arī no vielas dabas un tās temperatūras. Šo enerģiju nosaka tikai krītošās monohromatiskās gaismas frekvence, un šī enerģija ir proporcionāla frekvencei.

Trešais ārējā fotoefekta likums:

neatkarīgi no gaismas intensitātes fotoefekts sākas tikai pastāvot noteiktai (katram metālam īpašai) minimālai gaismas frekvencei (maksimālajam viļņa garumam), ko sauc par fotoefekta „sarkano robežu”.

Otro un trešo fotoefekta likumu nevar izskaidrot ar gaismas viļņu teoriju. Atbilstoši šai teorijai gaismas intensitāte ir proporcionāla elektromagnētiskā viļņa, kas „iešūpo” elektronu metālā, amplitūdas kvadrātam, tāpēc jebkuras frekvences un pietiekami lielas intensitātes gaismai vajadzētu izsist elektronus no metāla jeb, citiem vārdiem, fotoefekta „sarkanajai robežai” nevajadzētu pastāvēt. Šāds secinājums ir pretrunā ar trešo fotoefekta likumu. Savukārt, jo lielāka ir gaismas intensitāte, jo lielāku kinētisko enerģiju no tās vajadzētu saņemt elektronam, tāpēc fotoelektronu ātrumam vajadzētu pieaugt, palielinoties gaismas intensitātei; šis secinājums ir pretrunā ar otro fotoefekta likumu.

4.2.2.2. Einšteina vienādojums

1905. gadā, izmantojot kvantu priekšstatus, ārējo fotoefektu izskaidroja A. Einšteins (1879 – 1955). Saskaņā ar kvantu fizikas priekšstatiem ķermeņi gaismu absorbē tādām pašām porcijām – kvantiem, kādām tā, saskaņā ar Planka hipotēzi, tiek izstarota. Starojuma enerģiju elektrons saņem vienā mijiedarbības aktā porcijas $h\nu$ veidā (formula 4.2.17). Tādējādi pēc gaismas kvanta absorbēšanas elektronam ir enerģija $W = h\nu$, kas saskan ar otro ārējā fotoefekta likumu. Ja $h\nu > A$ (A – elektrona izejas darbs), tad elektrons var izrauties no vielas, kinētiskās enerģijas veidā paņemot līdzīgu pārpalikušo enerģiju. Ja elektrons pirms izešanas no vielas paspēj sadurties ar vielas atomiem, daļa tā enerģijas sadursmēs zūd, un pēc izešanas no vielas fotoelektrona kinētiskā enerģija ir mazāka nekā aprēķinātā starpība ($h\nu - A$). Sadursmēs elektrons var zaudēt lielu daļu enerģijas, un palikušās enerģijas var nepietikt izejas darba veikšanai. Šādā gadījumā elektrons nepamet vielu un uz absorbētās gaismas enerģijas rēķina viela sasilst.

Ja elektrons pēc gaismas kvanta absorbcijas nezaudē enerģiju sadursmēs un izlido no vielas, ir spēkā vienādojums

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (4.2.25)$$



Tas ir *Einšteina vienādojums*, kas ir enerģijas nezūdamības vienādojums fotona un elektrona mijiedarbībai.

Einšteina vienādojums rāda, ka fotoefekta garo viļņu robežu nosaka katoda materiāla īpašības, ko raksturo elektrona izejas darbs no šī materiāla. Ja gaismas frekvenci samazina un gaismas kvanta enerģija kļūst mazāka par elektrona izejas darbu ($h\nu < A$), tad elektrons pēc šāda kvanta absorbcijas nespēj atstāt vielu un fotoefekts nenotiek. Robežgadījumā gaismas kvanta enerģija ir vienāda ar izejas darbu: $h\nu_0 = A$, tādēļ fotoefekta „sarkano” (garo) viļņu robežai atbilstošā frekvence ν_0 un viļņa garums λ_0 ir izsakāmi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}; \quad (4.2.26)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{hc}{A}. \quad (4.2.27)$$

Ja krītošās gaismas intensitāte ir ļoti liela, kā, piemēram, spēcīga lāzera starojuma gadījumā, tad ir iespējams *daudzfotonu fotoefekts*, kad viens elektrons absorbē vairākus (N) gaismas kvantus vienlaicīgi, tātad

$$\nu_0 = \frac{A}{Nh} \text{ un} \quad (4.2.28)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{Nhc}{A}, \quad (4.2.29)$$

kur $N = 2, 3, 4, 5$.

4.2.2.3. Fotoefekta izmantošana

Ārējais fotoefekts tiek izmantots ļoti nozīmīgā fizikāli tehniskā ierīcē, kuru sauc par *vakuuma fotoelementu*. Vakuuma fotoelementa katods K ir metāla slānis, kas uzklāts izsūknētā stikla balona iekšējai virsmai; anods A ir metāla gredzens, kas atrodas balona centrālajā daļā. Apgaismojot katodu, fotoelementa ķēdē sāk plūst elektriskā strāva, kuras stiprums ir proporcionāls gaismas plūsmai.

Fotoelementus, kuros izmantots iekšējais fotoefekts, sauc par *pusvadītāju fotoelementiem* jeb *fotorezistoriem*. To izgatavošanai lieto selēnu, svina sulfīdu un dažus citus pusvadītājus. Pusvadītāju fotoelementu fotojutība simtiem reižu pārsniedz vakuuma fotoelementu fotojutību. Pusvadītāju fotoelementu trūkums ir to ievērojamā inerce – fotostrāvas stipruma maiņa novēlojas attiecībā pret fotoelementa apgaismojuma maiņu, tāpēc pusvadītāju fotoelementus nevar lietot strauji mainīgu gaismas plūsmu reģistrēšanai.



Tā kā fotostrāvas stiprums ir proporcionāls gaismas plūsmai, tad fotoelementus izmanto par fotometriskiem aparātiem. Pie tādiem aparātiem pieder, piemēram, *luksmetrs* (apgaisojuma mēraparāts) un *fotoelektriskais ekspanometrs*.

Ar fotoelementu var pārveidot gaismas plūsmas svārstības atbilstošās fotostrāvas svārstībās. Šo parādību plaši izmanto skaņu kino un televīzijas tehnikā (caur kinofilmas skaņas celiņu izgājušās gaismas plūsmas izmaiņas tiek pārveidotas atbilstošās fotostrāvas svārstībās, kuras, savukārt, pēc pastiprināšanas pārveido reproduktora membrānas skaņas svārstībās.

Sevišķi liela nozīme fotoelementiem ir ražošanas procesu telemehānizācijā un automatizācijā. Apvienojumā ar elektronisko pastiprinātāju un releju fotoelements ir neatņemama automātisko ierīču sastāvdaļa, kas, reaģējot uz gaismas signāliem, vada dažādu rūpniecības un lauksaimniecības iekārtu un transporta mehānismu darbu.

Iekšējais fotoefekts tiek izmantots vēl vienā fotoelementu paveidā – *pusvadītāju sprotslāņa fotoelementā* (pusvadītāja un metāla kontakta vietā izveidojas sprotslānis, kuram piemīt vienvirziena vadītspēja – tas laiž cauri elektronus tikai virzienā no pusvadītāja uz metālu). Sprotslāņa fotoelements gaismas enerģiju tieši pārveido elektriskajā enerģijā.

Par pusvadītājiem sprotslāņa fotoelementā lieto selēnu, germāniju un silīciju. Mūsdienu silīcija fotoelementu (ko apgaiso ar Saules gaismu) lietderības koeficients ir 12 ... 15%; no teorētiskiem aprēķiniem izriet, ka to var paaugstināt līdz 22%. Silīcija fotoelementu baterijas, kas nosauktas par *Saules baterijām*, sekmīgi izmanto kosmiskajos pavadoņos un kuģos radioaparātūras barošanai.

4.2.2.4. Fotoni

Fiziķis M. Planks izskaidroja absolūti melna ķermeņa termiskā starojuma spektru, pieņemot, ka gaismas emisijai (izstarošanai) ir diskrēts raksturs un gaisma tiek *izstarota* atsevišķu gaismas porciju jeb kvantu veidā. A. Einšteins izskaidroja ārējo fotoefektu, pieņemot, ka gaisma tiek arī *absorbēta* tādu pašu porciju veidā. Turpinot šo pieeju, A. Einšteins izvirzīja hipotēzi, ka gaisma arī izplatās diskrētu daļiņu – gaismas kvantu veidā, kuras 1926. gadā nosauca par *fotoniem*. A. Einšteina izvirzītā hipotēze ir apstiprināta daudzos eksperimentos.

Viens no fotonu raksturlielumiem, kas jau iepriekš tika apskatīts, ir *enerģija*

$$\varepsilon = h\nu. \quad (4.2.30)$$

Bez tam, fotonus raksturo arī *masa* m_f un *impulss* K_f (tā, ka fotons vienmēr kustas ar gaismas ātrumu, tad fotonam nav miera masas!). Šos raksturlielumus var saistīt ar fotona enerģiju, izmantojot universālo masas un enerģijas proporcionalitātes likumu (relativitātes teorijas sakarību):



$$W = mc^2, \quad (4.2.31)$$

kur pašā vispārīgākā gadījumā m ir matērijas (daļiņas vai daļiņu sistēmas) masa, W – tās enerģija, c – gaismas ātrums vakuumā.

Izmantojot sakarību (4.2.31) fotonam, var rakstīt: $h\nu = m_f c^2$, tādēļ iegūst

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} \text{ vai} \quad (4.2.32)$$

$$m_f = \frac{h}{c\lambda}. \quad (4.2.33)$$

Aprēķinot masu redzamās gaismas (piem., $\lambda_1 = 500 \text{ nm}$) fotoniem, tā ir $m_1 = 4,4 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$ un rentgenstaru (piem., $\lambda_2 = 0,01 \text{ nm}$) fotoniem - $m_2 = 2,2 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Fotons kustas ar gaismas ātrumu c , tāpēc tā impulss

$$K_f = m_f c = \frac{h\nu}{c} \text{ vai} \quad (4.2.34)$$

$$K_f = m_f c = \frac{h}{\lambda}. \quad (4.2.35)$$

4.2.2.5. Gaismas spiediens

Domu, ka gaisma rada spiedienu uz apgaismojamo ķermeņi, pirmais izteica *vācu zinātnieks J. Keplers (1571 – 1630)*, izmantojot gaismas mehānisko korpuskulu teoriju, tomēr gaismas spiedienu konstatēt eksperimentāli ilgu laiku neizdevās, tādēļ daži zinātnieki (piem., *T. Jungs*) to izmantoja kā pretargumentu gaismas korpuskulu teorijai.

Būtiska attīstība gaismas spiediena pētījumos sākās *1873. gadā*, kad *Dž. Maksvels.*, attīstot gaismas elektromagnētisko teoriju, teorētiski aprēķināja gaismas spiedienu atkarībā no apgaismojuma. Drīz pēc tam gaismas spiedienu izmērīja eksperimentāli, un rezultāti labi saskanēja ar Maksvela teoriju. Arī gaismas kvantu jeb fotonu teorija deva identiskus rezultātus (izskaidro gaismas spiedienu līdzīgi kā kinētiskajā gāzu teorijā izskaidro gāzes spiedienu uz trauka sienu).

Pieņemsim, ka *1 sekundē* perpendikulāri uz virsmu ar laukumu S krīt N fotoni un fotona impulss ir $\frac{h\nu}{c}$, tad fotonu absorbcijas gadījumā tiek pārnestis impulss $N \cdot \frac{h\nu}{c}$ vai fotonu atstarošanas gadījumā $N \cdot \frac{2h\nu}{c}$, no kurienes izriet, ka uz virsmas laukuma vienību pārnestais



impulss, t. i., gaismas spiediens ir $p_{abs} = \frac{N}{S} \cdot \frac{h\nu}{c}$ vai $p_{ast} = \frac{N}{S} \cdot \frac{2h\nu}{c}$. Ja virsmas gaismas atstarošanas koeficients ir r (tas ir robežās $0 \leq r \leq 1$), tad gaismas spiediens

$$p = p_{abs} + p_{ast} = \frac{(1-r)N}{S} \cdot \frac{h\nu}{c} + \frac{rN}{S} \cdot \frac{2h\nu}{c} = (1+r) \frac{N}{S} \cdot \frac{h\nu}{c}. \quad (4.2.36)$$

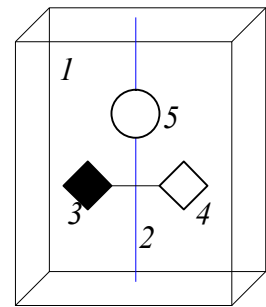
Starojuma enerģijas plūsma, kas krīt uz virsmu S , ir $\Phi_s = N \cdot h\nu$ un fotonu skaits, kas sekundē krīt uz virsmu S , ir $N = \frac{\Phi_s}{h\nu}$, tāpēc gaismas spiedienu var izteikt arī šādi:

$$p = \frac{\Phi_s}{Sc} (1+r) = \varpi (1+r). \quad (4.2.37)$$

Šeit ϖ ir elektromagnētiskā starojuma enerģijas blīvums.

Aplūkosim arī, kā gaismas spiediena rašanos izskaidro elektromagnētisko viļņu teorija. Elektromagnētiskam gaismas viļnim krītot uz kādu virsmu S , tā elektriskā lauka intensitāte E rada vai nu lādiņu pārbīdes, t. i., polarizācijas strāvu (dielektriķos), vai vadītspējas strāvu I (metālos). Uz šo strāvu pēc kreisās rokas likuma darbojas elektromagnētiskā gaismas viļņa magnētiskā lauka indukcijas B izraisīts spēks F , kas arī ir gaismas spiediena spēks. Spēks F uz laukuma vienību ir gaismas spiediens $p = \frac{F}{S}$. Var pierādīt, ka gadījumā, ja gaisma krīt perpendikulāri uz virsmu, gaismas spiediena izteiksme sakrīt ar formulu (4.2.37).

Gaismas spiedienu rūpīgi izstrādātā un lieliskā eksperimentā pirmo reizi konstatēja un izmērīja (1899 – 1900) krievu fiziķis P. Ļebedevs (1866 – 1912). Šī eksperimenta principiālā shēma parādīta 4.2.6. attēlā. Izsūknētā traukā 1 nostieptam stikla pavedienam 2 piestiprinātas divas vieglas plāksnītes 3 un 4, no kurām vienai virsma ir melna (tā gaismu absorbē), bet otrai – spoža (tā gaismu atstaro).



4.2.6. att.

Plāksnīte, uz kuru virzījās gaismas kūli, tā ietekmē novirzījās. Novirzes dēļ pavediens savērpās par kaut kādu leņķi, kuru izmērīja ar tālskati un pavedienam pielīmēto spogulīti 5. Pēc vērpes leņķa vērtības aprēķināja gaismas spiedienu uz plāksnīti. Ļebedeva eksperimentā iegūtās gaismas spiediena vērtības saskanēja ar teorētiski aprēķinātajām gaismas spiediena vērtībām.

1907. gadā, P. Ļebedevs veica nākamos eksperimentus un izmērīja gaismas spiedienu uz gāzēm.

Ļebedeva eksperimenta nozīme ir ļoti liela, jo ar to tika pierādīts, ka gaismai piemīt impulss un masa, t. i., ka gaismai ir tāda pati materiāla daba kā makroskopiskajiem ķermeņiem.



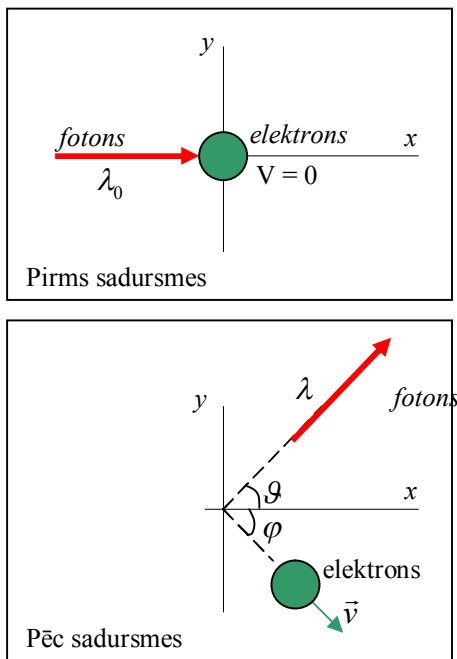
Ar to bija konkrēti pierādīts, ka gaisma, un tāpat arī citi elektromagnētiskie lauki, ir matērijas izpausmes forma.

4.2.2.6. Komptona efekts

Lai gan gaismas spiedienu vienādi sekmīgi izskaidro kā kvantu, tā viļņu teorija, šai parādībai ir specifisks kvantu raksturs. It sevišķi skaidri to var konstatēt, apgaismojot mazus objektus ar vāju gaismas plūsmu, ko veido neliels skaits „masīvu” fotonu, piemēram, apgaismojot brīvos elektronus ar cietajiem rentgenstariem ($\lambda \approx 10^{-10} \text{ m}$). Šajā gadījumā elektrons saņem ievērojamus grūdienus no atsevišķiem fotoniem.

Fotonu un elektronu mijiedarbību eksperimentāli pirmo reizi novēroja *amerikāņu fiziķis A. Komptons (1892 – 1962) 1923. gadā*. A. Komptons pētīja rentgenstaru izkliedi dažādās vielās un konstatēja, ka,

apstarojot ar rentgenstariem vielu, kurā ir brīvi vai vāji saistīti elektroni, notiek rentgenstaru izkliede, pie tam izklienētā starojuma viļņa garums palielinās (šo parādību nosauca par *Komptona efektu*).



4.2.7. att.

Komptona efekta shēma parādīta 4.2.7. attēlā. Fotons, kuram enerģija ir $h\nu_0$, daļu šīs enerģijas sadursmē atdod elektronam. Tā rezultātā elektrons atlec sāņus, bet fotons maina savas kustības virzienu (izklienējas). Izklienētā fotona enerģija $h\nu < h\nu_0$ (jo daļu enerģijas fotons ir atdevis elektronam). Tātad $\nu < \nu_0$, bet $\lambda > \lambda_0$ (kur λ un λ_0 - izklienēto un krītošo fotonu viļņu garumi).

Eksperimenti un teorija liecina, ka izklienētā fotona viļņa garuma palielinājums $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ ir atkarīgs tikai no izkliedes leņķa ϑ . No daudziem mērījumiem A. Komptons secināja, ka

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\vartheta), \quad (4.2.38)$$

kur λ_c - konstante, ko sauc par *Komptona viļņa garumu*; Komptona iegūtā konstantes skaitliskā vērtība ir $\lambda_c = 2,41 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$. Vēlāk tika noskaidrots, ka $\lambda_c = 2,426 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$. Vislielākā izmaiņa $\Delta\lambda_{\text{max}} = 2\lambda_c$ atbilst izkliedes leņķim $\vartheta = \pi$.



Rentgenstaru izkliedi, kas nav saistīta ar viļņa garuma izmaiņu, sauc par *Tomsona izkliedi*. Šo izkliedi izraisa atomi, un tā norisinās principā tāpat kā redzamās gaismas izkliede no sīkām daļiņām.

Komptona efektu var labi izskaidrot, izmantojot kvantu teoriju, ja apskata rentgenstaru fotonu mijiedarbību ar elektronu līdzīgi kā elastīgu sadursmi ar brīvu daļiņu. Vieglo ķīmisko elementu atomos ir salīdzinoši daudz ar kodolu vāji saistītu elektronu, un to saites enerģija, salīdzinot ar rentgenstaru fotona enerģiju, ir maza, tādēļ šos elektronus var uzskatīt par brīviem jeb nesaistītiem. Notiekot fotona un elektrona elastīgai sadursmei, ir spēkā impulsa un enerģijas nezūdamības likumi. Ja pirms sadursmes elektronam impulsa nav, un pēc sadursmes elektrona impulsu apzīmē ar \vec{K} , bet fotona impulss pirms sadursmes ir \vec{K}_{f_0} un pēc sadursmes \vec{K}_f , impulsa nezūdamības likums ir uzraksāms šādi:

$$\vec{K}_{f_0} = \vec{K}_f + \vec{K}. \quad (4.2.39)$$

Enerģijas nezūdamības likums :

$$m_0c^2 + h\nu_0 = mc^2 + h\nu, \quad (4.2.40)$$

kur $h\nu_0$ un $h\nu$ ir fotona enerģija attiecīgi pirms un pēc sadursmes, m_0c^2 un mc^2 - elektrona pilnā enerģija pirms un pēc sadursmes; m_0 - elektrona miera masa; c - gaismas ātrums. Elektrona *iegūtā kinētiskā enerģija* ir $mc^2 - m_0c^2 = W_k$. Tā kā starpība $h\nu_0 - h\nu$ ir liela, un elektrona iegūtais ātrums arī var būt liels, procesa aprakstam ir jālieto relativitātes teorijas sakarības.

Ievērojot relativitātes teoriju un sakarības (4.2.39); (4.2.40), var pierādīt, ka izklienētā fotona viļņa garuma palielinājums

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\vartheta). \quad (4.2.41)$$

Sakarība (4.2.41) atbilst formulai (4.2.38), ja

$$\lambda_C = \frac{h}{m_0c}. \quad (4.2.42)$$

Pēc šīs formulas aprēķinātā Komptona viļņa garuma λ_C vērtība ir $\lambda_C = 2,426 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$, un tā labi saskan ar eksperimentos noteikto vērtību.

Ja vienādībā (4.2.42) ievieto eksperimentālo λ_C vērtību, m_0 un c vērtības, var aprēķināt Planka konstanti h , kuras vērtība labi saskan ar citu metožu dotajiem rezultātiem.



Tā kā $\Delta\lambda$ nav atkarīgs no λ , bet λ_c ir mazs lielums salīdzinājumā ar redzamās gaismas viļņa garumu, kas ir aptuveni 500 nm , tad redzamās gaismas izkliede nav saistīta ar viļņa garuma maiņu, kuru tik un tā šajā spektra rajonā nebūtu iespējams konstatēt.

Elektronu, kurš Komptona efektā iegūst impulsu, sauc par *atsitiena elektronu*.

Izmantojot Mendeļejeva periodiskās sistēmas elementus ar lielāku atoma kārtas skaitli sistēmā, tiem Komptona izklijes intensitāte samazinās, jo šādos atomos relatīvi mazāk vāji saistīto elektronu, tādēļ tajos biežāk notiek nevis Komptona izkliede, bet Tomsona izkliede.

4.2.2.7. Elektromagnētiskā starojuma korpuskulāro un viļņējādo īpašību dialektiskā vienība

Termisko starojumu, fotoefektu un Komptona efektu var labi aprakstīt, ja uzskata gaismu par daļiņu (korpuskulu) - plūsmu. Gaismas korpuskulārās īpašības izpaužas arī luminiscencē, fotoķīmiskajos procesos, atomu un molekulu gaismas emisijā, utt. Gaismas fotonu teorija ir atgriešanās pie korpuskulu teorijas, bet jaunā, augstākā pakāpē. Ar fotoniem nav jāsaprot Ņūtona mehāniskās “gaismas” daļiņas, bet fotoniem piemītošās daļiņu īpašības – masa, impulss un enerģija ir saistītas ar gaismas viļņu īpašībām – viļņa garumu un frekvenci.

Citas gaismas parādības - interferenci, difrakciju un polarizāciju, var aprakstīt, izmantojot gaismas elektromagnētisko viļņu teoriju, tādēļ *angļu fiziķis Dž. Relejs* apgalvoja, ka interferences parādību jomā gaismas viļņu teorija ir guvusi uzvaru.

Reaģējot uz fizikā radušos situāciju, *angļu fiziķis H. Bregs* jautāja: “Vai tiešām pirmdienās, otrdienās un trešdienās, kad veicam eksperimentus, pētot fotoefektu vai Komptona efektu, mums jāuzskata, ka gaismas stari sastāv no daļiņām, bet ceturtdienās, piektdienās un sestdienās, nodarbojoties ar difrakciju un interferenci, gaisma jāuzskata par vilni?” Vai gaisma ir jāuzskata par atsevišķu no avota emitētu daļiņu - fotonu plūsmu vai par nepārtrauktiem elektromagnētiskiem viļņiem, ko izstaro avots?

Mūsdienu fizika ir pārliecinājusies, ka gaismai vienlaikus piemīt gan viļņu, gan korpuskulu īpašības, tā vienlaikus ir gan vilnis, gan daļiņu plūsma, tātad gaismai piemīt viļņu – korpuskulu duālisms. Abus priekšstatus par gaismas dabu apvieno kvantu elektrodinamika.

Aprakstīto īpašību duālismu vispirms konstatēja gaismai, taču tas piemīt arī citiem objektiem – daļiņām - elektroniem, atomiem, kuru plūsmai novērojama difrakcija un interference, tādēļ var runāt arī par šo daļiņu korpuskulu – viļņu duālismu. Pašlaik, lai formulētu sakarību starp gaismas viļņu un korpuskulu īpašībām, ir pieņemta *M. Borna (1882 – 1970) 1926.* gadā piedāvātā statistiskā interpretācija:



gaismas viļņa amplitūdas kvadrāts kādā telpas punktā ir proporcionāls fotona atrašanās varbūtībai šajā punktā.