KVANTNA FIZIKA

Proti koncu 19. stoletja je vrsta poskusov kazala še druga neskladja s predvidevanji klasične fizike, poleg tistih, ki so vodila k posebni teoriji relativnosti. Ti pojavi so povezani z obnašanjem mikroskopskih delcev. Pojasnila jih je kvantna mehanika, druga, še večja novost, ki jo je v fiziko prineslo 20. stoletje.

Za kvantno fiziko je še bolj kot za relativistične pojave zančilno, da se ne moremo več zanašati na intiutivne predstave iz vsakodnevnega makroskopskega sveta. Doslej smo bili navajeni, da lahko fizikalne količine, na primer energija, zavzamejo poljubne vrednosti. V kvantni fiziki to pogosto ni več res, energija se v mnogih fizikalnih sistemih lahko spremeni le v končnih obrokih – kvantih. Od tod tudi ime nove fzike. V klasični fiziki imamo jasno ločitev med obnašanjem delcev in valovanja, v kvantni fiziki pa valovanje dobi nekatere značilnosti delcev, opis delcev pa značilnosti valovanja. Poleg tega smo bili doslej navajeni, da je fizika dala o obnašanju obravnavanega sistema povsem določene napovedi. Če smo na primer poznali začetni položaj in hitrost delca in sile, ki nanj delujejo, smo lahko z uporabo Newtonovega zakona z gotovostjo napovedali položaj in hitrost ob poljubnem času. V mikroskopskem svetu, kjer veljajo zakoni kvantne fizike, to ni mogoče, napovemo lahko le *verjetnosti* izidov merjenj.

Kvantni opis fizikalnih pojavov je zelo različen od klasičnega. Nujen je pri obravnavi mikroskopskih delcev, kot so atomi, elektroni, molekule. Po drugi strani pa vemo, da daje klasična fizika nantančne rezultate za gibanje makroskopskih teles. Za dovolj velika telesa in dovolj velike energije morajo torej zakoni kvantne fizike dati enake odgovore kot klasični. To *načelo korespondence* nam bo pomagalo pri iskanju pravilnega kvantnega opisa.

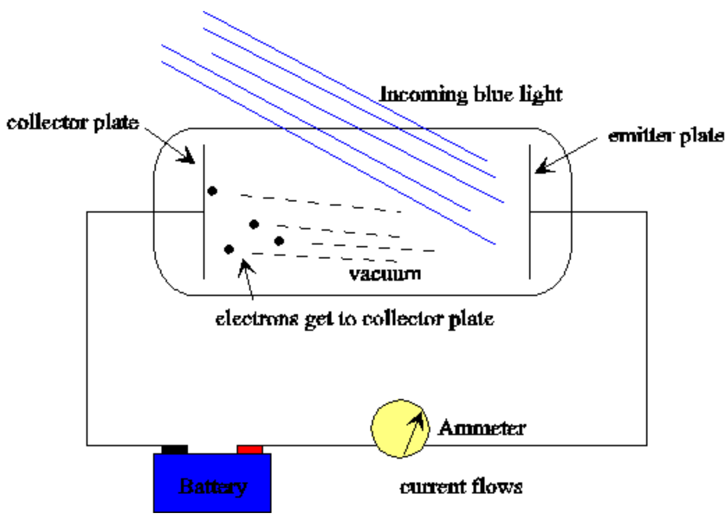
Svetloba – valovanje ali delci?

Oglejmo si najprej nekaj pojavov, ki kažejo, da svetlobe ni mogoče obravnavati samo kot klasično valovanje, ampak da ima tudi nekatere značilnosti delcev. Najprej se spomnimo, kaj so najpomembnejše klasične lastnosti valovanja in kaj delcev. Pri tem s v nadaljevanju omejimo na nerelativistične hitrosti.

- Delci imajo v klasični fiziki lahko poljubno majhno razsežnost in pogosto uporabljamo pojem točkastega delca z dano maso, ki ga lahko popolnoma opišemo s tem, da navedemo njegov položaj in hitrost kot funkciji časa. Za gibanje delca velja Newtonov zakon $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ (ali njegova relativistična posplošitev). Z njegovo uporabo lahko z gotovostjo napovemo položaj in hitrost ob poljubnem trenutku, če le poznamo začetni položaj in hitrost ter silo, ki na delec deluje. Delec ima kinetično energijo $W_k = mv^2/2$ in gibalno količino $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, ki sta funkciji hitrosti delca.
- Valovanje se vselej razprostira po razsežnem delu prostora, ki ne more biti manjši od povprečne valovne dolžine valovanja. Najpreprostejše valovanje je ravni val z ostro določeno valovno dolžino in frekvenco, torej tudi z dobro določenim valovnim vektorjem z velikostjo $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, kjer je c fazna htirost valovanja. Ravni val zapišemo $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)$. Razprostira se po vsem prostoru. Tudi valovanje nosi energijo. Gostota energijskega toka je $j = 1/2\ \varepsilon_0 E_o{}^2 c$ in je sorazmerna s kvadratom amplitude valovanja, ki lahko zavzame poljubno vrednost. Poleg energije nosi valovanje gibalno količino, ki jo dobimo tako, da energijo valovanja delimo s fazno hitrostjo.
  Značilna pojava za valovanje sta uklon in interferenca. Če ravno valovanje pada na zaslon z odprtino velikosti a, dobimo za zaslonom snop valovanja, ki se širi v prečni smeri. V veliki oddaljenosti od zaslona je kot širjenja približno $\theta_u \approx \lambda/a$. Najpreprostejši primer interference dobimo, kadar ravni val pada na dve drobni odprtini v zaslonu. Ti delujeta kot nova izvora valovanja, ki sta v določeni fazni povezavi. Na drugem, oddaljenem zaslonu je skupna amplituda valovanja vsota amplitud iz posameznih odprtin. Do neke točke na zaslonu, ki ni na simetrali med obema odprtinama, imata obe valovanji različno dolgo pot, zato pride do fazne razlike. Kjer je fazna razlika mnogokratnik 2π, dobimo ojačitev, to je vrh v gostoti energijskega toka, ki pada na zaslon, vmes pa oslabitev. Za položaj vrhov velja $a \sin\phi = N\lambda$, kjer je a razdalja med odprtinama, ϕ pa kot širjenja glede na simetralo med odprtinama. Interferenca svetlobe na dveh režah – Youngov poskus – je bil ključni dokaz, da je svetloba valovanje.

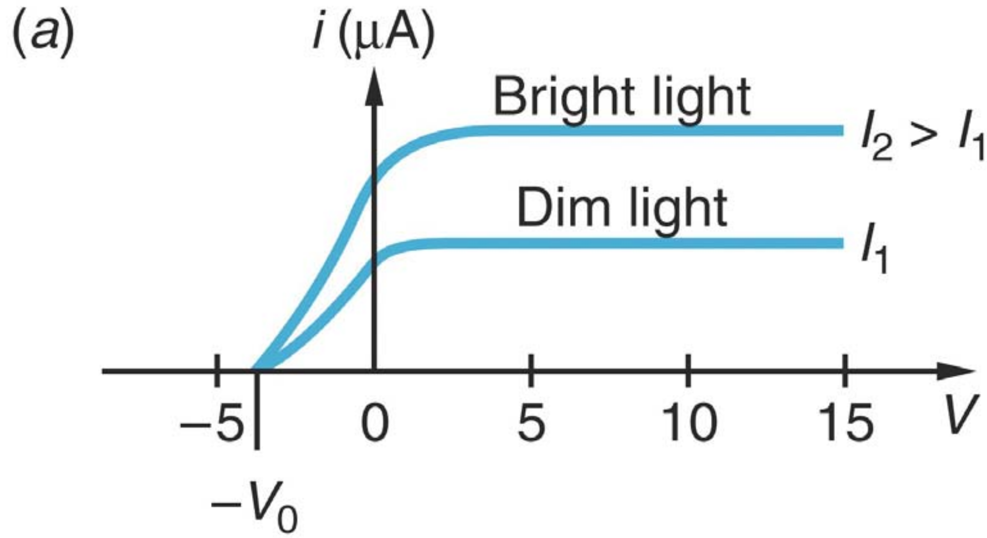
Fotoefekt

Svetloba, ki pada na kovinsko površino, iz kovine izbija elektrone. Temu pojavu, ki ga je leta 1887 odkril H. Hertz, pravimo fotoefekt. Izbitim elektronom pravimo fotoelektroni.

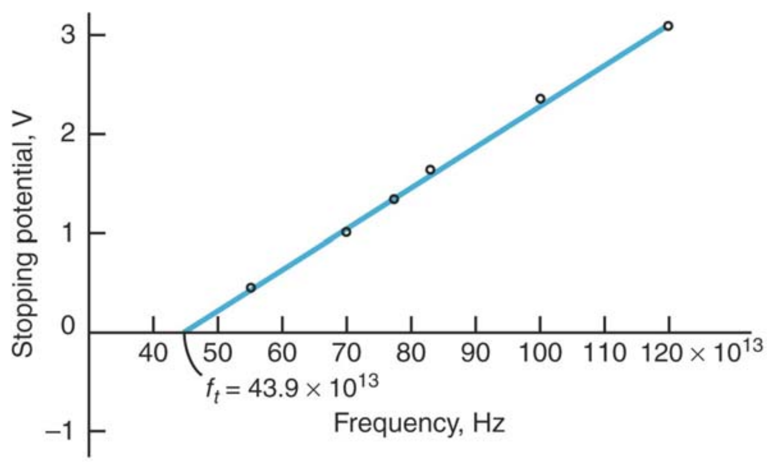


Skica 1.

Preprosto shemo poskusa za opazovanje fotoefekta kaže skica 1. V stekleni evakuirani bučki sta dve kovinski elektrodi, med katerima je spremenljiva napetost do nekaj voltov. Na eno elektrodo, recimo ji katoda, pada svetloba znane valovne dolžine. Merimo tok med obema elektrodama, ki je posledica fotoelektronov, izbitih iz katode, ki dosežejo drugo elektrodo – anodo. Toke merimo v odvisnosti od napetosti med elektrodama in od moči svetlobe, ki pada na katodo. Spreminjamo lahko tudi valovno dolžino. Odvisnost toka od napetosti kaže slika 2. Dokler je napetost na anodi pozitivna, dosežejo vsi fotoelektroni, ki jih svetloba izbije iz katode, anodo in je tok nasičen, to je neodvisen od napetosti. Ko je napetost na anodi negativna, pa se tok začne zmanjševati, dokler pri napetosti V_s ne pade na nič. Tega ni težko razumeti. Negativna napetost na anodi fotoelektrone odbija in le tisti, ki imajo dovolj veliko kinetićno energijo, ko zapustijo katodo, dosežejo anodo. $e\ V_s$ je torej maksimalna kinetična energija



fotoelektronov. Opazimo tudi, da tok prične teči takoj, to je v času okoli 10 ns, potem ko posvetimo na katodo. Če povečujemo moč svetlobe, se povečuje nasičeni tok, napetost V_s pa ostaja nespremenjena. Pač pa postane V_s bolj negativna, če zmanjšamo valovno dolžino svetlobe, to je, če povečamo njeno frekvenco. Pri dovolj nizki frekvenci gre V_s proti 0 in tok fotoelektronov izgine ne glede na moč svetlobe. Odvisnost V_s od frekvence svetlobe je linearna, kot kaže slika 3:



$$eV_s = h\nu - \Phi$$

Strmina izmerjene premice $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Js je neodvisna od kovine, odsek na ordinati -Φ pa je značilen za izbrano kovino. $e\Phi$ imenujemo *izstopno delo* in ima vrednosti od 2 eV za alkalne kovine do kakih 6 eV za platino.

Ta zapažanja ni mogoče razložiti s klasično sliko svetlobe kot valovanja. Po tej sliki bi pričakovali, da bo energija fotoelektronov tem večja, čim večja je električna poljska jakost svetlobnega vala, ta pa je odvisna od gostote svetlobnega toka, ne pa od frekvence svetlobe. Zato bi prićakovali, da V_s po absolutni vrednosti narašča z naraščajočo močjo svetlobe, da pa ni odvisna od frekvence. Posebej težko je razložiti, da pri prenizki frekvenci fotoefekt izgine, neodvisno od gostote svetlobnega toka.

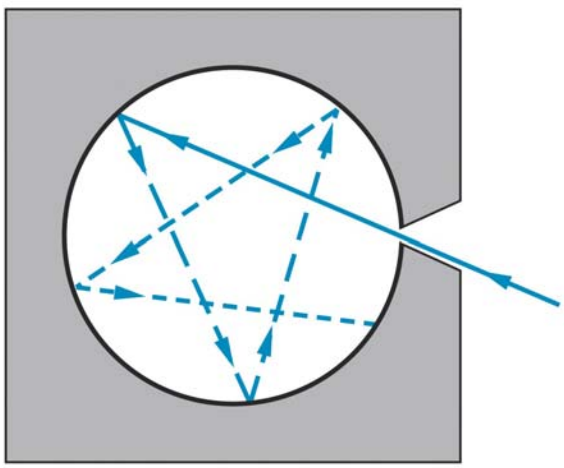
Nekoliko podrobnejši razmislek pokaže, da klasično z običajnimi svetlobnimi izvori sploh ne bi smeli dobiti fotoefekta. Vzemimo snop laserske svetlobe z gostoto svetlobnega tok 1 W/cm^2. Tako veliko gostoto svetlobnega toka je mogoče doseči samo z laserjem. Amplituda električne poljske jakosti v takem snopu je približno 3. 10^3 V/m. Polje se izmenično spreminja, tako da ima elektron v kovini le pol periode, to je red velikosti 10^{-15} s časa na voljo za pospeševanje. V tem času pridobi kvečjemu kakih 10^{-12} eV energije, kar je gotovo mnogo premalo, da lahko ušel iz kovine. Za to je namreč potrebnih nekaj eV, kar kaže ne le pravilna razlaga fotoefekta, temveč tudi vrsta drugih poskusov, tudi takih, ki jih lahko razložimo s klasičnimi predstavami. Tudi če bi elektron v atomu kovine na nek način zbiral energijo, ki pade na površino enega, dokler ne bi mogel uiti, bi to v našem primeru trajalo vsaj okoli 1 ms, torej mnogo več kot je potrebno, da po osvetlitvi dobimo fotoelektrone.

Fotoefekt lahko razložimo s privzetkom, da svetloba predaja energijo le v končnih obrokih – *kvantih* z velikostjo $W_f = h\nu = \hbar\omega$. Konstanta h je Planckova konstanta, ki jo je Planck vpeljal za razlago sevanja črnega telesa, kot bomo videli v nadaljevanju. Svetlobnim kvantom pravimo *fotoni*. Izstopno delo Φ je energija, ki jo potrebuje elektron, da lahko zapusti kovino.

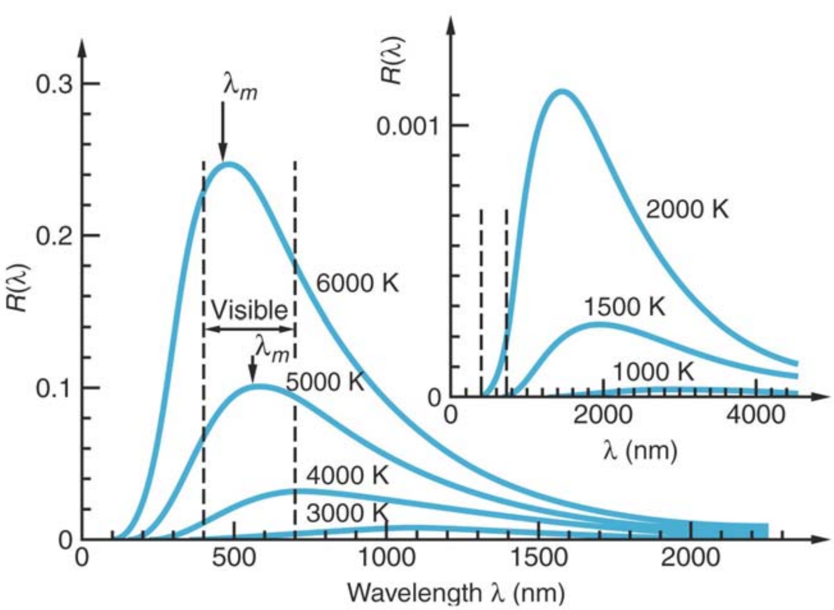
Če posvetimo na kovino z zelo majhno svetlobno močjo, je seveda fotoelektronov malo in izhajajo iz kovine v slučajnem zaporedju in na slučajnih mestih, četudi je svetlobni tok povsem konstanten in na vsej površini katode enak. Tudi pri zelo majhni svetlobni moči, ki recimo ustreza le nekaj fotonom na sekundo, lahko nastane fotoelektron v kratkem času potem, ko posvetimo na katodo, le verjetnost za to je majhna. Energija fotona se torej preda elektronu v trenutku, *verjetnost*, da se to zgodi, pa je sorazmerna z gostoto svetlobnega toka na danem mestu.

Sevanje črnega telesa

Drugi pojav, ki kaže na resne težave pri klasičnem opisu svetlobe kot valovanja, je sevanje črnega telesa. Vemo, da vsako telo pri končni temperaturi seva svetlobo z značilnim spektrom, to je porazdelitvijo izsevanega svetlobneka toka po frekvenci (ali valovni dolžini). Površina, ki seva kot idealno črno telo, mora imeti lastnost, da pri T=0 popolnoma absorbira sveltobo vseh valovnih dolžin. Temu se lahko zelo dobro približamo z votlino z majhno odprtino.



Pri dovolj majhni odprtini se svetloba, ki vstopi v votlino, velikokrat odbije od sten in se pri tem v stenah absorbira, tako da je le zelo majhen del spet uide iz votline.



Sevanje črnega telesa ima značilen spekter (slika), ki ima vrh, katerega položaj je odvisen od temperature. Celotna gostota izsevanega svetlobnega toka pri vseh frekvencah je dana s Stefanovim zakonom

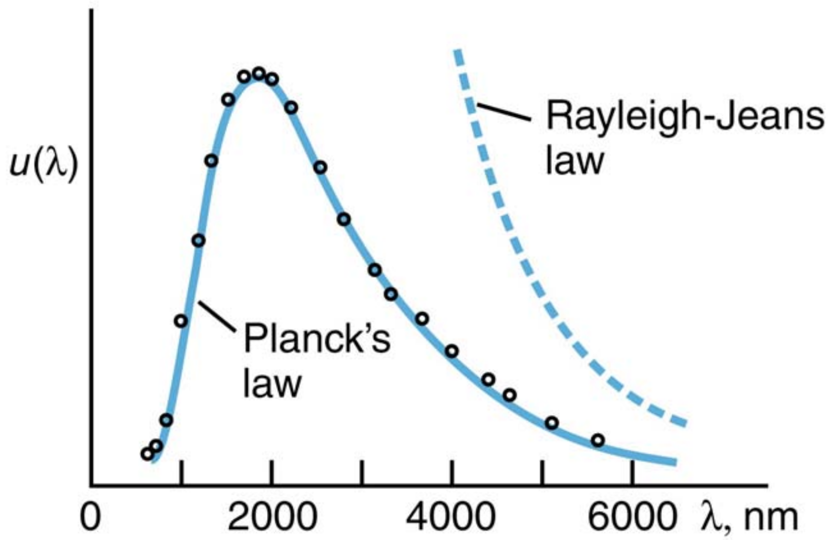
$$j^* = \sigma T^4 \qquad\qquad \sigma = 5{,}8.10^{-8}\ \mathrm{W/m^2K^4}$$

Položaj vrha spektra je določa Wienov zakon $\omega_{\max} \propto T$.

Klasični račun spektra črnega telesa poteka takole (pravilen kvantni račun bomo v celoti naredili kasneje):

1. Svetlobo v votlini lahko opišemo kot množico stoječih valov z vsemi možnimi valovnimi vektorji. Vsak stoječi val ima določeno frekvenco in se obnaša kot harmonski oscilator.
2. V eni dimenziji, na primer na struni, so možni stoječi valovi določeni z zahtevo, da mora biti dolžina strune polovični mnogokratnik valovne dolžine. To da možne vrednosti $k_n = n\pi / L$, kjer je L dolžina strune. Na interval dk pade $dN = L/\pi\, dk$ stoječih valov. Ker je $\omega = c\,k$, je na interval frekvence $dN = L/(\pi\, c)\, d\omega$.
   Razširitev tega razmisleka da število stoječih valovanj na interval frekvence v treh dimenzijah
   $$dN = V\frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}$$
   Ta koraka sta enaka tudi v kvantnem računu.
3. Iz klasične termodinamike sledi, da je povprečna termična energija harmonskega oscilatorja kT. Velja namreč ekviparticijski izrek, po katerem na vsak kvadratni člen v izrazu za energijo nekega sistema v ravnovesju pri neki temperaturi odpade v povprečju $kT/2$ energije. Ker sta v energiji harmonskega oscilatorja dva kvadratna člena, kinetična in elastična energija, je torej povprečna energija oscilatorja kT
4. Energija sevanja v votlini v frekvenčnem intervalu $d\omega$, ki je sorazmerna s spektrom izsevane svetlobe, je $kT\,dN$, torej
   $$dW = V\,kT\frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}$$
   Dobljeni izraz je znan kot Rayleigh-Jeansov zakon. Dobro opiše spekter črnega

telesa pri nizkih frekvencah, daleč pod vrhom spektra, pri visokih frekvencah pa obupno odpove. Integral po vseh frekvencah, ki bi moral dati Stefanov zakon, sploh ne obstoja, saj naj bi spekter naraščal s kvadratom frekvence.



Pravilen izraz za spekter črnega telesa je prvi dobil Max Planck leta 1900. Da mu je to uspelo, je moral predpostaviti, da lahko energija stoječih valov v votlini zavzame samo diskretne vrednosti $nh\nu$, kjer je h Planckova konstanta, ki smo jo dobili že pri fotoefektu. Kadar je $h\nu >> kT$, je povprečna termična energija stoječih valov v votlini nič, zato ne prispevajo k črnemu sevanju in celotna energija sevanja v votlini je končna. Planckov izraz za spekter črnega telesa je

$$\frac{dj^*}{d\nu} = \frac{c}{4}\frac{8\pi h\nu^3}{e^{h\nu/kT}-1}$$

Iz njega takoj sledi tudi Wienov zakon.

Spekter črnega telesa torej spet kaže, da je energija svetlobe kvantizirana v obrokih $h\nu$, kot pri fotoefektu. Vidimo tudi, da moramo to energijo pripisati posameznim stoječim valovom v votlini.

Še praktičen nasvet za računanje. Vrednost Plackove konstante lahko izrazimo tudi takole:

$$hc = 1240\,\mathrm{eVnm}$$

Ta podatek si velja zapomniti. Foton z valovno dolžino $1\,\mu\mathrm{m}$ ima torej energijo 1,24 eV.