
Absorpční polovrstva pro záření γ

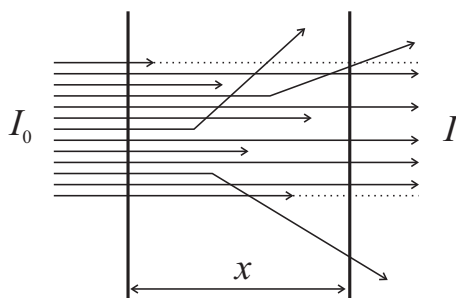
Zadání

1. Změřte lineární součinitel zeslabení pro dva vybrané vzorky kovů a k němu vypočtete příslušnou polovrstvu.
2. Změřte lineární součinitel zeslabení u dvou vzorků stavebních materiálů a určete jeho nejistotu.

Teoretický rozbor:

Při práci s radioaktivními látkami nebo s jakýmikoli zdroji ionizujícího záření, stejně jako při provozu velkých nukleárních zařízení, je nejdůležitějším úkolem zajistit účinnou ochranu před zářením jak u vlastních pracovníků, tak i osob žijících v blízkosti takových objektů. Ochrana před zářením spočívá na dvou zásadách. Prvá, jednodušší, vychází z poklesu hustoty toku částic se vzdáleností v důsledku jejich rozptylu. Tento způsob je prakticky použitelný u méně rozměrných zdrojů záření, kde je k dispozici dostatečný prostor ke zvětšování vzdáleností. V případě, že jaderné zařízení musí být lokalizováno na relativně malém prostoru, užíváme druhého, nákladnějšího, způsobu ochrany, stínících vrstev. Stínění představuje značný problém zejména u pronikavých záření, tedy u záření neutronového a záření γ . V této úloze se zaměříme na záření γ a ukážeme jak se hodnotí absorpční schopnost materiálů vůči záření γ a jak se příslušné veličiny měří.

Záření γ je elektromagnetické vlnění s velmi krátkou vlnovou délkou. Je vysíláno zpravidla jako doprovodné záření při α a β rozpadu a převádí vzniklé jádro do základního energetického stavu. Tento přechod se může uskutečnit buď vyzářením jediného fotonu nebo celé kaskády fotonů. Energie pro jednotlivé přechody jsou přesně definovány, takže záření γ má vždy čárové spektrum.



Obrázek 1: Průchod záření absorbující vrstvou

Při průchodu látkou přichází do úvahy několik druhů reakcí záření γ s atomy prostředí. Při velmi nízkých energiích γ -částic, řádově několika desítek keV, dochází ke koherentnímu rozptylu. Je to difúzní rozptyl na atomech látky beze změny vlnové délky. Při nízkých energiích pak převažuje fotoelektrický jev, který nastává na pevně vázaných elektronech, tedy na elektronech vnitřních slupek a dává vznik charakteristickému Rentgenovu záření. Fotony středních energií vyvolávají převážně Comptonův jev. K němu dochází na rozdíl od fotoefektu právě na volných a slabě vázaných elektronech, tedy ne elektronech valenčních. Při energiích vyšších než 1 MeV dochází také k tvorbě elektron–pozitronových párů. Fotony obzvláště vysokých energií mohou vyvolávat i fotojaderné reakce, při nichž je zpravidla emitován neutron.

Necháme-li nyní dopadat na povrch tělesa rovnoběžný svazek částic, bude se počet částic prošlých průřezem svazku za jednotku času zmenšovat se vzdáleností průřezu od povrchu tělesa. Částic ve svazku může ubývat buď pohlcením částice a nebo v důsledku změny směru jejího pohybu, tedy rozptylem, jak

schematicky ukazuje obr. 1. Jestliže každou interakcí, která v látce proběhne, částice ze svazku vymizí, považujeme svazek za úzký.

Pro úzký svazek částic platí základní absorpční zákon. Představme si, že úzký svazek rovnoběžně se pohybujících částic dopadá kolmo na absorbující vrstvu jako na obr. 1. Kvantitativně je svazek rovnoběžných částic popsán proudem částic. Proud částic je roven počtu částic procházejících průřezem svazku za jednotku času. Projde-li tedy průřezem svazku N částic za dobu t , je jejich proud I podle definice roven

$$I = \frac{N}{t}. \quad (1)$$

Pokud svazek částic prochází neabsorbujícím prostředím, např. vakuem, nebo přibližně i vzduchem, je v něm proud částic konstantní. Budeme předpokládat, že proud částic je roven hodnotě I_0 . Je to současně hodnota proudu částic, v nulové tloušťce absorbatóru. V absorbující vrstvě se proud částic postupně snižuje a po průchodu vrstvou tloušťky x bude jeho hodnota I , jak opět znázorňuje obr. 1. Pro změnu proudu částic s tloušťkou absorbující vrstvy platí základní absorpční zákon, jehož integrální tvar je

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2)$$

Konstanta μ udává pokles proudu částic s tloušťkou absorbující vrstvy a nazývá se **lineární součinitel zeslabení**. Lineární součinitel zeslabení je materiálová konstanta charakteristická pro každou látku, která umožňuje posoudit její absorpční vlastnosti vůči záření γ . Je to rozměrová konstanta a pro její rozměr platí $[\mu] = \text{m}^{-1}$ jak snadno odvodíme z (2). Čím je lineární součinitel zeslabení větší, tím má látka větší absorpční schopnost a představuje vhodnější stínicí materiál.

Často hodnotíme absorpční schopnost prostředí též pomocí tzv. **polovrstvy**. Polovrstva je taková tloušťka látky, která zeslabí proud částic na polovinu.

Polovrstvu D vypočteme z absorpčního zákona (2), klademe-li v něm podmínku, že pro $x = D$ je $I = \frac{1}{2} I_0$. Odtud vychází pro polovrstvu vztah

$$D = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (3)$$

Pozorujeme-li absorpci záření γ v širokém svazku, dostávají se do detektoru i mnohé Comptonovy paprsky a zvyšují tak proud částic. Absorpční zákon je třeba opravit na tvar

$$I = B I_0 e^{-\mu x}. \quad (4)$$

kde konstanta B se nazývá vzrůstový faktor a udává kolikrát je výsledný efekt u širokého svazku vyšší než u úzkého.

Pracujeme-li i v tomto případě se vztahem pro úzký svazek, pak Comptonovy paprsky, které se dostávají do detektoru záření, vedou k systematickému zkreslení metody.

Měření lineárního součinitele zeslabení

U některých materiálů můžeme měření provádět pro různé tloušťky absorbující vrstvy a měřit tak velikosti proudu částic v závislosti na tloušťce vrstvy. Získáme dvojice hodnot x a I , které musí splňovat absorpční zákon (2), sloužící za východisko pro výpočet hodnoty μ . Řešení lze provést graficky. Logaritmováním přejde závislost (2) v rovnici

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x. \quad (5)$$

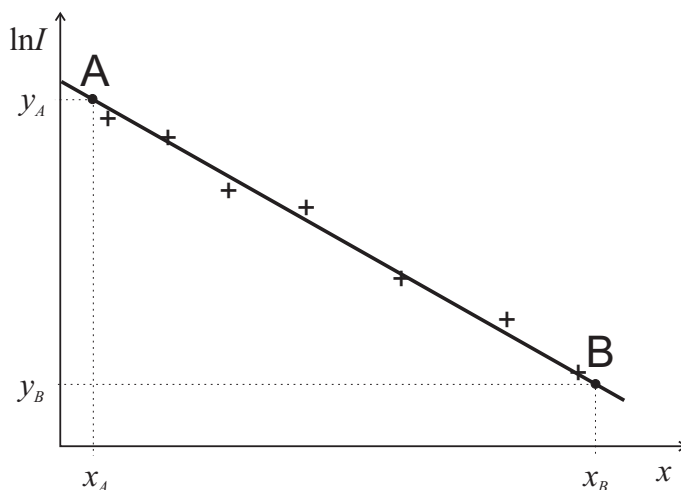
Zavedeme-li označení:

$$\ln I = y, \quad \ln I_0 = y_0$$

stane se rovnice (5) rovnicí přímky

$$y = -\mu x + y_0, \quad (6)$$

kde neznámá hodnota μ je její směrnici.



Obrázek 2: Graf $\ln I(x)$

Vlastní měření provedeme tak, že zvolíme vhodnou dobu měření a při zacloněném zářiči změříme nejprve **pozadí**. Pozadí je úroveň ionizujícího záření v daném místě vyvolaná kosmickým zářením, radioaktivním zářením Země a hlavně stopami radioaktivních látek v okolních předmětech, zejména ve stavebních materiálech. Vidíme, že pozadí nesouvisí nijak se zářičem, který používáme. Představuje efekt, který se překládá přes vlastní měření a vede k vyšší úrovni záření než odpovídá užitému zdroji záření. Proto naměřené hodnoty opravujeme o pozadí tím, že četnost pozadí odčítáme od naměřené četnosti. Pak zářič úplně odcloníme a změříme počet dopadajících částic za příslušnou dobu. Naměřenou hodnotu opravíme o pozadí a tak získáme hodnotu I_0 v (2). Obdobně opravíme o pozadí všechny ostatní naměřené hodnoty I a pro všechny opravené hodnoty spočítáme jejich přirozené logaritmy.

Pak přikročíme k sestrojení grafu dle obr. 2. Na ose x vytvoříme ekvidistantní dělení podle tloušťek, které přicházejí v úvahu. Obdobně najdeme interval hodnot $\ln I$, k nimž připojíme i hodnotu $\ln I_0$, a tento interval vyneseme na svislou osu. Vynášet širší interval by nebylo účelné.

Do grafu pak vyneseme dvojice měřených hodnot $[x_i, \ln I_i]$. Vzniklými body proložíme přímkou. Na přímce vytkneme dva body A a B , odečteme jejich souřadnice $[x_A, y_A = \ln I_A] : [x_B, y_B = \ln I_B]$ a z nich vypočteme lineární součinitel zeslabení podle vzorce

$$\mu = \frac{\ln I_A - \ln I_B}{x_B - x_A} = \frac{y_A - y_B}{x_B - x_A}. \quad (7)$$

Přesněji tuto hodnotu najdeme, použijeme-li metody nejmenších čtverců.

U materiálů, jejichž vrstvy nelze skládat, určíme lineární součinitel zeslabení pouze z jediného měření přímo ze vzorce (5), odkud vychází

$$\mu = \frac{\ln I_0 - \ln I}{x}. \quad (8)$$

Jeho nejistotu vypočteme pomocí příslušného obecného vztahu pro nejistotu vypočtené veličiny. Po úpravách najdeme

$$\Delta\mu = \frac{1}{x} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_0}{I_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left[(\ln I_0 - \ln I) \frac{\Delta x}{x}\right]^2}. \quad (9)$$

Pro nejistoty veličin I a I_0 , požadujeme-li opět 95 % úroveň spolehlivosti, platí vzorce

$$\Delta I = 2\sqrt{I}, \quad \Delta I_0 = 2\sqrt{I_0}.$$

Stanovení absorpční polovrstvy

Známe-li lineární součinitel zeslabení, vypočteme polovrstvu ze vzorce (3). Pro její nejistotu vychází vztah

$$\Delta D = \frac{1}{\mu} \sqrt{(\Delta \ln 2)^2 + \left[\ln 2 \frac{\Delta \mu}{\mu}\right]^2}. \quad (10)$$

Nejistota hodnoty $\ln 2$ se najde opět jako nejistota konstanty, která závisí na počtu míst, na které ji uvádíme.