

Laboratorní úloha

Měření absorpce ionizujícího záření v materiálech

1.1 Úkol měření

1. Pro dva vybrané materiály určete lineární absorpční koeficient a hmotnostní absorpční koeficient pro β -záření. Do jednoho grafu pro oba materiály vynesete závislost počtu impulsů načítaných G-M počítacem na tloušťce absorpční vrstvy.
2. Pro dva vybrané materiály určete lineární absorpční koeficient, hmotnostní absorpční koeficient a polotloušťku pro γ -záření. Do jednoho grafu pro oba materiály vynesete závislost počtu impulsů načítaných G-M počítacem na tloušťce absorpční vrstvy.
3. Vyzkoušejte, jak funguje absorpce α -záření v různých materiálech.

1.2 Základní pojmy

1.2.1 Atomové jádro

Atomová jádra v přírodě se běžně vyskytující hmoty se skládají z protonů a neutronů. Mají tedy kladný náboj a je v nich soustředěna téměř veškerá hmotnost atomů (elektrony mají oproti protonům a neutronům zhruba 2000-krát menší hmotnost). Počet protonů v jádře označujeme protonovým číslem Z (souvisí s nábojem jádra), počet neutronů číslem neutronovým N a celkový počet nukleonů (protonů a neutronů) udává číslo nukleonové A ($A = Z + N$, souvisí s hmotností jádra). Na základě počtu protonů a neutronů v jádře zavádíme pojmy nuklid, izotop a izobar. **Nuklid** představuje soubor stejných atomů, jejichž jádra tedy mají stejná složení. To vyjadřujeme zápisem ${}^A_ZX^N$, kde X představuje chemickou značku, např. ${}^{238}_{92}\text{U}^{146}$. Jelikož počet protonů v jádře je dán chemickou značkou, píšeme častěji zkráceně AX , takže například zápis ${}^{232}\text{Th}$ udává $Z = 90$ (pořadí thoria v periodické tabulce prvků) a $N = 232 - 90 = 142$. **Izotopy** jsou nuklidy, které mají stejné protonové, ale různé nukleonové (a tedy i neutronové) číslo. Takže například řekneme, že ${}^{12}_6\text{C}^6$, ${}^{13}_6\text{C}^7$ a ${}^{14}_6\text{C}^8$ jsou různé izotopy uhlíku. **Izobary** jsou nuklidy, které mají stejné nukleonové, ale různé protonové číslo, např. ${}^{40}_{18}\text{Ar}^{22}$, ${}^{40}_{19}\text{K}^{21}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{20}$.

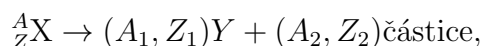
Protony a neutrony sídlí v atomovém jádře ve velmi malém prostoru, takže protony jsou navzájem velmi silně odpuzovány Coulombickou silou. Stabilitu jádra zajišťuje **jaderná síla**, která má velmi krátký dosah ($\sim 10^{-15}$ m) a je mnohem silnější než síla elektrostatická. Podstata této

síly spočívá ve výměně virtuálních částic gluonů¹, které si mezi sebou vyměňují kvarky² blízko sebe ležících nukleonů.

1.2.2 Radioaktivita

Z více než 2000 známých nuklidů je jen 266 stálých. Ostatní, ať se nacházejí v přírodě nebo vznikají jadernými reakcemi, se více nebo méně rychle samovolně přeměňují na jiné nuklidy, tj. jsou **radioaktivní**. Empiricky bylo zjištěno, že jádra jsou stálá, tj. nepodléhají radioaktivním přeměnám, pouze při určitém poměru N/Z . U stabilních lehkých jader ($Z \leq 20$) je tento poměr roven jedné (výjimkou jsou jádra ${}^1_1\text{H}^0$ a ${}^3_2\text{He}^1$), u hmotnějších jader se dále zvětšuje až po hodnotu 1,52 u nejtěžšího stabilního nuklidu ${}^{209}_{83}\text{Bi}^{126}$. To znamená, že pro zachování stability jádra při rostoucím protonovém čísle musí v jádře přibývat neutronů rychleji, než protonů. Větší počet neutronů poněkud snižuje vzájemné odpuzování protonů. Některé prvky mají jen jeden stabilní izotop, zatímco u jiných existují stabilní izotopy dva i více.

Pokud složení jádra vybočí z optimálního poměru mezi protony a neutrony, stává se radioaktivním, tj. samovolně se přeměňuje, nejčastěji na jiné jádro a menší částici, tedy



přičemž $A = A_1 + A_2$, $Z = Z_1 + Z_2$. Vzniklé produkty vždy nesou určitou kinetickou energii, což svědčí o faktu, že při radioaktivní přeměně se uvolňuje energie. Ze zákona zachování energie pak vyplývá, že klidová hmotnost jádra musí být větší, než klidové hmotnosti produktů radioaktivní přeměny.

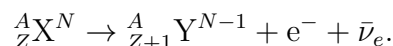
Rozeznáváme tři skupiny radioaktivních přeměn:

1. přeměny, při nichž se mění Z při konstantním A (přeměny β^- a β^+ , elektronový záchyt)
2. přeměny, při nichž se současně mění Z i A (přeměna α , emise nukleonů, emise těžších jader, samovolné štěpení)
3. přeměny způsobené deexcitací jádra, při nichž se mění pouze energetický obsah jádra (emise záření γ , vnitřní konverze).

V následujícím textu stručně probereme některé radioaktivní přeměny.

Přeměna β^-

Nastává u jader, u nichž je nadbytek neutronů oproti optimálnímu poměru N/Z . V takovém případě se v radioaktivním jádře přeměňuje nadbytečný neutron na proton, přičemž je z jádra emitována částice β^- (elektron e^-) a elektronové antineutrino $\bar{\nu}_e$. Emisi antineutrina vyžadují zákony zachování energie, hybnosti a leptonového čísla. V jádře se tímto způsobem za současného snižování počtu neutronů zvyšuje počet protonů směrem k nižší hodnotě poměru N/Z nutného k existenci stabilního jádra. Obecně lze přeměnu β^- zapsat jako



Vzhledem k tomu, že kinetickou energii nově vzniklého jádra lze většinou zanedbat, energie uvolněná při radioaktivní přeměně se může libovolně rozdělit mezi kinetickou energii elektronu a antineutrina. Energetické spektrum emitovaných elektronů je tedy spojitě od velmi malých hodnot až po určitou maximální hodnotu.

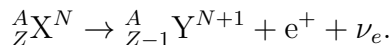
Při přeměnách β může jádro Y vzniknout v excitovaném stavu, při přechodu do základního stavu (deexcitaci) dojde k emisi fotonu záření γ .

¹Gluony jsou intermediální (výměnné) částice silné interakce, je jich 8 a nesou tzv. barevný náboj.

²Částicím složeným z kvarků se říká hadrony, mezi něž patří i nukleony. Známe 6 kvarků (a 6 antikvarků).

Přeměna β^+

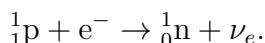
Je charakteristická pro jádra s nadbytkem protonů při nevhodně nízkém poměru N/Z . Dochází při ní k přeměně jednoho protonu na neutron, přičemž je emitována částice β^+ (pozitron e^+ , antičástice k elektronu) a elektronové neutrino ν_e . Touto přeměnou se zvyšuje poměr N/Z :



Emitovaný pozitron záhy po zbrzdění mnoha srážkami anihiluje s elektronem prostředí za vzniku dvou fotonů γ záření ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$).

Elektronový záchyt (EZ)

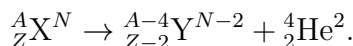
Jedná se o další typ beta přeměny, při němž se jádro zbavuje přebytečného protonu, který se zachycením orbitálního elektronu ze slupky K či L atomového obalu přeměňuje na neutron



Při elektronovém záchytu je z jádra emitováno pouze neutrino, které však s hmotou interaguje jen velice slabě, takže jej nelze běžnými způsoby detekovat. Do uvolněného místa ve slupce K či L záhy přeskočí elektron z vyšší energetické hladiny, čímž dojde k emisi fotonu rentgenového záření z atomového obalu.

Přeměna α

Při této přeměně jádro emituje shluk dvou protonů a dvou neutronů, tedy jádro hélia ${}^4_2\text{He}^2$, neboli částici α



Tímto způsobem se náboj jádra snižuje v jednom kroku hned o dvě jednotky. Emise jader hélia je oproti emisi jiných lehkých jader podporována skutečností, že jádro hélia je velmi silně vázáno. Při vzniku shluku dvou protonů a dvou neutronů se uvolní vazebná energie, tím se částice α dostane na vyšší energetickou hladinu a tunelovým jevem může projít potenciálovou bariérou atomového jádra. Z tohoto důvodu je energetické spektrum α přeměny diskrétní. Stejně jako v jiných případech, i přeměnou α může jádro Y vzniknout v excitovaném stavu, takže při přechodu do stavu základního emituje foton γ záření.

Příklady radioaktivních přeměn některých nuklidů naleznete v tabulce 1.1

Nuklid	Poločas přeměny	Typ přeměny	Energie částic (MeV)	Energie fotonů (MeV)
${}^{22}_{11}\text{Na}^{11}$	2,58 r	89 % β^+ , 11 % EZ	0,54 1,83	1,28
${}^{60}_{27}\text{Co}^{33}$	5,27 r	β^-	0,31	1,17 1,33
${}^{90}_{38}\text{Sr}^{52}$	28,1 r	β^-	0,54	-
${}^{90}_{39}\text{Y}^{51}$	64,2 h	β^-	2,25	-
${}^{241}_{95}\text{Am}^{146}$	458 r	α	5,24-5,54	0,027-0,37

Tabulka 1.1: Radioaktivní přeměny některých nuklidů. U přeměn β je udávána maximální energie částic, u přeměny α je uvedeno rozmezí diskrétních energií částic.

1.2.3 Kinetika radioaktivních přeměn

Rychlost radioaktivní přeměny je pro každý radioaktivní nuklid jiná a veličiny, které ji popisují, jsou pro každý radioaktivní nuklid charakteristické.

Přeměnová konstanta

Radioaktivní přeměna způsobuje, že radioaktivních atomů v čase postupně ubývá. Základní zákon radioaktivních přeměn říká, že za dostatečně krátký časový interval se přemění vždy stálá část z přítomného počtu N radioaktivního nuklidu

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \lambda. \quad (1.1)$$

Tato stálá část se označuje jako přeměnová konstanta. Například hodnota $\lambda = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ říká, že z dostatečně velkého souboru jader radioaktivního nuklidu se jich každou vteřinu přemění jedna tisícina.

Pravděpodobnostní charakter radioaktivní přeměny je příčinou toho, že základní zákon a další vztahy popisující rychlost přeměn platí dobře jen pro velké soubory radioaktivních atomů. Z tohoto důvodu nelze nikdy určit, kdy se v daném souboru přemění ten který atom.

Aktivita

Rychlost přeměny radioaktivního nuklidu se definuje jako časová změna (úbytek) počtu radioaktivních atomů za jednotku času. Příslušná veličina se nazývá aktivita

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (1.2)$$

Kombinací vztahů (1.1) a (1.2) snadno zjistíme, že

$$A = \lambda N. \quad (1.3)$$

Rozměr aktivity je s^{-1} , jednotkou je Becquerel Bq, neboli přeměna za sekundu.

Časová změna aktivity

Diferenciální rovnici (1.1) můžeme upravit do tvaru $-dN/dt = \lambda N$, kde znaménko minus vyjadřuje, že radioaktivních atomů ubývá. Separací proměnných postupně dostaneme

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt \quad \longrightarrow \quad -\int_{N_0}^N \frac{dx}{x} = \lambda \int_0^t dy \quad \longrightarrow \quad N = N_0 e^{-\lambda t},$$

kde N_0 je počáteční počet atomů radioaktivního nuklidu. Dosazením tohoto výsledku do vztahu (1.3) dostaneme vztah pro časovou závislost aktivity ve tvaru

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.4)$$

Poločas přeměny

Poločas přeměny je definován jako interval, během něhož poklesne původní aktivita radioaktivního nuklidu na jednu polovinu. Ze vztahu (1.4) postupně dostaneme

$$\frac{A_0}{2} = A_0 e^{-\lambda T} \quad \longrightarrow \quad \ln \frac{1}{2} = -\lambda T \quad \longrightarrow \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Poločasy přeměny některých radioaktivních nuklidů jsou uvedeny v tabulce 1.1.

1.2.4 Ionizující záření

Záření emitované radioaktivními nuklidy představuje proud hmotných částic a fotonů. Jejich energie leží v rádech keV až MeV, což jsou hodnoty o několik řádů převyšující ionizační energii atomů a molekul. Z tohoto důvodu při průchodu látkou způsobuje intenzivní ionizaci³ - odtud pak dostává název ionizující záření. Kromě ionizace dochází i k excitaci⁴ atomů a molekul. Elektrony uvolněné při ionizaci mají takovou energii, že samy způsobují sekundární ionizaci a excitaci.

Každou jednotlivou ionizaci či excitaci se zmenšuje energie ionizující částice o příslušnou hodnotu ionizační či excitační energie. Vzhledem k tomu, že tato energie představuje jen malou část energie částice, vzniká podél dráhy ionizující částice velké množství iontů, volných elektronů a excitovaných stavů. Tímto způsobem částice odevzdává látce svou energii, až postupně ztratí schopnost ionizace a excitace a je v prostředí absorbována. Je-li vrstva látky dostatečně silná, všechny částice předají látce veškerou svou energii a záření je zcela absorbováno. Tloušťka vrstvy, která úplně absorbuje záření, se označuje jako dosah záření.

Energie předaná primárními i sekundárními částicemi ionizujícího záření absorbuje látce se nazývá sdělená energie ϵ . Veličina vyjadřující sdělenou energii vztahenou na jednotkovou hmotnost absorbuje látce se nazývá dávka záření

$$D = \frac{d\epsilon}{dm},$$

její rozměr je J kg^{-1} a její jednotkou je Gray (Gy). Kromě dávky záření je rovněž užitečné znát rozložení sdělené energie podél dráhy částice. Tuto vlastnost záření vyjadřuje lineární přenos energie

$$L = \frac{d\epsilon}{dx}.$$

Je zřejmé, že má-li záření krátký dosah (jak je tomu např. u záření α), je veškerá energie absorbována podél krátké dráhy, a tudíž je lineární přenos energie velký.

Mechanismus ztráty energie ionizujícího záření

Ionizující záření tvořené proudem nabitých částic ztrácí svou energii srážkami s molekulami a atomy prostředí. Přitom dochází k elektromagnetické interakci s elektrony, jejímž výsledkem je ionizace a excitace. Lineární přenos energie pro nabitou částici je složitou funkcí nábojového čísla Z částice, počtu elektronů v objemové jednotce absorbuje prostředí n , rychlosti částice v a ionizační energie atomů a molekul prostředí. Velmi zjednodušeně lze psát, že

$$L \sim \frac{Z^2 n}{v}. \quad (1.5)$$

Těžké nabitě částice (α částice) pronikají látkou jen obtížně, záření má jen krátký a ostře definovaný dosah. Ionizační schopnost částice zůstává po celé dráze částice zhruba stejná, teprve těsně před koncem dráhy klesá rychle k nule. Prudký pokles ionizační schopnosti nastává, když se částice zpomalí natolik, že může zachytit elektrony z okolí a stane se z ní neutrální atom hélia. Dosah α záření emitovaného z radioaktivních nuklidů je ve vzduchu jen několik centimetrů, 10 cm vrstva vzduchu záření absorbuje zcela. V kapalinách a pevných látkách je tato zcela absorbuje vrstva silná řádově desítky mikrometrů.

³Ionizací se rozumí vznik iontu uvolněním elektronu z atomového obalu, ionizační energie je energie potřebná k uvolnění tohoto elektronu.

⁴Excitací atomů se rozumí přechod elektronů v atomových obalech na vyšší energetické hladiny, u molekul i zvýšení frekvence kmitání atomů v molekule či urychlení rotace molekuly.

Lineární přenos energie β záření je obecně menší, než je tomu u záření α . Příčinou je menší velikost náboje elektronu oproti velikosti náboje jádra hélia a fakt, že při dané energii je rychlost elektronů výrazně vyšší. Z tohoto důvodu má β záření v prostředí větší pronikavost a dosah. V plynech (podle energie záření) je dosah několik metrů, β záření o nízké energii se malým dosahem podobá α záření. Absorpční křivka β záření má exponenciální průběh popsáný empirickým vztahem

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (1.6)$$

kde I je intenzita záření, d je tloušťka absorbující vrstvy a μ je lineární absorpční koeficient závislý na hustotě elektronů prostředí a energii záření. Pro lineární absorpční koeficient můžeme psát $\mu = \mu_m \rho$, kde ρ je hustota prostředí a μ_m , hmotnostní absorpční koeficient, je pro daný typ záření a příslušné energetické spektrum konstanta. K absorpci β záření v menší míře přispívá i vznik brzdného (rentgenového) a Čerenkovova záření.

Záření γ nemá schopnost přímo ionizovat prostředí elektromagnetickou interakcí, jak je tomu u částic nesoucích elektrický náboj. Ionizuje nepřímo účinkem sekundárních elektronů, které vznikají při průchodu γ záření látkou třemi ději, v závislosti na energii fotonů.

Je-li energie γ záření menší než 0,1 MeV, záření interaguje převážně s elektrony ve vnitřních atomových orbitálech. Přitom se na elektron přenáší celá energie fotonu, foton zaniká a elektron se z atomu uvolňuje jako tzv. fotoelektron. Díky zaplňování vakancí elektrony z vyšších orbitalů je fotoefekt doprovázen vznikem charakteristického rentgenového záření.

Při energii 0,1-2 MeV interaguje γ záření převážně se slabě vázanými vnějšími orbitálními elektrony tzv. Comptonovým rozptylem. Foton při něm předává elektronu jen část své energie a uvolňuje jej z atomového obalu jako tzv. Comptonův elektron. Tímto způsobem foton se zmenšenou energií a pozměněným směrem interaguje s atomy tak dlouho, dokud se jeho energie nesníží natolik, že zanikne fotoefektem.

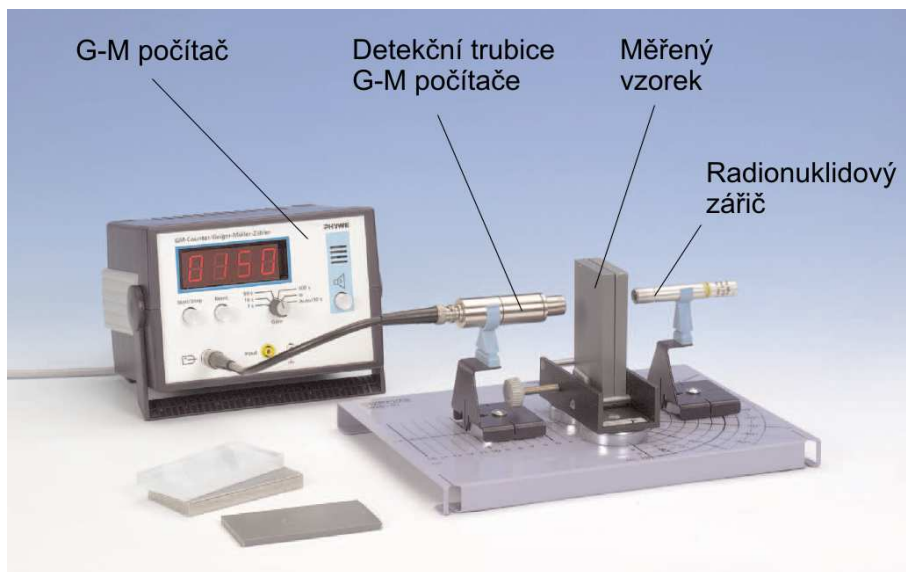
Třetí děj je tvorba párů. Dochází k němu, pronikne-li foton γ záření do blízkosti atomového jádra a je-li jeho energie větší než 1,02 MeV (hodnota odpovídající dvojnásobku klidové energie elektronu). V takovém případě se foton v elektromagnetickém poli jádra přeměňuje na dvojici elektron - pozitron. Pozitrony vzápětí po svém vzniku zanikají anihilací - interakcí s elektronem za vzniku dvou γ fotonů.

Sekundární elektrony vznikající při absorpci γ záření výše zmíněnými mechanismy předávají svoji energii látce ionizačními a excitačními ději stejným způsobem, jak bylo popsáno u β záření. Protože má γ záření velkou pronikavost, jsou sekundární elektrony rozloženy podél dráhy záření mnohem řidčeji, lineární přenos energie je tudíž malý a dosah záření velký (ve vzduchu proniká γ záření o vysoké energii až do vzdálenosti několika kilometrů). Zeslabení svazku γ záření při průchodu látkou se řídí vztahem (1.6), kde koeficient μ zahrnuje pravděpodobnosti tří dějů interakce, a závisí proto na protonovém čísle absorbující látky a energii fotonů γ záření.

Místo experimentálně nedostupného dosahu se pronikavost záření vyjadřuje pomocí tzv. polotloušťky, což je síla látky zeslabující počáteční intenzitu záření na jednu polovinu. Ze vztahu (1.6) a podmínky $I = I_0/2$ snadno dostaneme pro polotloušťku vztah

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (1.7)$$

Polotloušťka vzduchu je 35 m pro záření o energii 0,1 MeV a 90 m pro záření o energii 1,0 MeV.



Obrázek 1.1: Uspořádání experimentu.

1.3 Pokyny pro měření

1.3.1 Před zahájením měření

Jelikož kromě záření radioizotopových zářičů detektor Geigerova-Müllerova (G-M) počítače registruje i radioaktivní pozadí, je třeba znát jeho úroveň kvůli korekci. Ještě dříve, než si vyžádáte radioizotopové zářiče, změřte úroveň radioaktivního pozadí N_{poz} jako počet impulsů načítaných za nějaký časový interval (např. 4 minuty).

1.3.2 Měření absorpce β -záření

1. Použijte zářič ^{90}Sr (aktivita 74 kBq), umístěte jej na přípravek do osy naproti trubici detektoru G-M počítače do vzdálenosti cca 25 mm od vstupního okénka trubice, přičemž jeho ochranný kryt musí být odstraněn. **Ochranný kryt odstraňujte a nasazujte velmi opatrně!**
2. Vyberte si nějaký absorpční materiál (hliník, plexisklo, pertinax, papír – slabší vzorky) a vyzkoušejte, jak rychle načítá počítač impulsy při různých tloušťkách absorpčního materiálu. Při příliš silné vrstvě nevhodně zvoleného materiálu detektor neregistruje záření radioizotopového zářiče, ale pouze záření pozadí a měření nemá smysl.
Polohu detekční trubice a zářiče upravte tak, **abyste ji během měření nemuseli měnit.**
3. Pro jednotlivé tloušťky absorpční vrstvy (včetně nulové) změřte počet impulsů načítaných G-M počítačem.

Uvědomte si, že rozpad radioaktivních jader se řídí statistickými zákony, takže načítání impulsů je třeba provádět dostatečně dlouhou dobu. Vzhledem k tomu, že záření β se absorbuje v materiálech poměrně rychle, provádějte jednotlivá měření (v závislosti na materiálu a jeho tloušťce) po dobu cca 10 sekund až 2 minuty. V případě absorpčních materiálů s vyšší hustotou se mohou naměřené hodnoty přibližovat hodnotám přirozeného radioaktivního pozadí, v těchto případech nemá smysl v měření pokračovat.

Pokud budete provádět jednotlivá měření po různě dlouhou dobu, je třeba před zpracováním získané hodnoty přepočítat na jeden časový interval, viz poznámka 1.3.6.

1.3.3 Měření absorpce γ -záření

Měření absorpce γ -záření se provádí stejným způsobem jako v případě β -záření s tou výjimkou, že

- použijete zářič ^{60}Co (aktivita 74 kBq), umístíte jej na přípravek do osy naproti trubici detektoru G-M počítače do vzdálenosti cca 45 mm od vstupního okénka trubice,
- použijete silnější vzorky absorpčního materiálu (olovo, železo, hliník, plexisklo, beton),
- impulsy budete načítat po alespoň jednu minutu.

1.3.4 Absorpce α -záření

- S pomocí zářiče ^{241}Am se přesvědčte, že záření α zcela odstíníte i tenkou vrstvou absorpční látky (například listem papíru).
- Vzhledem ke krátkému dosahu α -záření je třeba, aby kryt vstupního okénka trubice G-M počítače byl odstraněn. **Ochranný kryt odstraňujte a nasazujte velmi opatrně!**

1.3.5 Po měření

Na detekční trubici G-M počítače opatrně nasad'te ochrannou krytku, zářič vra'te vyučujícímu.

1.3.6 Poznámky ke zpracování naměřených hodnot

Jelikož intenzita záření s tloušťkou absorpční vrstvy klesá exponenciálně a je úměrná počtu načítaných impulsů, vypočtete lineární absorpční koeficient nejpohodlněji tak, že naměřené hodnoty korigované o radioaktivní pozadí (d_i , $N'_i - N'_{\text{poz}}$) proložíte exponenciálou

$$N' = Ae^{kd},$$

kde vypočtený koeficient k odpovídá lineárnímu absorpčnímu koeficientu⁵ μ . Všechny načítané počty impulsů musí být přepočteny na stejnou (ale jinak libovolnou) dobu načítání Δt_0 – nejlépe tu, pro kterou jste prováděli nejvíce měření. Pokud jste tedy při i -tém měření za dobu Δt_i načítali N_i impulsů, bude platit

$$N'_i = N_i \times \frac{\Delta t_0}{\Delta t_i}.$$

Počet načítaných impulsů je náhodná veličina řídicí se Poissonovým rozdělením, pro které platí, že rozptyl je roven střední hodnotě. Odhad směrodatné odchylky (standardní nejistoty) načítané hodnoty přepočítané na interval Δt_0 tedy můžeme vypočítat jako její odmocninu, tedy

$$\sigma'_i \approx \sqrt{N_i} \times \frac{\Delta t_0}{\Delta t_i}.$$

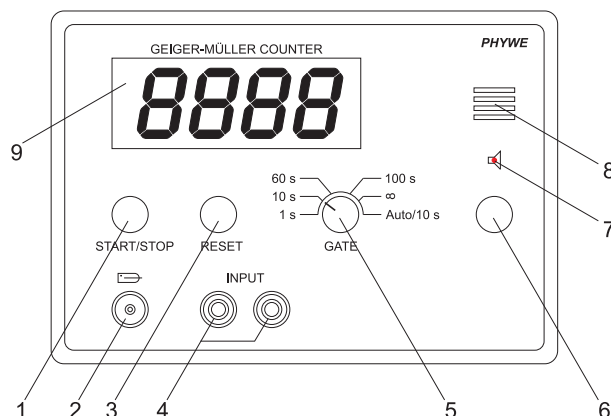
K výpočtům a zhotovení grafů můžete použít *Univerzální nástroj pro kreslení grafů* na serveru Herods (<http://herodes.feld.cvut.cz/mereni/>).

⁵Jeho jednotka bude odpovídat jednotce, v jaké budete zadávat vzdálenosti d_i . Budou-li např. v cm, vyjde vám μ v cm^{-1} .

1.4 Příloha - Geigerův-Müllerův počítač

Geigerův-Müllerův počítač patří mezi plynové ionizační detektory. Detekční trubice má tvar válce, vodivá fólie na vnitřní stěně tvoří katodu, tenký drát v ose válce pak anodu. Trubice je naplněna vhodným plynem, na elektrody je připojeno stejnosměrné napětí, nejčastěji 400-2000 V, dle typu detektoru. Vnikne-li částice záření do detektoru, ionizuje plynou náplň a vytvoří tak podél své dráhy mnoho kladných iontů a elektronů. Ty se rychle pohybují k příslušným elektrodám, plyná náplň se tak na krátkou dobu stává vodivou a vzniká proudový impuls, který se registruje. Elektrony jsou v silném poli anody urychleny natolik, že způsobují další ionizaci a proudový impuls zesilují. Během sběru iontů a elektronů, kdy počítačem teče proud, není možné registrovat další částici. Této době se říká mrtvá doba.

Detekční trubice použitého G-M počítače je naplněna směsí argonu a neonu, její mrtvá doba je kolem 100 μs . Kryt trubice propouští kvanta γ záření a β částice s dostatečnou energií, pravděpodobnost detekce je: 20 % pro 0,73 MeV, 60 % pro 1,01 MeV, 85 % pro 1,37 MeV a 95 % pro 1,7 MeV. Nízkoenergetické elektrony a částice α neschopné projít krytem trubice jsou detekovány tenkým slídovým okénkem, z nějž je třeba **velmi opatrně** odstranit umělohmotnou krytku.



Obrázek 1.2: G-M počítač Phywe.

Ovládání G-M počítače

1. Tlačítko **START/STOP** slouží ke spuštění čítání, pokud je stisknuto během měření před uplynutím nastaveného intervalu, čítání je přerušeno a na displeji zůstává zobrazen počet impulzů. V tomto případě lze nové měření zahájit až po stisknutí tlačítka **RESET**.
2. BNC konektor pro připojení stíněného kabelu detekční trubice.
3. Tlačítko **RESET** slouží pro vynulování čítače.
4. Vstupní svorky **INPUT** slouží pro čítání TTL signálu.
5. Otočný prepínač pro nastavení doby čítání a operačního režimu. Jednotlivá měření po pevnou dobu **1 s**, **10 s**, **60 s** a **100 s** jsou zahájena stiskem tlačítka **START/STOP**. Po ukončení zvoleného časového limitu zůstává údaj na displeji zobrazen. Pokud pak znovu stisknete tlačítko **START/STOP**, čítání bude pokračovat od dříve naměřené hodnoty. Chcete-li počítat od nuly, musíte nejdříve zamáčknout tlačítko **RESET**.

V poloze ∞ čítá čítač nepřetržitě mezi dvěma po sobě jdoucími stisky tlačítka **START/STOP**. Opětovným stiskem tlačítka **START/STOP** zahájíme další čítání, nové impulzy se budou přičítat k hodnotě původní. Po dosažení hodnoty 9999 se čítač zastaví.

V režimu **Auto/10s** probíhá po stisku tlačítka **START/STOP** měření opakovaně od nuly vždy po dobu 10 s. Po uplynutí této doby je načítaný údaj na displeji nějakou dobu zobrazen.

6. Tlačítko reproduktoru vypíná a zapíná zvukovou signalizaci načteného impulsu. Zapnutý stav je indikován světelnou diodou.

7. Světelná dioda indikuje zapnutí reproduktoru.
8. Reproduktor.
9. Displej zobrazující načítané hodnoty.

1.5 Příloha - Pravidla bezpečného zacházení s radionuklidovými zářiči

- Radionuklidové zářiče používané k experimentům v laboratoři jsou tzv. *nevýznamné zdroje ionizujícího záření*. Příkon dávkového ekvivalentu na kterémkoliv místě ve vzdálenosti 0,1 m od povrchu zářiče je menší než $1\mu\text{Sv/hod}$, což umožňuje práci se zářiči a pobyt v jejich blízkosti *bez časového omezení*.
- K vyšším hodnotám ozáření může dojít v případě hrubého mechanického poškození zářiče. Je proto zakázáno demontovat zakrytování zářiče nebo jiným způsobem násilně vniknout do jeho blízkosti.
- Po skončení práce, nebo pokud není zářič používán, musí být uložen v ochranném kontejneru.
- Zjistí-li obsluha mechanické poškození zářiče, je povinna ihned tuto skutečnost, stejně jako každé podezření na netěsnost a únik radionuklidu, ohlásit vedoucímu cvičení. Do jeho rozhodnutí není dovoleno se zdrojem jakýmkoliv způsobem manipulovat.
- Jednotlivé radionuklidové zářiče vám cvičící v laboratoři na požádání postupně vydají, **poslední použitý zářič odevzdejte před odchodem z laboratoře do rukou cvičícího.**

1.6 Příloha - Hustoty vzorků absorpčních materiálů

Materiál	ρ [kg/m ³]	Materiál	ρ [kg/m ³]
papír	852	sklo	2370
olovo	11340	hliník	2690
železo	7860	beton	2350
plexisklo	1119	pertinax	1390

1.7 Použitá literatura

1. Jiří Hála: Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie, *Konvoj*, Brno, 1998
2. Oldřich Navrátil: Nuclear chemistry, *Academia*, Praha, 1992
3. Arthur Beiser: Úvod do moderní fyziky, *Academia*, Praha, 1987