

Poskusi z žarki X

Tadej Strah

14. december 2022

Izvedeno 17.november

1 Uvod

1.1 Izvor žarkov X

Elektrone, ki izhajajo iz katode, pospešimo z visoko napetostjo proti kovinski tarči. V tarči zaradi zaviranja (odklona) elektronov v polju jeder nastane sevanje X žarkov, zvezno porazdeljeno po energiji (bremsstrahlung). Če imajo elektroni dovolj energije lahko iz notranjih lupin izbijejo vezane elektrone. Elektroni iz višjih stanj zapolnijo vrzel, pri tem pa izsevajo karakteristične X-žarke pri točno določenih energijah, ki ustrezajo razlikam vezavnih energij elektronskih stanj.

V našem primeru bomo delali z rentgensko cevjo z molibdenovo (Mo) anodo. Cev je ograjena s svinčnim steklom, ki absorbira večino X žarkov. Jakost doze v bližini anode znaša 10 Sv/min, izven ohišja pa je manjša od 1 μ Sv/h.

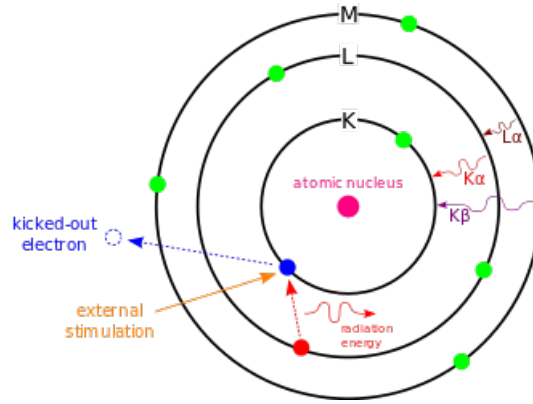
1.2 Ionizacijska celica

Najpreprostejša ionizacijska celica je kar ploščat kondenzator priključen na izvor visoke napetosti. Rentgenski žarki v prostoru med ploščama na atomih zraka povzročijo fotoefekt. Za energijo izbitih elektronov velja zveza

$$W_{k,\max} = h\nu - W_i$$

kjer je ν frekvenca vpadnega EM valovanja, W_i pa izstopno delo. X-žarki iz molibdenske tarče imajo energijo v desetinah keV; torej imajo tudi najhitrejši izbiti elektroni energije istega velikostnega razreda. Taki elektroni zlahka naprej ionizirajo več ostalih atomov. Nastale ionske pare električno polje med ploščama potegne v ustreznih smereh. Kationi na negativni plošči prejmejo manjkajoči elektron, anioni pa plošči oddajo presežnega. To zaznamo kot sunek električnega toka. Če je sunkov dovolj izmerimo zvezen el. tok.

Vsi ionski pari ne dosežejo nujno elektrod; nekaj se jih pred tem uspe rekombinirati. Pri majhnih napetostih med ploščama je ta delež znaten, pri večjih napetostih pa verjetnost za rekombinacijo pade proti nič - pride do nasičenja toka.



Slika 1: Izbijanje elektronov iz notranjih orbital. Vrzeli nato zapolnijo elektroni iz višjih, manj vezanih orbital, pri čemer oddajo energijo v obliki EM valovanja. Prehod v prvo vzbujeno stanje iz višjih imenujemo Lymanova serija, prehod v drugo vzbujeno stanje pa Balmerjeva serija.

Število ionskih parov, ki jih X žarki ustvarijo v ionizacijski celici ni odvisno samo od njihovega števila, temveč tudi od energije. Zato je bolj kot o številu fotonov smiselno govoriti o hitrosti ekspozicijske doze ($\text{As}/(\text{kg h})$) ali absorbirane doze ($\text{J}/(\text{kg h})$).

Ekspozicijska doza X je električni naboj ΔQ enega predznaka, ki ga v zraku volumna ΔV z maso Δm , na enoto mase sprosti ionizirajoče sevanje

$$X = \Delta Q / \Delta m. \quad (1)$$

Hitrost ekspozicijske doze pa je definirana kot

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dQ}{dt} \frac{1}{\Delta m} = \frac{\Delta I}{\Delta m} = \frac{\Delta I}{\rho \Delta V}, \quad (2)$$

kjer je ΔI (povprečen) tok nabitih delcev, ρ gostota snovi (zraka) in ΔV volumen ionizacijske celice.

Tok nasičenja v ionizacijski celici je tako merilo za ekspozicijsko dozo. Če znotraj celice gostota toka ni konstantna, dobimo iz meritve dozo, ki je povprečna preko obsevanega volumna celice.

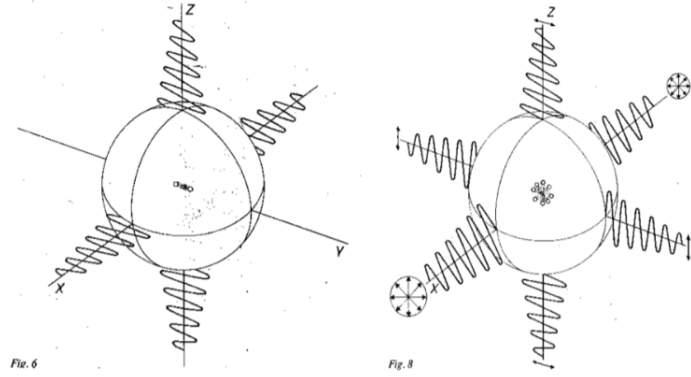
1.3 Polariziranost žarkov X

Oglejmo si poenostavljeno sliko nastanka zavornega sevanja. Pomagali si bomo kar s klasičnim modelom nihajočega naboja, čeprav bi sicer morali uporabiti kvantno-mehanske pristope.

Naj naboj niha v smeri osi Y ; $Y = A \sin(\omega t)$. Pospeševanju naboja sledi sevanje elektromagnetnega valovanja, ki ga opišemo z vektorjem jakosti el. polja \vec{E} (ki ima smer nihajočega naboja in je pravokoten na smer razširjanja valovanja) in vektorjem magnetne poljske gostote \vec{B} (ki je pravokoten na \vec{E} in smer razširjanja.) Ker naboj niha v smeri osi Y , ima vektor el. polja vedno isto smer. Pravimo, da je valovanje lin. polarizirano. Energijski tok valovanja, ki ga seva tak nihajoč naboj, je v različnih smereh prostora različen. Največji je v ekvatorialni ravnini, v smeri nihajočega naboja pa je enak 0.

Imejmo več istočasno nihajočih nabojev, katerih smeri nihanja so enakomerno porazdeljene v ravnini Y - Z . V tem primeru dobimo v smeri X ne-polarizirano valovanje, v smereh Y in Z pa je valovanje še vedno linearno polarizirano (slika 2). Če smeri nihanja nabojev v ravnini Y - Z niso enakomerno porazdeljene, dobimo v smeri X delno polarizirano svetlobo.

Če bi se elektroni v anodi zavirali samo v smeri svojega prvotnega gibanja (naj bo to smer Y), bi dobili linearno polarizirane žarke X , ki se širijo v ravnini XZ . V resnici se veliko elektronov odkloni



Slika 2: Model nihajočega naboja. Levo: naboj niha v smeri osi. Desno: več nabojev, smeri nihanja so enakomerno porazdeljene v ravnini Y-Z.

od prvotne smeri gibanja že prej, predno se zavorno sipljejo, zaradi česar so žarki X v ravnini XZ le delno polarizirani.

1.4 Koherentno sipanje žarkov X

Pri interakciji žarkov X z elektroni se energija (frekvenca) fotonov ne spremeni, če so elektroni vezani (elastično sipanje, koherentno sipanje) in zmanjša, če so elektroni prosti oz. slabo vezani (neelastično sipanje, Comptonov pojav). Zanima nas predvsem elastično sipanje, saj z njim določamo polarizacijo žarkov X.

Po prejšnji obravnavi polarizacije valovanja, ki izhaja iz nihajočega naboja, takoj sledi, da je elastično sipano valovanje, ki se širi v ravnini pravokotno na smer prvotnega žarka, linearno polarizirano.

Gostota energijskega toka, ki ga seva nihajoči naboj se spreminja kot $\sin^2 \Theta$, kjer je Θ kot med smerjo nihanja dipola in smerjo valovanja. Z merjenjem jakosti elastično sipanega valovanja lahko določimo polariziranost rentgenske svetlobe. V snop, ki ima npr. smer osi Y postavimo sipalec, nato pa v ravnini XZ s števcem za ionizirajoče sevanje izmerimo kot porazdelitev sipanega valovanja. Dobljena porazdelitev je krog, če valovanje ni polarizirano in elipsa, če je polarizacija delna. V praksi navadno ne merimo celotne porazdelitve, ampak je vrednosti I_x in I_z , polariziranost pa definiramo z izrazom

$$\eta = \frac{I_z - I_x}{I_z + I_x}. \quad (3)$$

Če v X in Z smeri izmerimo enako je torej polariziranost enaka nič.

1.5 Presevno slikanje predmetov

X-žarki se absorbirajo v snovi, kar enostavno opiše absorpcijska zveza

$$dI = -\mu I dx, \quad (4)$$

prepuščen energijski tok pa je potem enak integralu po poti žarka

$$I = I_0 \exp\left(-\int \mu(x) dx\right) \quad (5)$$

2 Potrebščine

- Lehr und Didaktiksysteme 554811 - rentgenska cev z krmiljenjem in ohišjem
- ionizacijska celica (kondenzator)
- vir napetosti
- dva voltmetra (za meritev napetosti na kondenzatorju in meritev toka preko padca napetosti na $1\text{G}\Omega$ uporu)
- GM cev
- kolimator
- sipalci (plastika)
- veliko dobre volje

3 Naloga

1. Posnami nekaj slik naključnih predmetov na fosforescenčnem zaslonu.
2. Za nekaj vrednosti napetosti na rentgenski cevi izmeri odvisnost toka od napetosti na ionizacijski celici. Nariši tudi hitrost ekspozicijske doze v odvisnosti od anodne napetosti na rentgenski cevi.
3. Izmeri sipano valovanje v dveh pravokotni smereh (pravokotnih na smer vpadnih žarkov in pravokotni med sabo.)
- 4.

4 Izvedba meritev, obdelava in rezultati

Najprej v za rentgensko cev namestimo kolimator, za njega pa ionizacijsko celico (kondenzator). Nanj priklopimo nastavljivo napetost in preko $1\text{G}\Omega$ upora merimo tok v odvisnosti od napetosti med ploščama. Meritev ponovimo pri nekaj različnih napetostih na rentgenski cevi. Rezultate vidimo na grafu 3.

Iz vrednosti nasičenega toka v odvisnosti od napetosti rentgenske cevi izračunamo še hitrosti ekspozicijske doze in narišemo graf 4. Za ionizacijski tok pri določeni napetosti rentgenske cevi je vzet maksimum toka iz grafa 3. Volumen kondenzatorja je ocenjen na 1dm^3 .

Pri meritvi polariziranosti sipalec iz plastične mase postavimo v kolimiran snop žarkov X in v ravnini pravokotno na smer vpadnega valovanja izmerimo z GM števcem jakost sipanega valovanja v dveh pravokotnih smereh (če vpada recimo v smeri Y, izmerimo v smereh X in Z). Izračunamo polarizacijo.

Izmerimo in izračunamo

$$\eta_1 = 0.03(1 \pm 0.2).$$

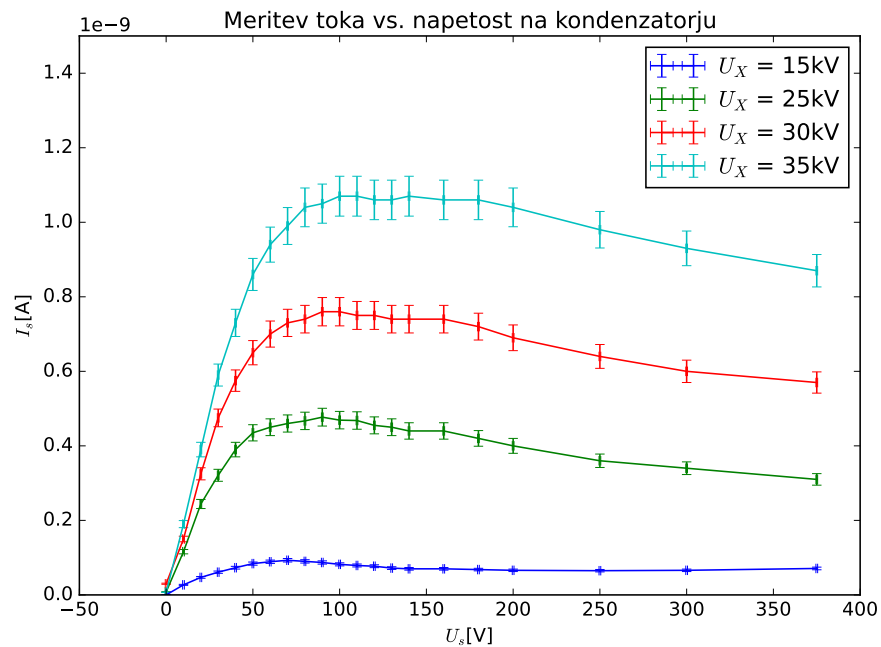
Sedaj preko še enega sipalca izmerimo kotno odvisnost sipanega valovanja. Iz postavive vidimo, da bi moralo biti vpadno valovanje na drugi sipalec linearno polarizirano in bi tako v pravokotni smeri (kjer merimo) morali dobiti odvisnost $\sin^2 \Theta$.

Rezultat vidimo na grafu 5, skupaj s prilagojeno sinus-kvadrat krivuljo.

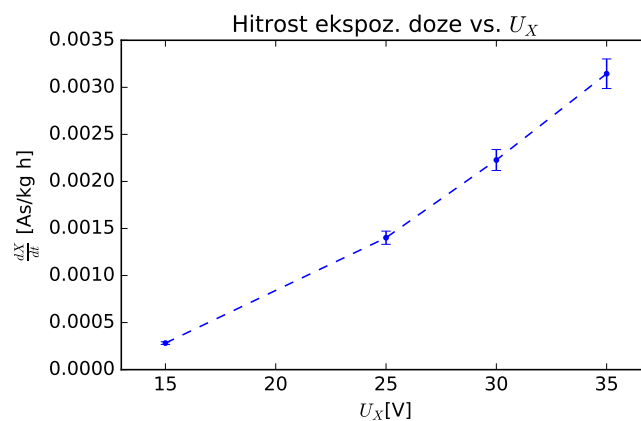
Izračunamo še polariziranost

$$\eta_2 = 0.7(1 \pm 0.3).$$

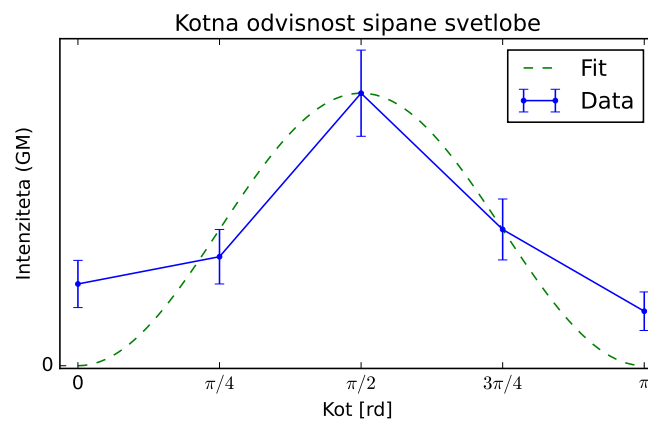
Vidimo, da je res večja kot v prejšnjem primeru.



Slika 3: Meritev ionizacijskega toka v odvisnosti od napetosti na kondenzatorju in napetosti v rentgenski cevi. Opazimo pričakovani pojav nasičenja; vrednost toka z višanjem napetosti med ploščama celo malo upade.



Slika 4: Hitrost ekspozicijske doze na enoto volumna v odvisnosti od napetosti na rentgenski cevi.



Slika 5: Kotna odvisnost jakosti linearno polarizirane svetlobe.