

NUCLEAR INDUSTRY



Detekce a měření ionizujícího záření

Přednášející: RNDr. Aleš Jančář, Ph.D.



MUNI
SCI

Úvod k detekci a měření IZ

Ionizující záření je pouhým okem neviditelné. Abychom se o jeho existenci mohli přesvědčit, je třeba jej detekovat.

Principy detekce ionizujícího záření jsou založeny na souhrnu fyzikálních vlastností a jevů.

Z principu detekce ionizujícího záření je odvozena metoda měření, jejíž přesnou realizaci popisuje postup měření.



Úvod k detekci a měření IZ

Jaké základní druhy IZ lze detekovat a měřit:

- 1/ Záření **ALFA** (jádra helia)
- 2/ Záření **BETA** (elektrony, pozitrony)
- 3/ Záření **GAMA** (fotony)
- 4/ **NEUTRONOVÉ** záření (neutrony)



Úvod k detekci a měření IZ

Koncem 19. století došlo k několika významným objevům v oblasti IZ:

1895 (Röntgen) objevil tzv. paprsky X.

1896 (Becquerell) objevil přirozenou radioaktivitu studiem uranové rudy.

1897 (Rutherford) rozlišil radioaktivní záření alfa a beta.

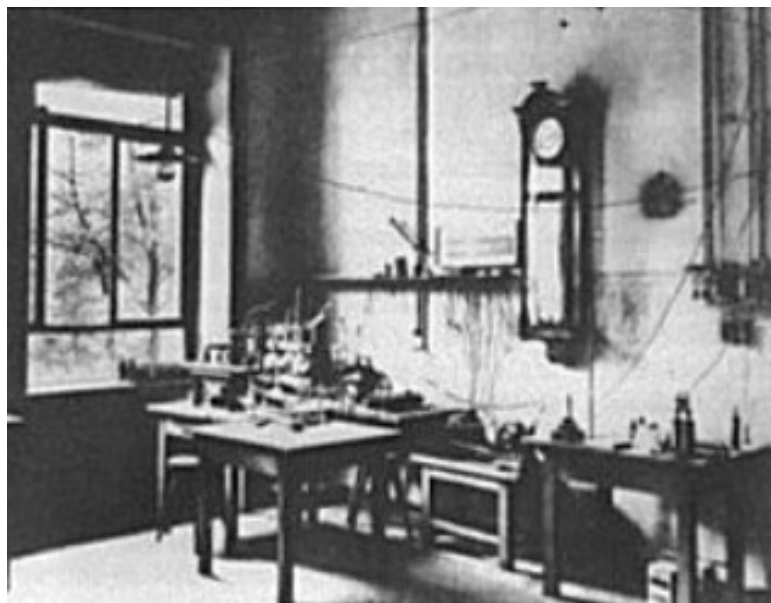
1898 (Sklodovská, Curie) objev radioaktivních prvků polonium a radium.



Úvod k detekci a měření IZ

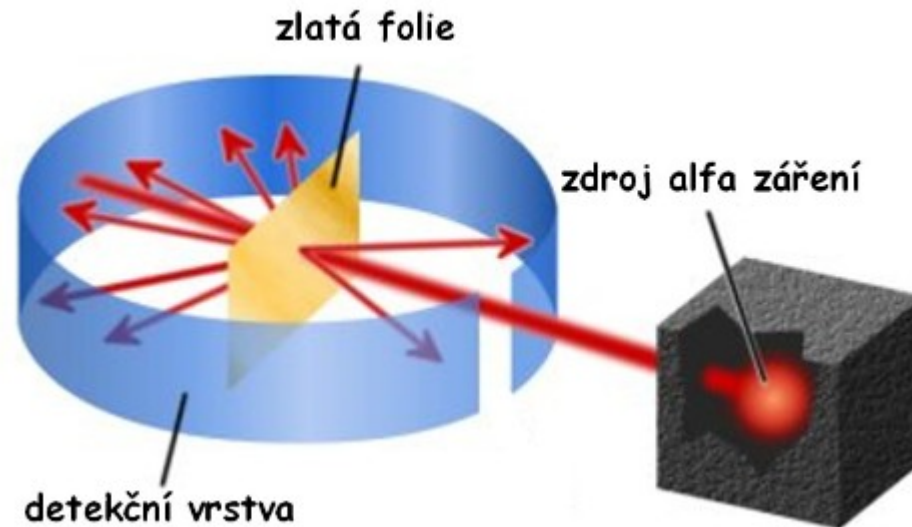
Alfa záření bylo již v roce 1908 detekováno pomocí scintilačních materiálů. Jedná se o historicky **nejstarší způsob detekce IZ**.

1908 (Crookes, Regener) počítání záblesků na stínítku pokrytého ZnS(Ag) pomocí mikroskopu.



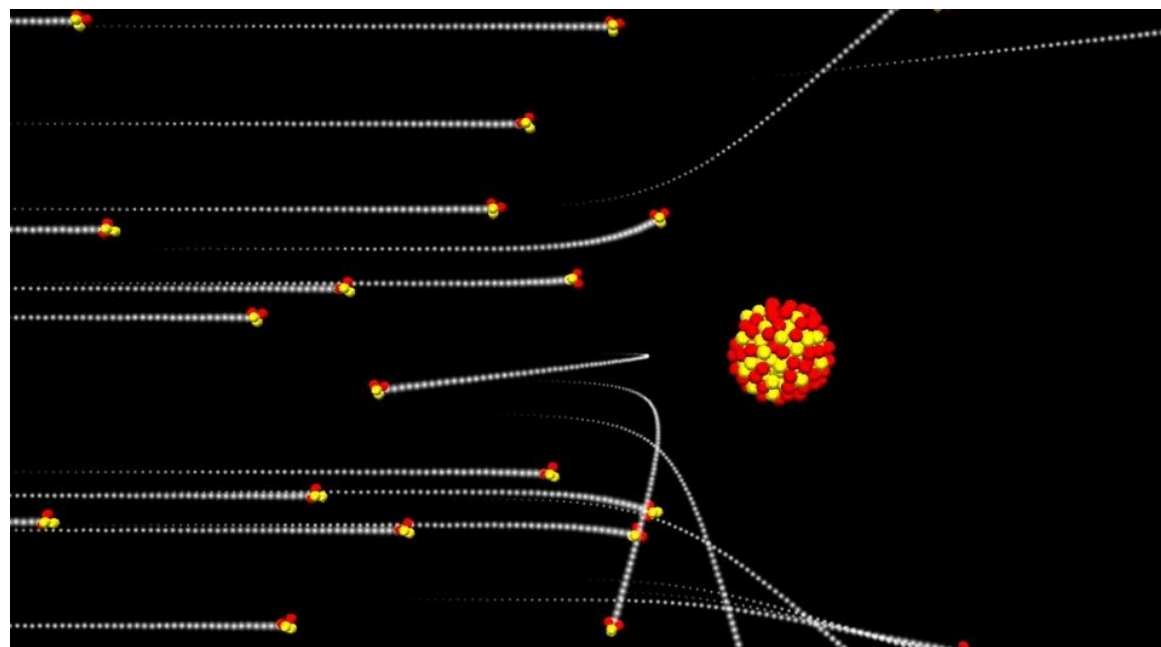
Úvod k detekci a měření IZ

1909 (Geiger, Marsden) provedli experiment zabývající se rozptylem alfa částic na tenké zlaté fólii.



Úvod k detekci a měření IZ

1911 (Rutherford) publikoval experiment (Geiger, Marsden) zabývající se rozptylem alfa částic na tenké fólii a formuloval planetární model atomu (jádro = slunce, elektrony = planety).



Úvod k detekci a měření IZ

1900 (Villard) objevil při studiu uranu záření, které není ohýbáno v magnetickém poli.

1910 (Bragg) dalším zkoumáním tohoto záření zjistil, že má vlnový charakter tím, že ionizuje plyn.

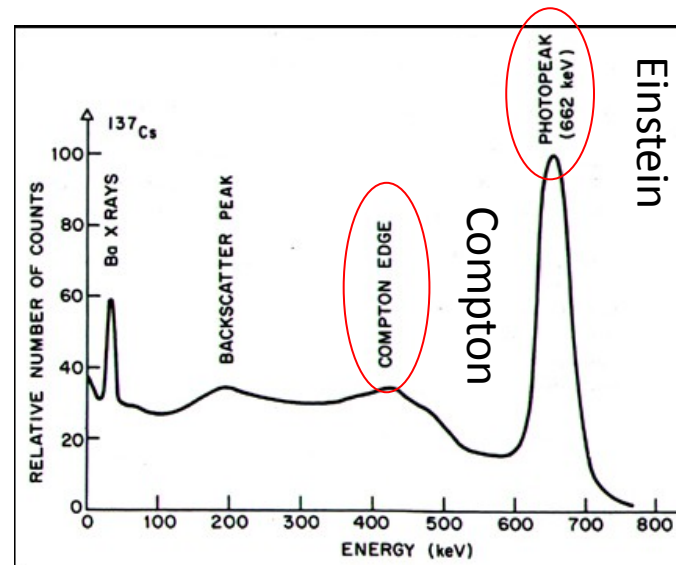
1914 (Rutherford, Andrade) dokázali změřením vlnové délky, že se jedná o elektromagnetické záření. Pojmenovali jej **záření gama**.



Úvod k detekci a měření IZ

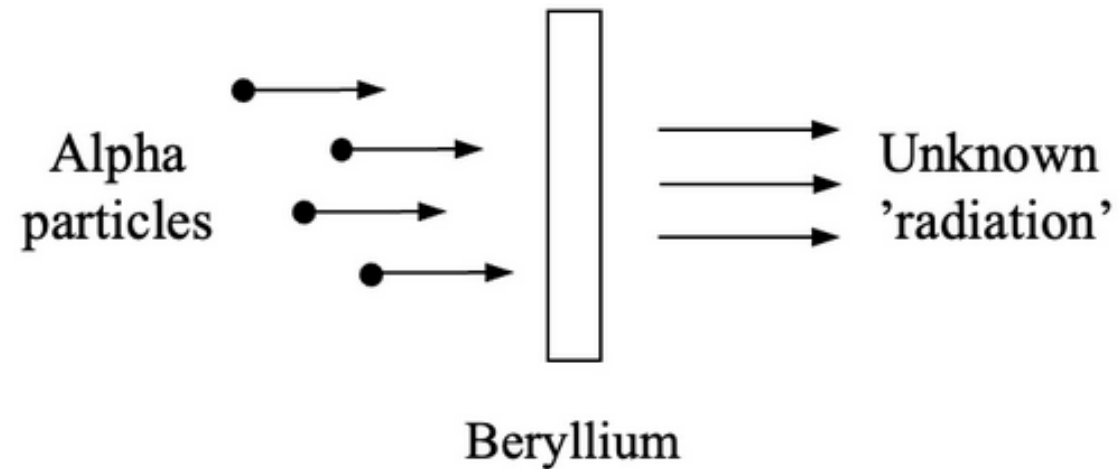
1921 (Einstein) zákonitosti fotoelektrického jevu a speciální teorie relativity.

1927 (Compton) zákonitosti rozptylu fotonů na volných nebo slabě vázaných elektronech.



Úvod k detekci a měření IZ

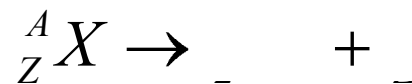
1930 (Chadwick) objevil záření s vysokou pronikavostí až 10 cm do olova, když alfa částicemi ostřeloval berylliový terč.



Druhy ionizujícího záření

Záření alfa (jádra hélia)

- Při alfa rozpadu emituje jádro He (helion). Hmotnostní číslo se zmenší o 4, protonové číslo o 2 a prvek se posune o dvě místa vlevo v periodické soustavě prvků:



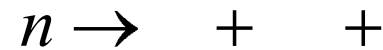
- Energie 4 až 9 MeV
- Krátký dolet (plyn několik cm, kapalina zlomky mm)
- Vysoký stupeň ionizace
- Ochrana před alfa zářením, postačí list papíru



Druhy ionizujícího záření

Záření beta (elektrony)

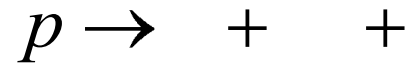
- Pokud jádro emituje elektron, pak dochází v jádře k přeměně neutronu na proton, elektron a antineutrino. Hmotnostní číslo se nezmění, protonové číslo se zvětší o 1 a prvek se posune o jedno místo vpravo v periodické soustavě prvků:



Druhy ionizujícího záření

Záření beta (pozitrony)

- Pokud jádro emituje pozitron, pak dochází v jádře k přeměně protonu na neutron, pozitron a neutrino. Hmotnostní číslo se nezmění, protonové číslo se zmenší o 1 a prvek se posune o jedno místo vlevo v periodické soustavě prvků:



Druhy ionizujícího záření

Záření beta

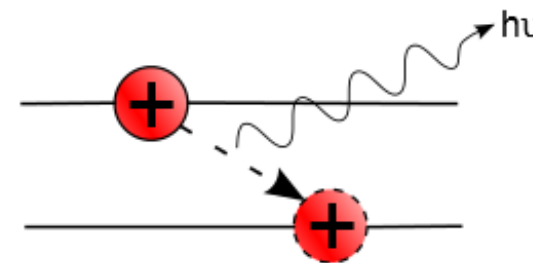
- Energie 2 MeV
- Spojité spektrum
- Dolet (vzduch 8 m, kapalina 1 cm, hliník 4 mm)
- Brzdné záření, vyšší pronikavost
- Anihilace, pozitron ztratí energii a spojí se s elektronem = 2 fotony gama záření 511 keV
- Ochrana před beta zářením hliník, plexisklo, aj.



Druhy ionizujícího záření

Záření gama

- Jedná se o elektromagnetické záření (fotony) s velmi krátkou vlnovou délkou. Vzniká při jaderných reakcích nebo při radioaktivním rozpadu přechodem jádra z vyššího energetického stavu do nižšího, kdy se jádro zbavuje své excitační energie (izomerní přechod).



Druhy ionizujícího záření

Záření gama (fotony)

- Energie fotonů gama je dána vztahem:

$$E = \frac{h \cdot \nu}{\lambda}$$

kde

h – Planckova konstanta [$6,626\ 068\ 96 \cdot 10^{-34}$ J·s]

c – rychlost elektromagnetického záření ve vakuu [$299\ 792\ 458$ m·s⁻¹];

λ – vlnová délka záření ();

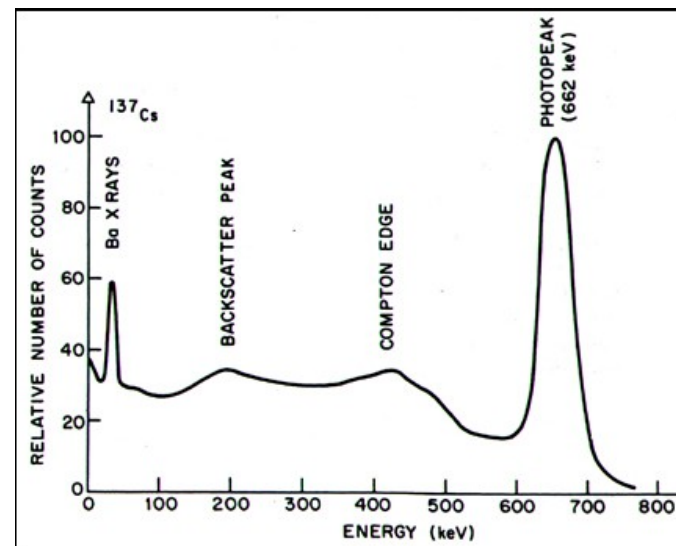
ν – frekvence elektromagnetického záření.



Druhy ionizujícího záření

Záření gama (fotony)

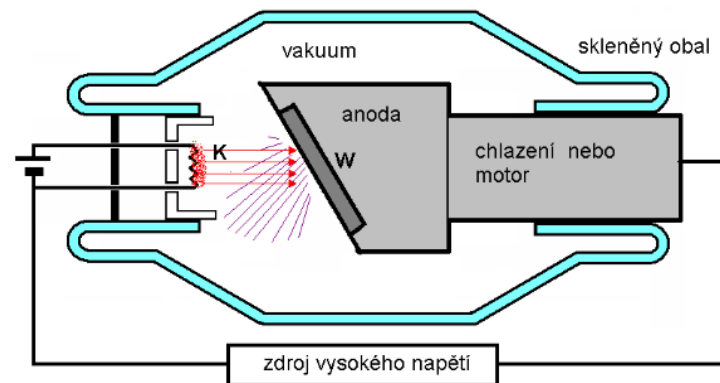
- Záření gama má čárové spektrum, to znamená, že daný radionuklid emituje pouze fotony s určitými energiemi, které jsou pro jeho přeměnu charakteristické.



Druhy ionizujícího záření

Rentgenovo záření

- Elektromagnetické záření s velmi **krátkou λ**
- Vzniká **zabrzděním** rychle letících **elektronů** v těžkých kovech
- Zdrojem záření jsou nejčastěji RTG trubice



Druhy ionizujícího záření

Rentgenovo záření

Rozlišujeme **charakteristické** a **brzdné** záření

- **Brzdné záření** vzniká zpomalováním pohybu urychlených elektronů, nezávisí na materiálu anody (terčíku), ale jen na urychlovacím napětí. Důsledkem zpomalování je vyzařování elektromagnetických vln, jejichž frekvence se mění spojitě - má spojité spektrum



Druhy ionizujícího záření

Rentgenovo záření

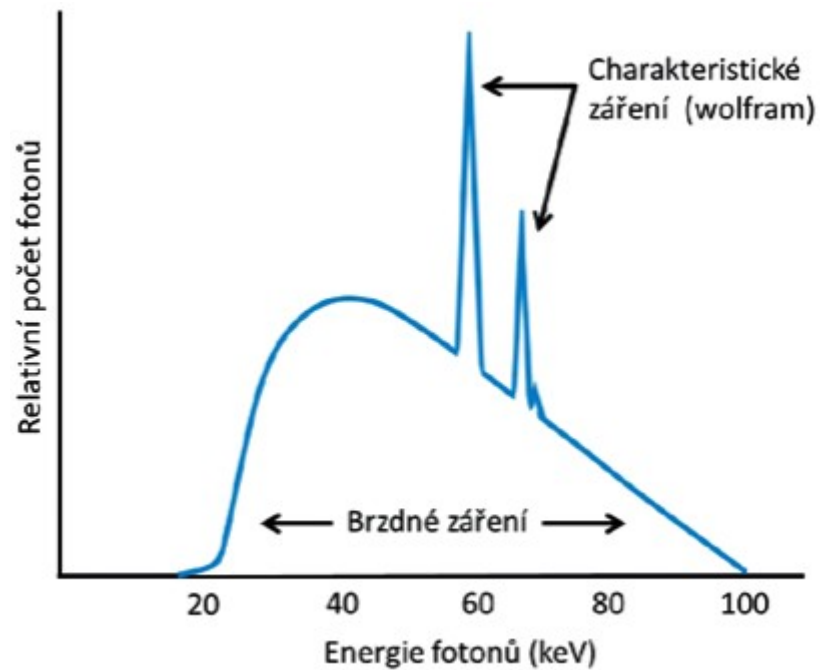
- Charakteristické záření souvisí se změnami energie atomu. Vzniká při přechodech elektronů v atomovém obalu
- Elektrony dopadající na anodu (terčík) vyráží elektrony, prázdné místo je zaplněno elektronem z vyšší hladiny a přebytek energie je vyzářen ve formě charakteristického záření
- Toto záření má čárové spektrum a jeho energie závisí na materiálu anody



Druhy ionizujícího záření

Rentgenovo záření

- Spojité a **čárové spektrum** záření X



Druhy ionizujícího záření

Rentgenovo záření

Vlnová délka záření X určuje jeho základní vlastnosti:

- a) Schopnost pronikat látkami
- b) Vyvolat ionizaci látky

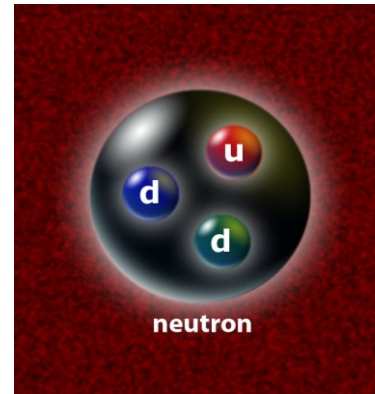
Čím kratší je vlnová délka tím lépe záření proniká látkami a má větší ionizační účinky.



Druhy ionizujícího záření

Neutronové záření

- Elementární částice bez elektrického náboje, mající přibližně stejnou hmotnost jako protony
- Složení ze dvou kvarku d a jednoho kvarku u
- Vysoká pronikavost
- Spojité spektrum



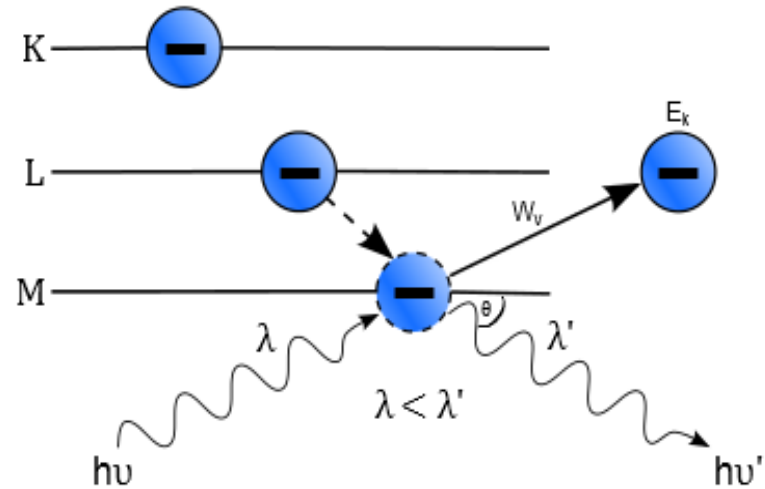
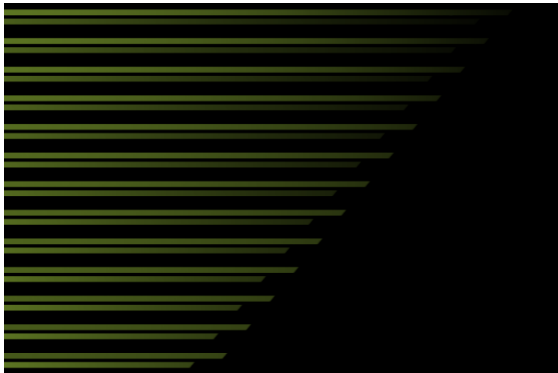
Druhy ionizujícího záření

Neutronové záření

Chladné neutrony	$< 0,002 \text{ eV}$
Teplé neutrony	$(0,002 \div 0,5) \text{ eV}$
Nadteplé neutrony	$(0,5 \div 1) \text{ eV}$
Epitermální neutrony	$(1 \div 10) \text{ eV}$
Nadepitermální neutrony	$(10 \div 50) \text{ eV}$
Nízké rezonanční neutrony	$(50 \div 100) \text{ eV}$
Střední rezonanční neutrony	$(0,1 \div 1) \text{ keV}$
Rezonanční neutrony	$(1 \div 10) \text{ keV}$
Vysoké rezonanční neutrony	$(10 \div 100) \text{ keV}$
Rychlé nadrezonanční neutrony	$(0,1 \div 1) \text{ MeV}$
Štěpné, rychlé neutrony	$(1 \div 3) \text{ MeV}$
Neutrony s vysokými energiemi	$(3 \div 50) \text{ MeV}$
Neutrony s velmi vysokými energiemi	$> 50 \text{ MeV}$



Fotoelektrický jev



$$h\nu = W_v + \frac{1}{2} m_e v^2$$

Foton gama záření předá kvantum energie $h\nu$ elektronu v atomovém obalu. Pokud je tato energie větší jak výstupní práce elektronu W_v dojde k jeho uvolnění z obalu a elektron získá kinetickou energii E_k .

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v^2 = h \frac{c}{\lambda} - W_v.$$

Fotoelektrický jev

Fotoefekt – prakticky úplná absorpce záření gama např. ve scintilátoru, jíž pak odpovídá v amplitudovém spektru pík totální absorpce tzv. fotopík

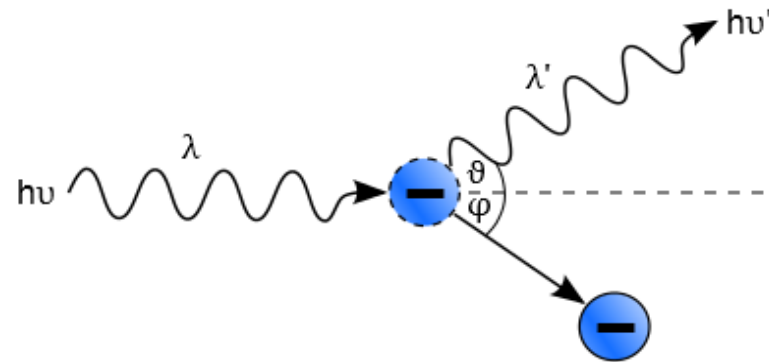
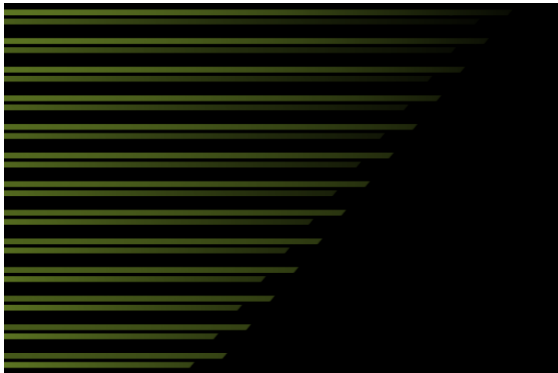
Kinetická energie fotoelektronů je přímo úměrná frekvenci záření, přičemž nezávisí na intenzitě.

Velikost fotoproudu, tj. počet uvolněných elektronů je přímo úměrný intenzitě záření.

Pravděpodobnost fotoelektrického jevu se zvyšuje s atomovým číslem materiálu.



Comptonův rozptyl



Comptonův rozptyl nastává, když foton záření gama předá část své energie $h\nu$ volnému nebo slabě vázanému elektronu.

Energie se tedy rozdělí mezi rozptýlený foton a elektron v závislosti na úhlu.

Comptonův rozptyl

Rozptýlený foton má nižší energii a větší vlnovou délku.

Čím větší je úhel, tím větší je rozdíl:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda.$$

Energie Comptonovy hrany (E_c):

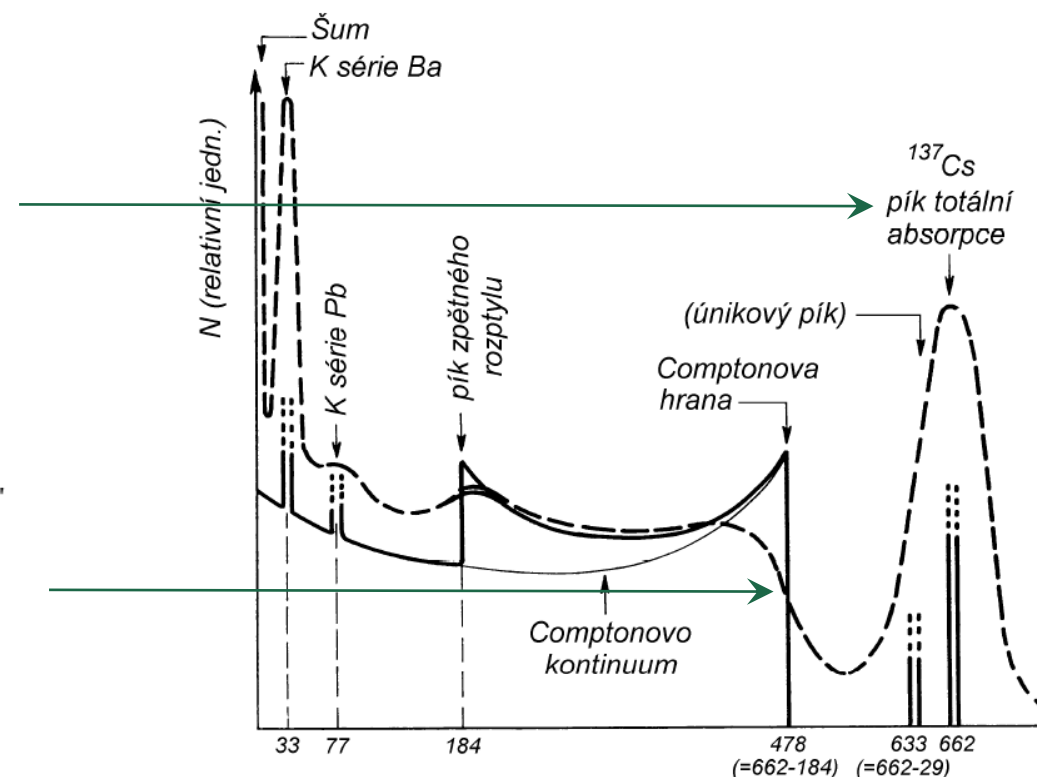
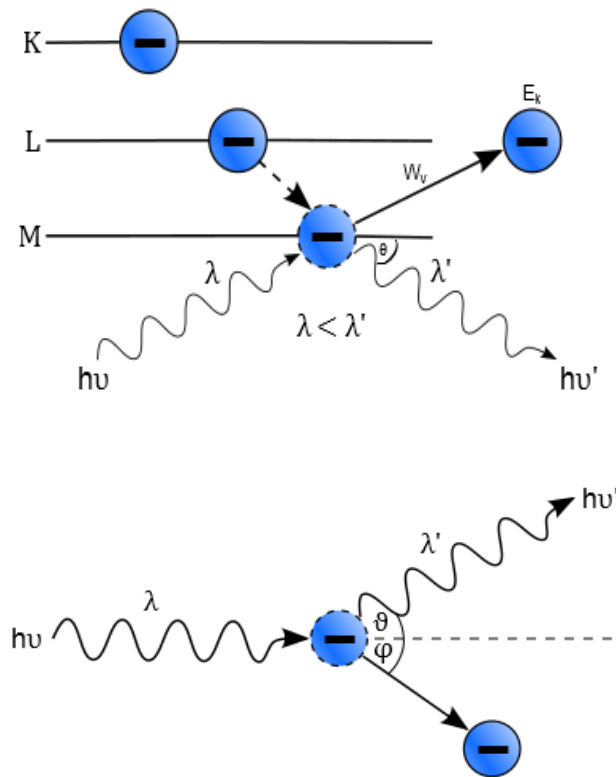
$$E_c = \frac{E_{ZIZ} \times 2 \times \lambda \times \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{2 \times \lambda \times \sin^2 \frac{\Phi}{2} + \frac{hc}{E_{ZIZ}}}$$

λ - Comptonova vlnová délka = $h/m_e c^2$



Fotoefekt a Comptonův rozptyl v praxi

Do scintilačního detektoru NaI(Tl) dopadají monoenergetické fotony s energií 662 keV, které emituje radionuklid Cs-137. Celá energie fotonu se deponuje ve scintilátoru a jí pak odpovídá pík totální absorpce. Comptonova hrana odpovídá maximální předané energii elektronu, která nastane při rozptylu kvanta záření $h\nu$ pod úhlem 180° .



Veličiny a jednotky atomové a jaderné fyziky

Základní rozdělení

- Veličiny charakterizující zdroje IZ
- Veličiny charakterizující pole záření
- Veličiny charakterizující působení záření na látku
- Veličiny popisující interakce IZ s látkou
- Veličiny používané v radiační ochraně



Veličiny charakterizující zdroje IZ

Aktivita (A)

Aktivita radioaktivní látky (zářiče) je počet samovolných radioaktivních přeměn (rozpadů) v této látce za jednotku času. Jednotkou je Bq (1 Ci = 3,7E+10 Bq).

Aktivita radionuklidu s časem klesá:

$$A = -\frac{dn}{dt} = \lambda n$$

$$\lambda n = \lambda n_0 e^{-\lambda t}$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$



Veličiny charakterizující zdroje IZ

Aktivita (A)

Aktivita se vztahuje k radionuklidu jako celku, nezávisle na jeho tvaru, rozměrech nebo hmotnosti.

Pro bližší charakterizaci je nutné vztáhnout aktivitu ke vhodné jednotce (Bq/kg , Bq/m^3 , Bq/cm^2).



Veličiny charakterizující zdroje IZ

Emise zdroje (1/s)

Počet přeměn udávaných aktivitou nemusí být stejný jako počet emitovaných částic.

Skutečný počet emitovaných částic se zdroje za jednotku času vyjadřuje veličina emise.

U zapouzdřených zdrojů ovlivňuje počet emitovaných částic:

- Absorbce v pouzdře
- Samoabsorbce ve zdroji
- Vznik sekundárních částic při různých interakcích



Veličiny charakterizující zdroje IZ

Energie emitovaných částic (eV)

- jednoznačně charakterizuje radionuklid, který tyto částice emituje
- Vlastnosti záření jako např. interakce závisí na energii
- Jednotkou je 1 eV, tj. kinetická energie kterou získá elektron urychlený ve vakuu napětím jednoho voltu

$$1 \text{ eV} = 1,602176634 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$



Veličiny charakterizující pole IZ

Fluence částic (1/m²)

Fluence neboli hustota prošlých částic:

$$\Phi = \frac{dN}{da}$$

Kde dN je počet částic, které vstoupily do koule s plošným obsahem da .

Pro široký homogenní svazek záření lze zjednodušeně definovat počet částic, které prošly plochou 1 m² postavenou kolmo ke směru šíření částic.



Veličiny charakterizující pole IZ

Příkon fluence částic ($1/m^2s$)

Příkon fluence neboli hustota toku částic:

$$\phi = \frac{J\Phi}{dt}$$

Udává jak rychle se v daném bodě mění fluence částic.



Veličiny charakterizující působení na látku

Dávka (Gy)

Je definována jako poměr střední energie $d\varepsilon$ předané přímo ionizujícím zářením elementu látky o hmotnosti dm a hmotnosti tohoto elementu:

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm}$$



Veličiny charakterizující působení na látku

Dávka (Gy)

Zjednodušeně lze říci, že dávka je energie záření absorbovaná v hmotnostní jednotce ozařované látky. Jednotkou dávky je Gy s rozměrem J/kg.



Veličiny charakterizující působení na látku

Dávkový příkon

Udává jak rychle se dávka mění v čase. Veličina dávkový příkon je spjata s přímo ionizujícím zářením. Jednotkou je Sv/h.

$$\dot{D} = \frac{D}{dt}$$



Veličiny charakterizující působení na látku

Kerma (Gy) kinetic energy released per unit mass

$$K = \frac{dE}{dm}$$

Je definována jako součet počátečních kinetických energií všech nabitých částic uvolněných nenabitými částicemi v uvažovaném objemu látky o hmotnosti dm . Jednotkou je Gy.



Veličiny charakterizující působení na látku

Kermový příkon (Gy/h)

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}$$

Udává jak rychle se kerma mění v čase. Veličina kermový příkon je spjata s nepřímo ionizujícím zářením. Jednotkou je Gy/h.



Veličiny charakterizující působení na látku

Kermová gama konstanta ($\text{mGy}\cdot\text{m}^2\cdot\text{GBq}^{-1}\cdot\text{h}^{-1}$)

$$\Gamma_{k,\delta} = \frac{V_{k,\delta}}{A} \quad \dot{D} = \frac{\Gamma_{k,\delta}}{r^2} \quad \nu / n$$

$V_{k,\delta}$ - kermová vydatnost bodového zdroje IZ

A - aktivita (Bq) zdroje IZ

Číselná hodnota gama konstanty udává kermový příkon fotonového záření v mGy/h ve vzdálenosti 1 m od zdroje IZ o aktivitě 1 GBq.



Veličiny popisující interakce IZ s látkou

Lineární a hmotnostní absorpční koeficient

Interakce IZ s prostředím = ztráta energie → absorpce

Absorpční zákon: $\Phi = \Phi_0 e^{-\mu d}$

Φ - fluence částic po průchodu vrstvou (m^{-2})

Φ_0 - fluence částic dopadající na vrstvu materiálu (m^{-2})

d - tloušťka vrstvy materiálu (m)

μ - lineární absorpční koeficient (m^{-1})



Veličiny používané v radiační ochraně

Dávkový ekvivalent

$$H =$$

Q – jakostní činitel

D – dávka v uvažovaném bodě tkáně

- Bodová veličina vyjádřena v (Sv)
- Vyjadřuje rozdílnou biologickou účinnost různých druhů záření



Veličiny používané v radiační ochraně

Dávkový ekvivalent

- Je funkcí lineárního přenosu energie

L (keV/μm)	Q (L)
< 10	1
10 - 100	0,32L – 2,2
> 100	300L ^{-0,5}



Veličiny používané v radiační ochraně

Příkon dávkového ekvivalentu

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} \quad (\text{h})$$

Rozlišujeme v základu:

- Osobní dávkový ekvivalent
- Prostorový dávkový ekvivalent
- Fotonový dávkový ekvivalent
- Směrový dávkový ekvivalent



Veličiny používané v radiační ochraně

Ekvivalentní dávka ve tkáni nebo orgánu

$$H_T = \dots$$

D_T – střední dávka záření ve tkáni nebo orgánu

w_R – radiační váhový faktor pro daný typ záření

Radiační váhový faktor vyjadřuje relativní biologickou účinnost jednotlivých typů záření vzhledem k fotonovému. Jednotkou ekvivalentní dávky je Sv.



Veličiny používané v radiační ochraně

Efektivní dávka

$$E = \sum_T$$

H_T – ekvivalentní dávka záření ve tkáni nebo orgánu

w_T – tkáňový váhový faktor

Tkáňový váhový faktor vyjadřuje relativní příspěvek daného orgánu nebo tkáně k celkové zdravotní újmě.

Jednotkou ekvivalentní dávky je Sv.



Přehled vybraných veličin

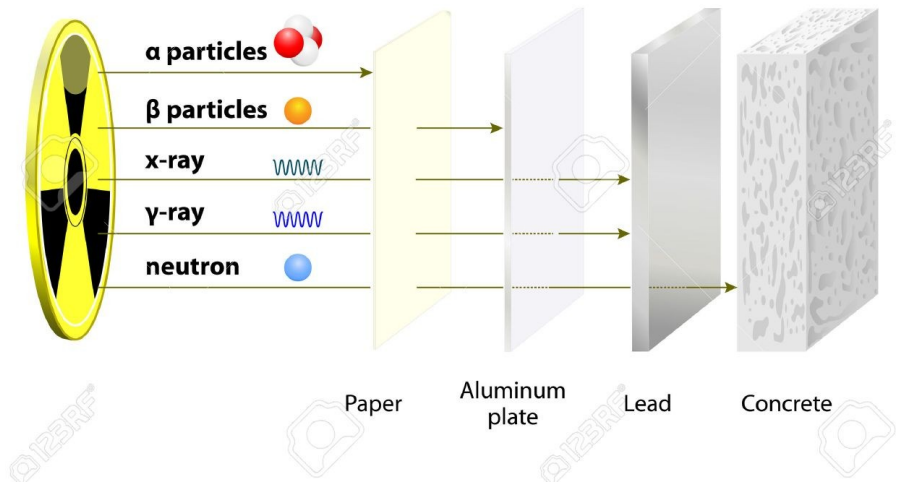
Veličina		Hlavní jednotka (Evropa)			Hlavní jednotka (USA)		
Název	Značka	Název	Značka	Rozměr	Název	Značka	Převodní vztah
Aktivita	A	becquerel	Bq	s^{-1}	Curie	Ci	$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$
Expozice	X	coulomb na kilogram	$C \cdot kg^{-1}$	$C \cdot kg^{-1}$	Rentgen	R	$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} C \cdot kg^{-1}$
Expoziční příkon		ampér na kilogram	$A \cdot kg^{-1}$	$A \cdot kg^{-1}$	Rentgen za sekundu	$R \cdot s^{-1}$	$1 \text{ R} \cdot s^{-1} = 2,58 \cdot 10^{-4} A \cdot kg^{-1}$
Dávka	D	grey	Gy	$J \cdot kg^{-1}$	Rad	rad	$1 \text{ Rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$
Dávkový příkon		grey za sekundu	$Gy \cdot s^{-1}$	$W \cdot kg^{-1}$	Rad za sekundu	$rad \cdot s^{-1}$	$1 \text{ rad} \cdot s^{-1} = 10^{-2} Gy \cdot s^{-1}$
Ekvivalentní dávka	H	sievert	Sv	$J \cdot kg^{-1}$	Rem	rem	$1 \text{ Rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$
Příkon ekvivalentní dávky		sievert za sekundu	$Sv \cdot s^{-1}$	$W \cdot kg^{-1}$	Rem za sekundu	$rem \cdot s^{-1}$	$rem \cdot s^{-1} = 10^{-2} Sv \cdot s^{-1}$

Ochrana před ionizujícím zářením

Existují tři způsoby ochrany před zevním zářením:

- Ochrana vzdáleností
- Ochrana časem
- Ochrana stíněním

TYPES OF RADIATION AND PENETRATION



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana vzdáleností

Je založena na skutečnosti, že dávka, resp. dávkový příkon klesá s druhou mocninou vzdálenosti.

Např. dávkový příkon v 10 cm je 100x větší než v 1 m a 10 000x jak příkon v 10 m.

$$\dot{D} = \frac{\Gamma}{r^2} \quad v / n \quad \Gamma = \frac{A}{r^2}$$



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana vzdáleností

Princip radiační ochrany tedy vyžaduje, abychom pracovali co nejdále od zdroje v dostatečné vzdálenosti těla a rukou za použití k tomu určených přípravků a pomůcek (pinzety, stojánky, svěrky, fyzické bariéry atp.).

Příklad:

Ve vzdálenosti 10 cm od zdroje Co-60 byl změřen DP = 500 mGy/h. Jaký bude DP ve vzdálenosti 100 cm?



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana časem

Radiační zátěž pracovníka roste s dobou pobytu v prostoru, kde se vyskytuje IZ. Na základě principu radiační ochrany časem se pracovník snaží o co nejkratší dobu práce se zdrojem IZ.

Při zvlášť rizikových pracích lze dosáhnout podstatného snížení úvazku dávky důsledným střídáním pracovníků.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana časem

Při činnostech, kdy např. chirurg musí mít ruce pod RTG je ochrana časem jediný způsob ochrany před IZ.

V případě povrchové kontaminace pracovníka představuje ochrana časem co nejrychlejší odložení kontaminovaného oděvu a ochranných pomůcek a především co nejrychlejší provedení dekontaminace.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Tato ochrana se provádí tak, že se mezi zdroj IZ a pracovníka umístí vhodný stínací materiál. Jeho tloušťka se volí podle druhu záření a podle jeho energie.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Alfa záření

Stačí tenká vrstva např. gumy, plexisklo, atp. vzhledem k malé pronikavosti alfa částic. Absorpce alfa záření ve vzduchu jen několik cm.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Beta záření

Používají se látky s nízkou hustotou, vzhledem k tomu, že u těchto látek je výrazně nižší pravděpodobnost vzniku brzdného záření (hliník, plast).



Ochrana před ionizujícím zářením

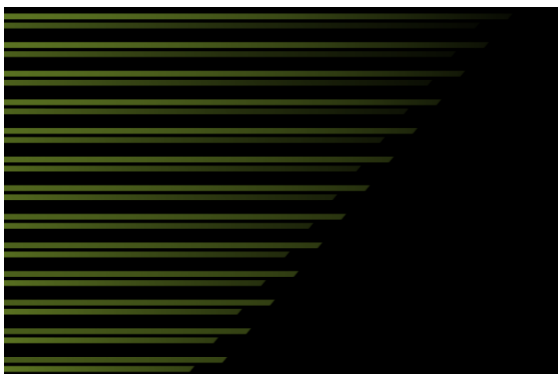
Ochrana stíněním

Gama záření

Pro gama i rentgenovo záření platí, že při jeho průchodu prostředím dochází k fotoefektu, Comptonovu jevu a tvorbě párů.



Ochrana před ionizujícím zářením



Ochrana stíněním

Gama záření

Protože pravděpodobnost fotoefektu roste s protonovým číslem materiálu, kterým záření prochází, je zřejmé, že elektromagnetické záření bude nejvíce absorbováno v těžkých materiálech jako např. olovo nebo wolfram.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Neutronové záření

Při stínění neutronů je třeba docílit jejich zpomalení, aby mohly být pohlceny vhodným absorbátorem.

Neutrony se zpomalují látkami bohatými na vodík (např. parafín, polyetylen). Energi ztrácejí při pružném rozptylu na jeho jádrech.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Neutronové záření

Pomalé neutrony ($E < 0,4 \text{ eV}$) se absorbují nejlépe kadmíem, borem nebo indiem.

Pro účinnou absorpci tepelných neutronů ($E < 0,025 \text{ eV}$) postačuje vrstva kadmia o tloušťce 1 mm.



Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana stíněním

Neutronové záření

Protože při absorpci neutronů v jádrech kadmia vzniká gama záření, je třeba při návrhu stínění počítat rovněž s vrstvou olova.

Lze použít i kombinované materiály jako např. polyetylen s obsahem boru a doplnit ještě vrstvou olova jako ochrana před gamc zářením.



Detektory jaderného záření a principy detekce

Ionizující záření je schopné při průchodu látkou způsobit ionizaci, tj. vytvořit z původně elektricky neutrálních atomů kladné a záporné ionty (iontové páry).

Ion – elektricky nabitá částice atomární velikosti, kde se celkový počet elektronů liší od celkového počtu protonů.



Detektory jaderného záření a principy detekce

Elektronegativita

Vlastnost atomu, vyjadřující jeho schopnost přitahovat vazebné elektrony. Elektronegativita atomu je ovlivněna jeho atomovým číslem a vzdáleností valenčních elektronů od nabitého jádra.

Elektronegativita je opakem [elektropozitivity](#), která určuje schopnost prvku darovat valenční elektrony.



Detektory jaderného záření a principy detekce

Přímo ionizující záření

je tvořeno nabitými částicemi záření alfa, beta a protonové záření, mající dostatečnou kinetickou energii k tomu, aby mohly vyvolat ionizaci.

Nepřímo ionizující záření

zahrnuje nenabitě částice záření X a gama, dále též neutronové záření. Svou kinetickou energii předávají v látce nabitým částicím a teprve tyto částice přímými účinky na atomy látku ionizují.



Detektory jaderného záření a principy detekce

V detektoru se mění energie dopadajícího ionizujícího záření na elektrický signál, který se dále zpracovává radiometrické aparatuře.

Radiometrická aparatura může pracovat tak, že měří střední hodnotu proudu na detektoru nebo registruje jednotlivé impulsy z detektoru.



Rozdělení detektorů IZ

Podle účelu měření lze přístroje rozdělit na:

- Radiometry – slouží ke stanovení úrovně radioaktivity v daném prostoru
- Spektrometry – měří energii IZ
- Průmyslová radiometrická zařízení – jsou určena k nejrůznějšímu využití radionuklidů v průmyslu, obsahují vhodný zdroj IZ a měřicí aparaturu



Rozdělení detektorů IZ

Rozlišujeme dva základní druhy detektorů:

Kontinuální – poskytují průběžnou informaci o hodnotě detekovaného záření. Po ukončení ozařování hodnota klesne na úroveň pozadí.

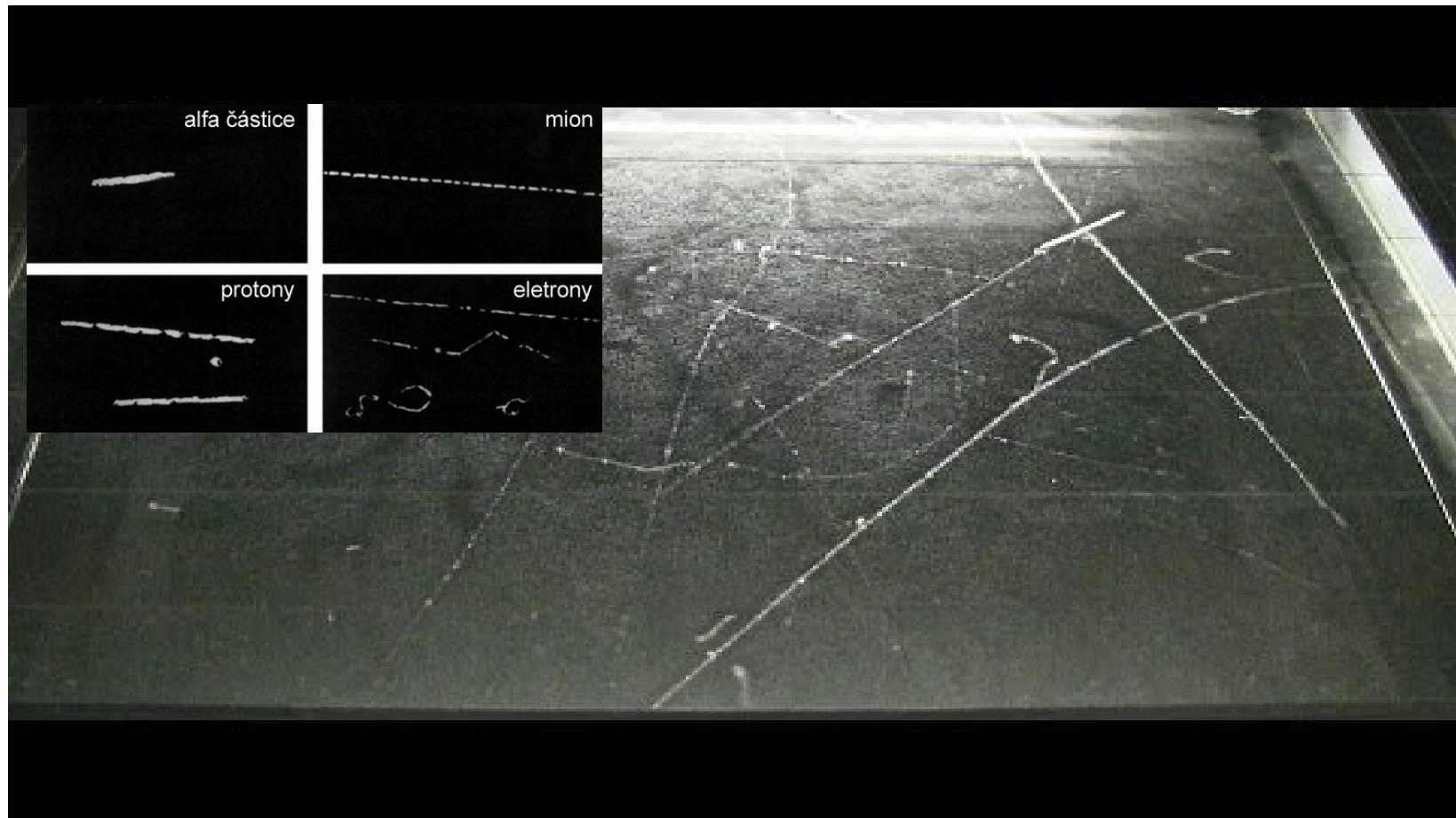
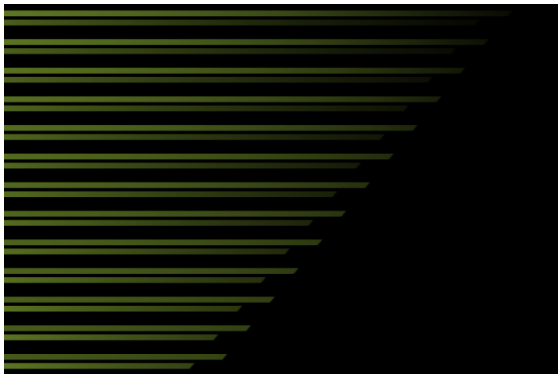
Integrální (dozimetry) – hodnota se zvyšuje po celou dobu kdy je detektor ozařován. Informace po ukončení ozařování zůstává v detektoru uchována.



První detektor ionizujícího záření

Wilsonova mlžná komora (1911)

Nobelova cena v roce 1927



Rozdělení detektorů IZ

Pro účely dozimetrie rozdělujeme detektory podle principu detekce do tří skupin:

Scintilační – působením IZ vzniká luminiscenční záření

Elektrické – působením IZ se mění elektrické vlastnosti (ionizační komory, proporcionální a Geiger-Müllerovi počítače, krystalové a polovodičové detektory)

Samostatné – působením IZ mění své vlastnosti (barva, složení, objem). Jedná se vesměs o dozimetry.



Elektrické detektory

Jedná se o různě upravené válcové nebo deskové kondenzátory. Mezi deskami kondenzátoru mohou nastat tři následující stavy:

Ionizace – ionty, které vytvoří ionizující záření, se pohybují k opačně nabitým elektrodám, v obvodu vzniká ionizační proud

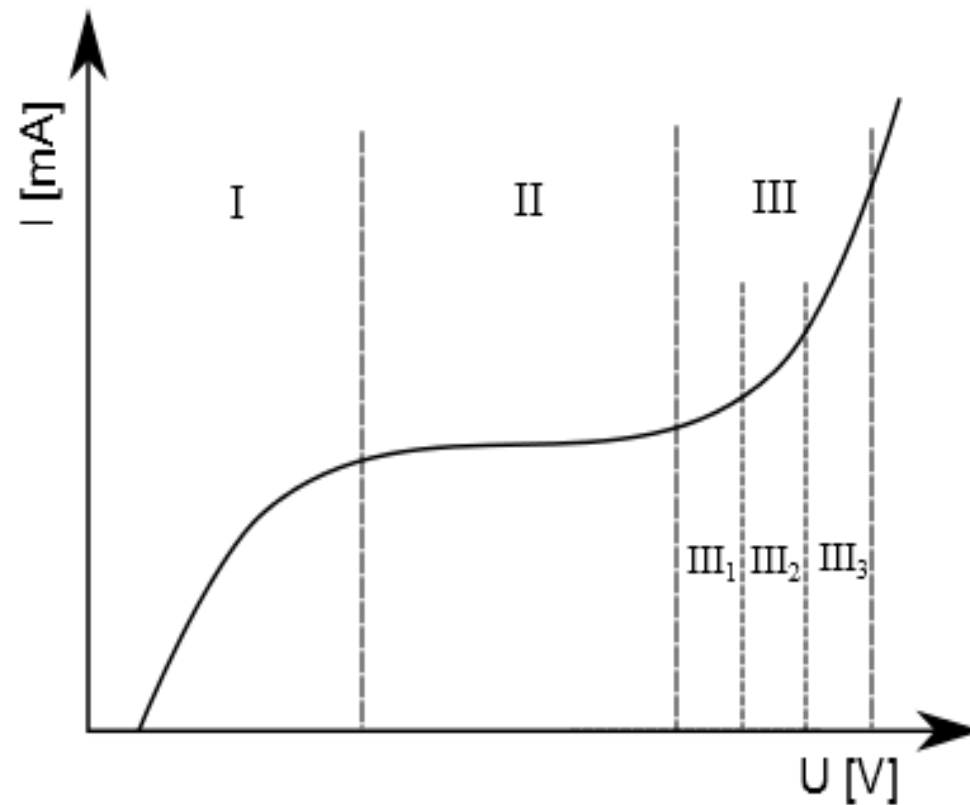
Rekombinace – při setkání kladného a záporného iontu může vzniknout opět neutrální atom nebo molekula

Sekundární ionizace – primární ionty mohou být urychleny na vyšší energii, než je energie ionizačního plynu mezi deskami kondenzátoru a mohou vytvářet nárazovou ionizací další ionty.



Obory ionizace – el. detektory

- Obor Ohmova zákona (I)
- Obor nasyceného proudu (II)
- Obor přídavné ionizace (III)



Obory ionizace – el. detektory

Obor Ohmova zákona (I) – ionty vzniklé primární ionizací spolu rekombinují, rekombinace klesá s rostoucím napětím a tím roste ionizační proud úměrně s napětím. Pro detektory IZ se tento obor nevyužívá.

Obor nasyceného proudu (II) – rekombinace ustává, všechny primární ionty se účastní vedení proudu, sekundární ionty zatím ještě nevznikají. Ionizační proud je nezávislý na napětí. V tomto oboru pracují ionizační komory.

Obor přídavné ionizace (III) – primární ionty jsou urychleny do té míry, že vytvářejí další ionty nárazy na neutrální molekuly. Každý urychlený iont vytvoří K sekundárních iontů. Číslo K se nazývá koeficient zesílení.



Obory ionizace – el. detektory

Obor přídavné ionizace (III) rozdělujeme do tří částí:

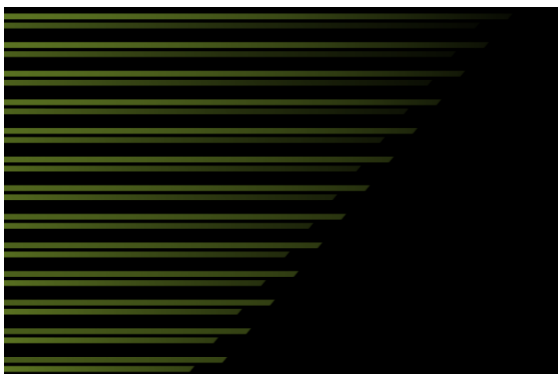
Obor úplné proporcionality (III1) – proporcionalní počítače

Obor částečné proporcionality (III2) – nevyužívá se pro detektory IZ

Obor Geiger-Müllerův (III3) – Geiger-Müllerovi počítače



Scintilační detektory



Jsou založeny na látkách v nichž působením IZ vzniká **luminiscenční záření** (scintilace – slabé **světelné záblesky**).

Scintilace jsou podmíněny existencí luminiscenčních center, která vznikají vniknutím iontů cizího prvku do krystalické mřížky iontového krystalu.

Tímto způsobem vzniká aktivovaný scintilátor, např. NaI(Tl) , ZnS(Ag) , YAP(Ce) , apod.



Scintilační detektory

Základní typy scintilačních detektorů:

- a) Organické scintilátory (plastické, kapalné)
- b) Anorganické krystaly (NaI:Tl, YAP:Ce, CeBr)



Scintilační detektory

Základní procesy probíhající ve scintilátorech:

- **absorpce** energie IZ **scintilátorem**
- **scintilační proces**, tj. konverze energie IZ na energii emitovaných fotonů
- **přenos fotonů** emitovaných scintilátorem na fotocitlivý prvek (PMT, fotodioda)
- **Absorpce** fotonů na **fotokatodě** PMT nebo fotodiody



Organické scintilátory

Základní rozdělení podle složení a struktury:

a) Krystalické scintilátory

– krystaly látek založené na bázi **uhlovodíků**

Scintilátor	Chemický vzorec	Hustota [g/cm ³]	Vlnová délka [nm]
Antracen	C ₁₄ H ₁₀	1,25	447
Stilben	C ₁₄ H ₁₂	1,16	410



Organické scintilátory

Základní rozdělení podle složení a struktury:

b) Plastické scintilátory

- polymerní látky, zejména polystyren (PST) a polyvinyltolen (PVT) se scintilačními aktivátory a posunovači spektra

Scintilátor	Hustota [g/cm ³]	Vlnová délka [nm]
PST + tetrafenylnutadien	1,0	450
PVT + pT + p,p difenylstilben	1,0	380
PVT + pT + tetrafenylnutadien	1,0	445
PVT + PBD + POPOP	1,1	425
PVT + pT + POPOP	1,05	425



Organické scintilátory

Základní rozdělení podle složení a struktury:

c) Kapalně scintilátory

– roztoky scintilačních aktivátorů v organických rozpouštědlech s posunovači spektra

Scintilátor	Hustota [g/cm ³]	Vlnová délka [nm]
Toulen + pT + POPOP	0,88	425
Toulen + PBD	0,88	365
Toulen + PPO + POPOP	0,88	425
Xylen + PBD	0,89	365
Xylen + PBD + POPOP	0,90	425
Xylen + naftalen + POPOP	0,87	425
Dioxan + PPO + POPOP	1,04	425



Organické scintilátory

Scintilační proces

V organických scintilátorech je mechanismus scintilací vyvolán přechodem atomů molekul z jedné energetické hladiny na druhou.

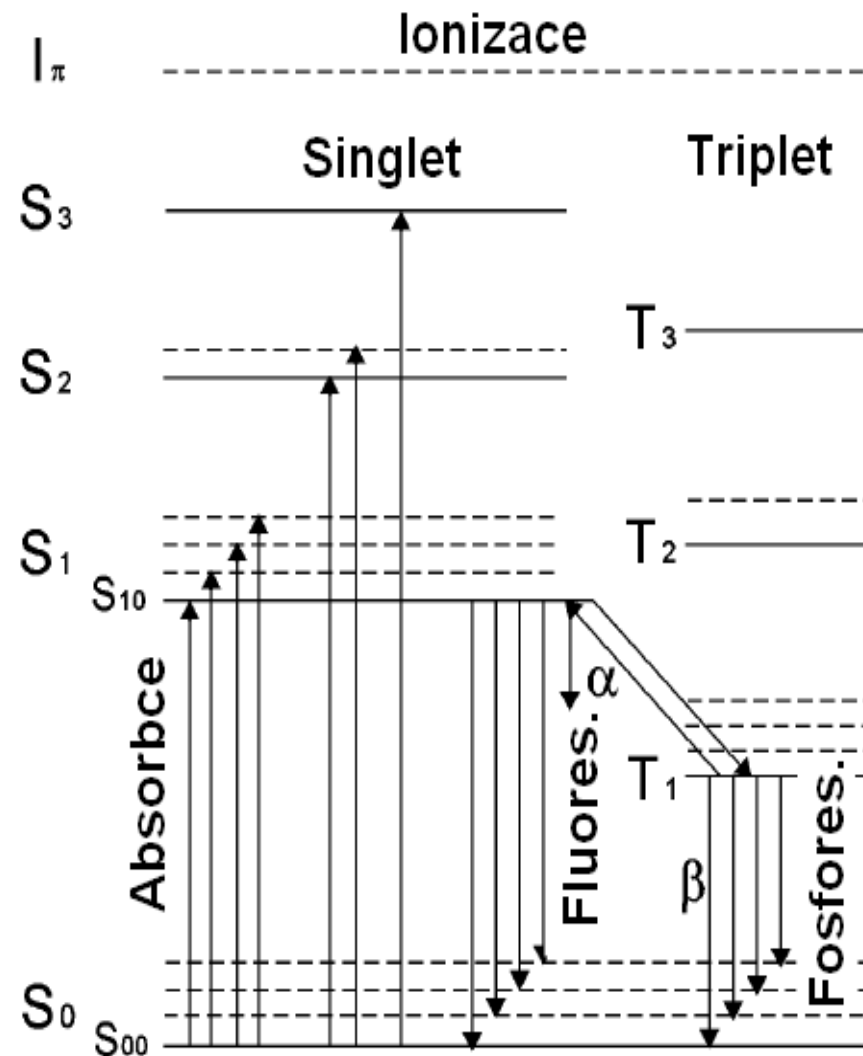
Absorbovaná energie IZ se spotřebuje na ionizaci a excitaci elektronů v materiálu scintilátoru.



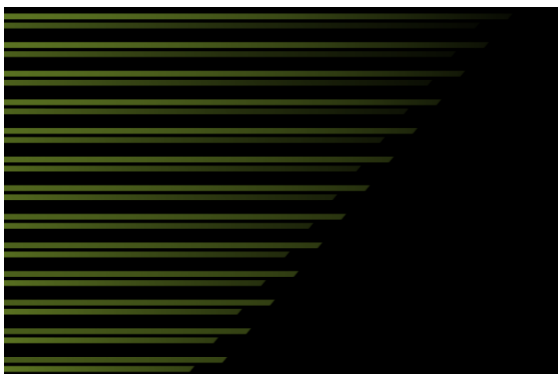
Organické scintilátory

Excitace elektronů v důsledku absorpce kinetické energie nabitých částic.

Deexcitace na hladinu S_1 vlivem vnitřní konverze, která nastává během několika pikosekund.



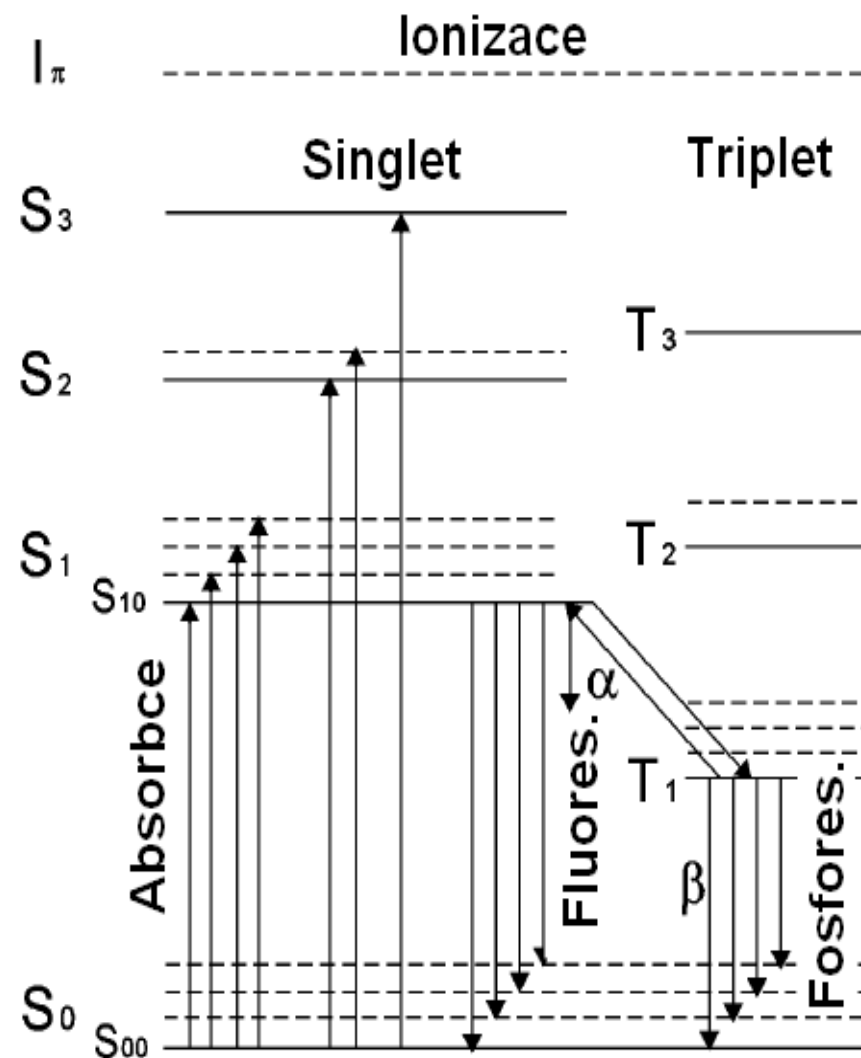
Organické scintilátory



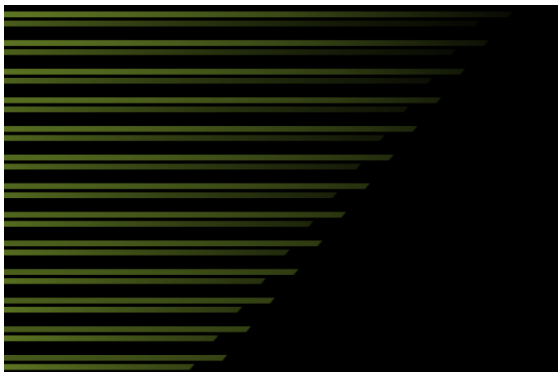
Promptní fluorescence, deexcitace elektronů při přechodu z hladiny S_{10} do základního stavu S_0 ($\tau \sim \text{ns}$).

Fluorescence, přechod z metastabilní hladiny do základního stavu $S_0 \rightarrow$ vznik tripletu T_1 , delší $\tau \sim (\text{ms})$.

Zpožděná fosfor. $T_1 \rightarrow S_{10}$



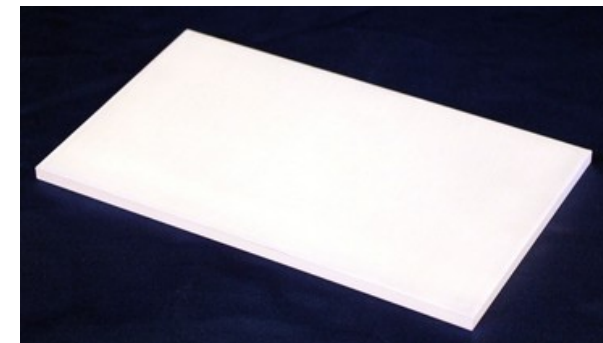
Organické scintilátory



Použití organických scintilátorů

Alfa/Beta nespektrometrická detekce

- tenké scintilátory 0,25 mm
- citlivost od nízkých energií (C-14 ~150 keV)

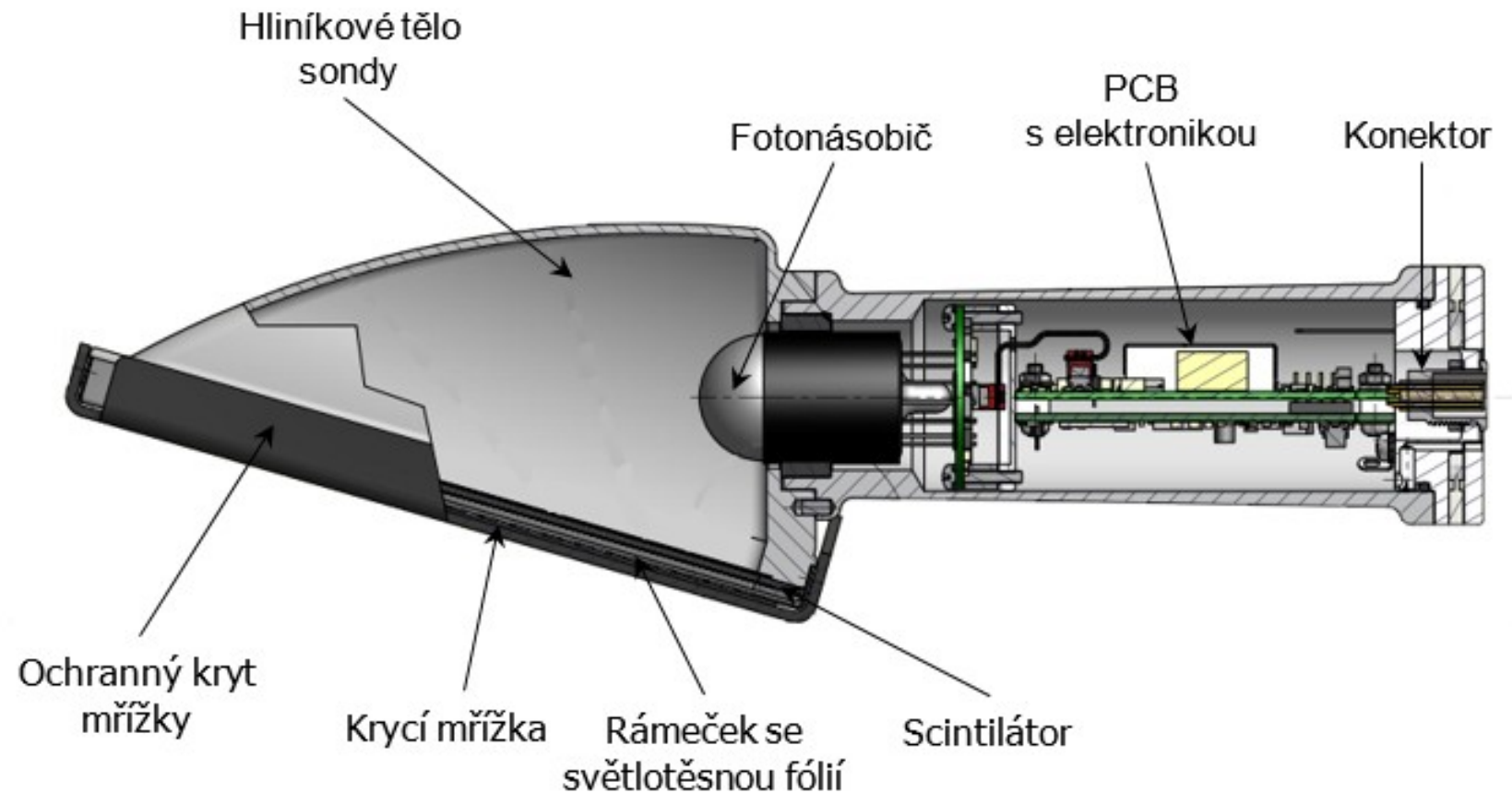
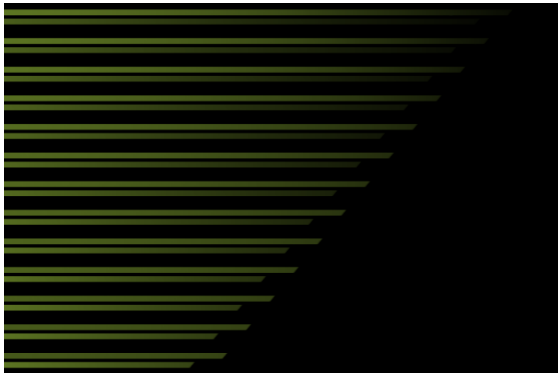


Parametr	EJ-212	ZnS(Ag)
Světelný výtěžek (% antracenu)	65	300
Vlnová délka při maximální emisi [nm]	423	450
Doba dosvitu [ns]	2,4	200

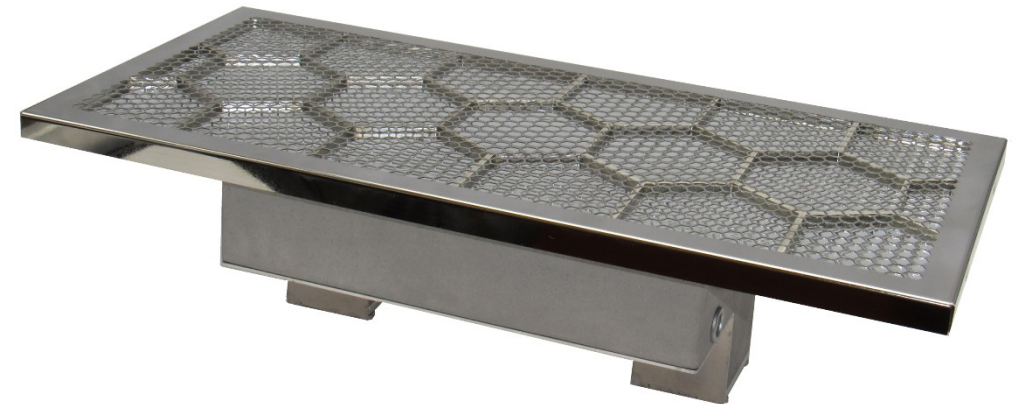
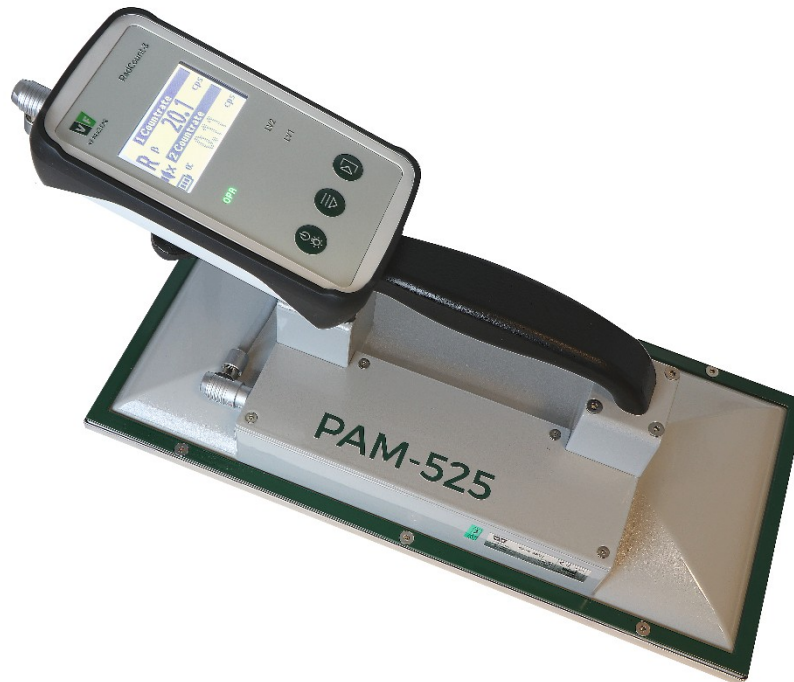
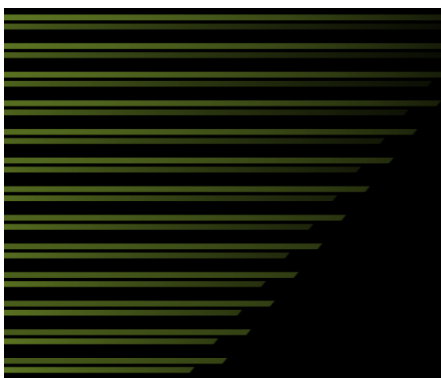


Organické scintilátory

Ukázka sondy se scintilačním detektorem



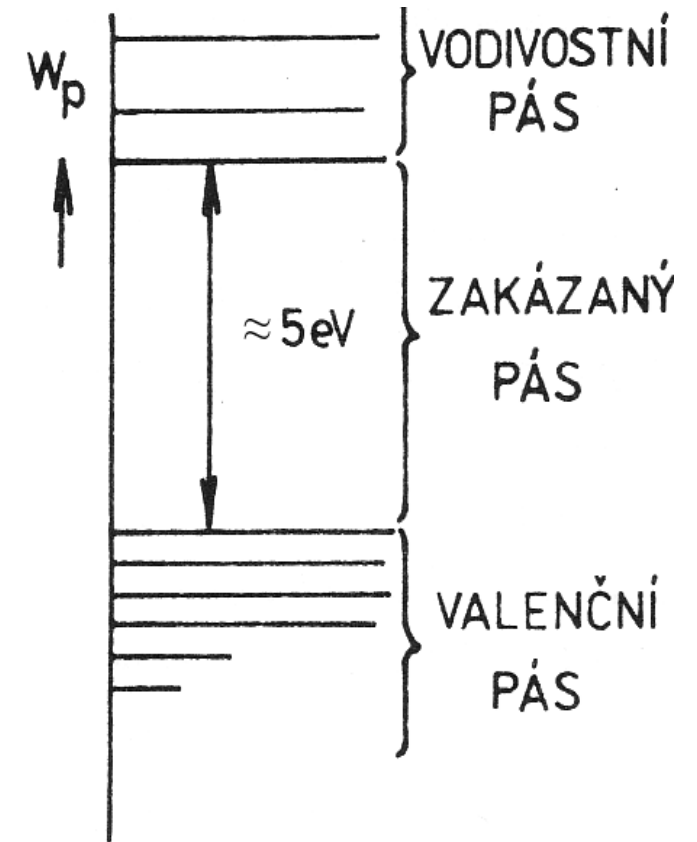
Organické scintilátory



Anorganické scintilátory

Anorganické scintilátory jsou založeny na **zonální teorii krystalů**.

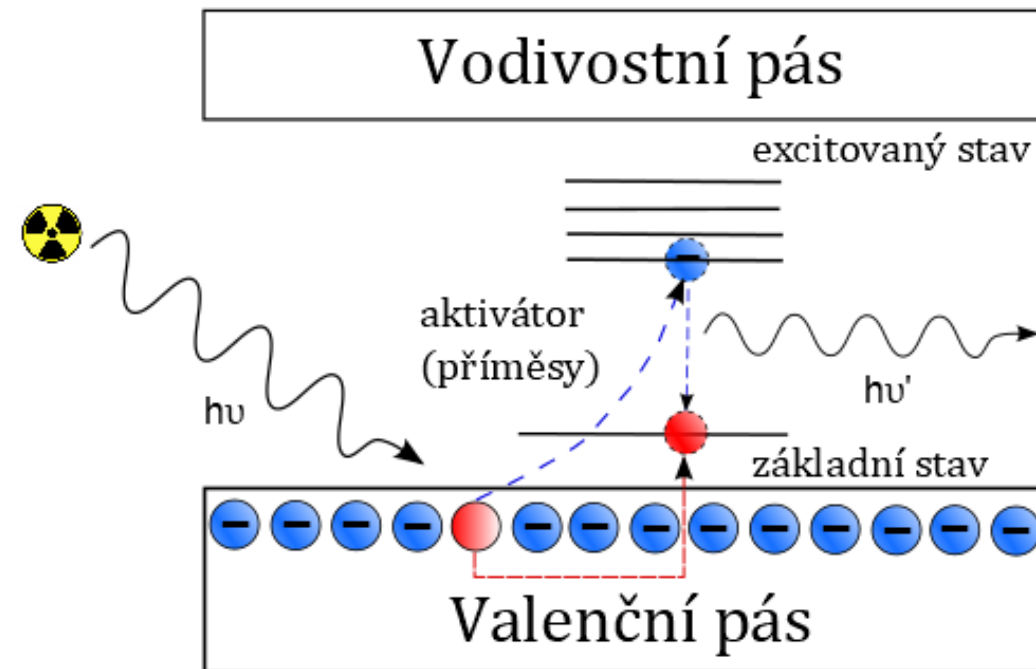
Vniknutím **iontů cizích prvků** do **krystalové mřížky** krystalu mohou vzniknout v **zakázané zóně luminiscenční centra** a krystal se stává **aktivovaným scintilátorem**.



Anorganické scintilátory

Při vniknutí částice o energii $h\nu$ do aktivovaného krystalu mohou elektrony z valenčního pásu přejít do vodivostního pásu.

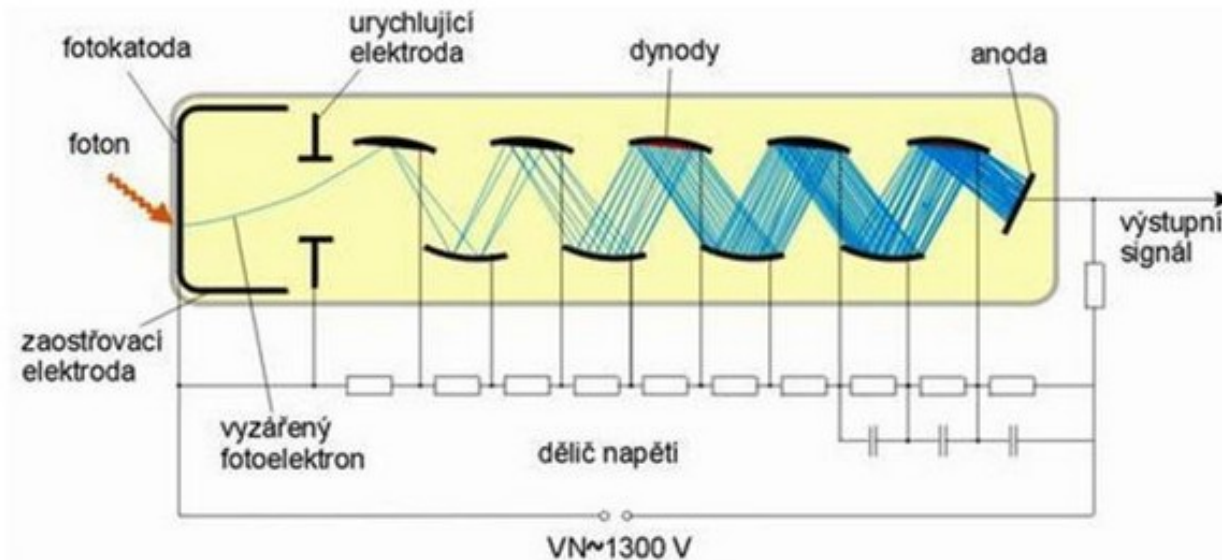
Při přechodu elektronů z excitovaného stavu do základního stavu dojde k vyzáření fotonu o energii $h\nu'$.



Anorganické scintilátory

Směr pohybu fotonů těchto scintilací je náhodný, proto se scintilátor obklopuje reflektorem s bílou difúzní barvou, která odráží vznikající fotony zpět do krystalu.

Fotony dopadající na fotokatodu fotonásobiče (PMT) z ní uvolňují elektrony, které se po urychlení elektrickým polem dostávají na první dynodu PMT. Na připojeném zatěžovacím odporu vznikne napěťový impuls.



Anorganické scintilátory

Zonální teorie růstu krystalu

V průběhu růstu krystalu se k jeho povrchu postupně připojují stavební částice:

- Centrální část krystalu je nejstarší
- Povrchová vrstva je nejmladší
- Částice, které se připojily v relativně krátkém čase tvoří v krystalu určitou zónu
- Růst prvních několika cm trvá řádově dny



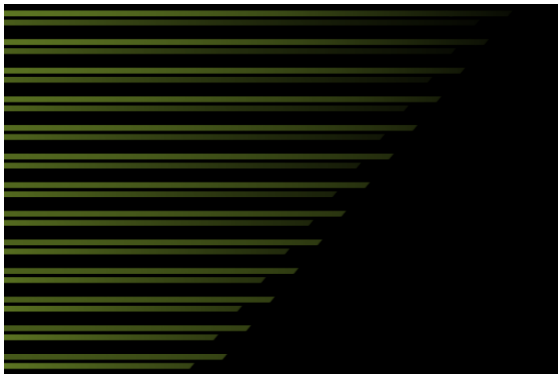
Anorganické scintilátory

Zonální teorie růstu krystalu

Proces krystalizace neprobíhá nikdy za zcela konstantních podmínek. Mění se řada fyzikálně chemických parametrů:

- Teplota, tlak, vlhkost
- Chemické složení okolního prostředí

Krystaly se tedy od sebe svým chemickým složením a strukturou nepatrně liší.



Anorganické scintilátory

Zonální teorie růstu krystalu

Zonální stavba krystalu je někdy pozorovatelná i makroskopicky (rozdílné zbarvení jednotlivých zón krystalu):



Turmalín



Anorganické scintilátory

Základní rozdělení anorganických scintilátorů:

○ Čisté monokrystaly

- alkalické halogeny (NaI, CsI, YAP, ...)
- scintilace při nízké teplotě (-170 °C)
- nízká účinnost, horší energetické rozlišení (FWHM)

○ Monokrystaly aktivované příměsí

- alkalické halogeny aktivované těžkými kovy (Tl, Eu, ...)
- **NaI(Tl), CsI(Eu), YAP(Ce)** → nevyžadují chlazení

○ Aktivované polykrystalické látky

- sirníky **ZnS** nebo **CdS**
- aktivace těžkými kovy Ag, Cu → např. **ZnS(Ag)**



Anorganické scintilátory

Základní parametry nejpoužívanějších anorg. scintilátorů

Parametr	Hustota [g/cm ³]	Bod tání [K]	Tvrdość [Mho]	Hydrokopický	Vlnová délka [nm]	Index lomu	Časová konstanta [ns]	Světelná výtěžnost [fotony/keVγ]	FWHM (662 keV) [%]
NaI(Tl)	3,67	924	2	ano	415	1,85	250	38	8,0
CsI(Tl)	4,51	894	2	ano	550	1,79	1000	54	7,5
LaBr ₃ (Ce)	5,08	1116	3	ano	380	1,9	16	63	2,6
CaF ₂ (Eu)	3,18	1691	4	ne	435	1,47	940	19	8,4
YAP(Ce)	5,37	2148	8,6	ne	370	1,95	25	25	5,5
CeBr ₃	5,10	995	2	ano	370	1,9	18	60	3,8

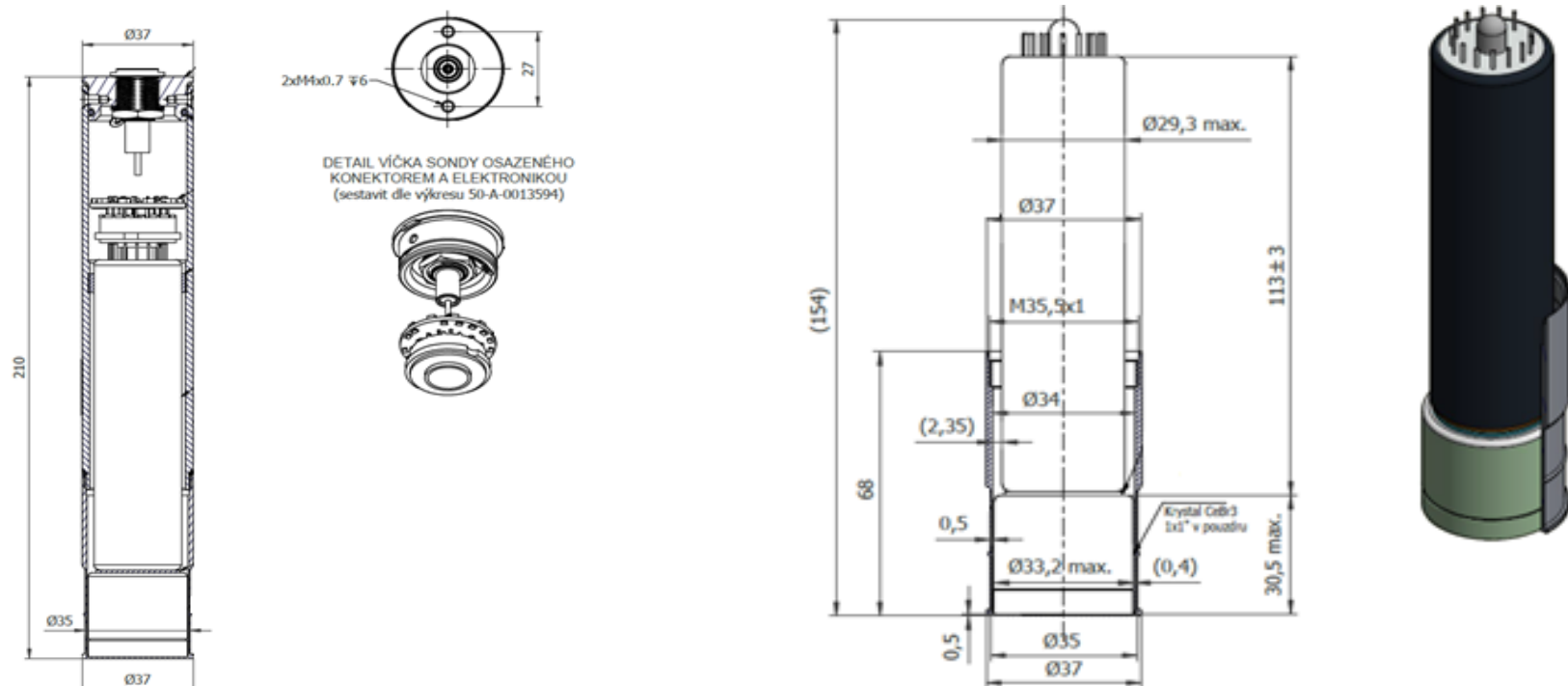
Parametr	ET 9125SB	ET 9266SB	CeBr ₃	YAP(Ce)
Velikost fotokatody [mm]	25	48	x	x
Emisní maximum [nm]	360	360	370	370
Rozsah vlnových délek [nm]	280 - 630	290 - 630	320 - 475	325 - 425
Index lomu	1,49	1,49	1,90	1,95
Kvantová účinnost [%]	28	30	x	x
Temný proud [nA]	0,2	0,3	x	x
Teplotní rozsah [°C]	-30 - +60	-30 - +60	x	x



Využití scintilátorů v praxi

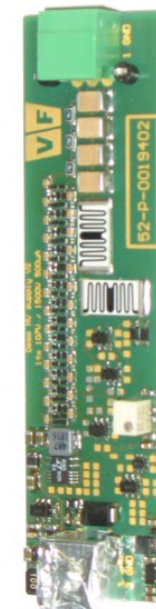
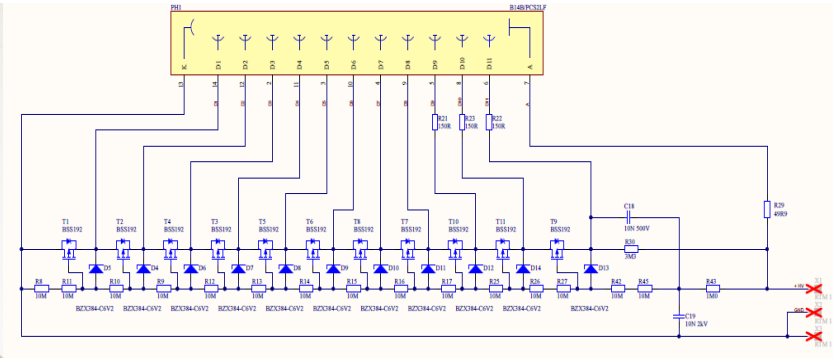
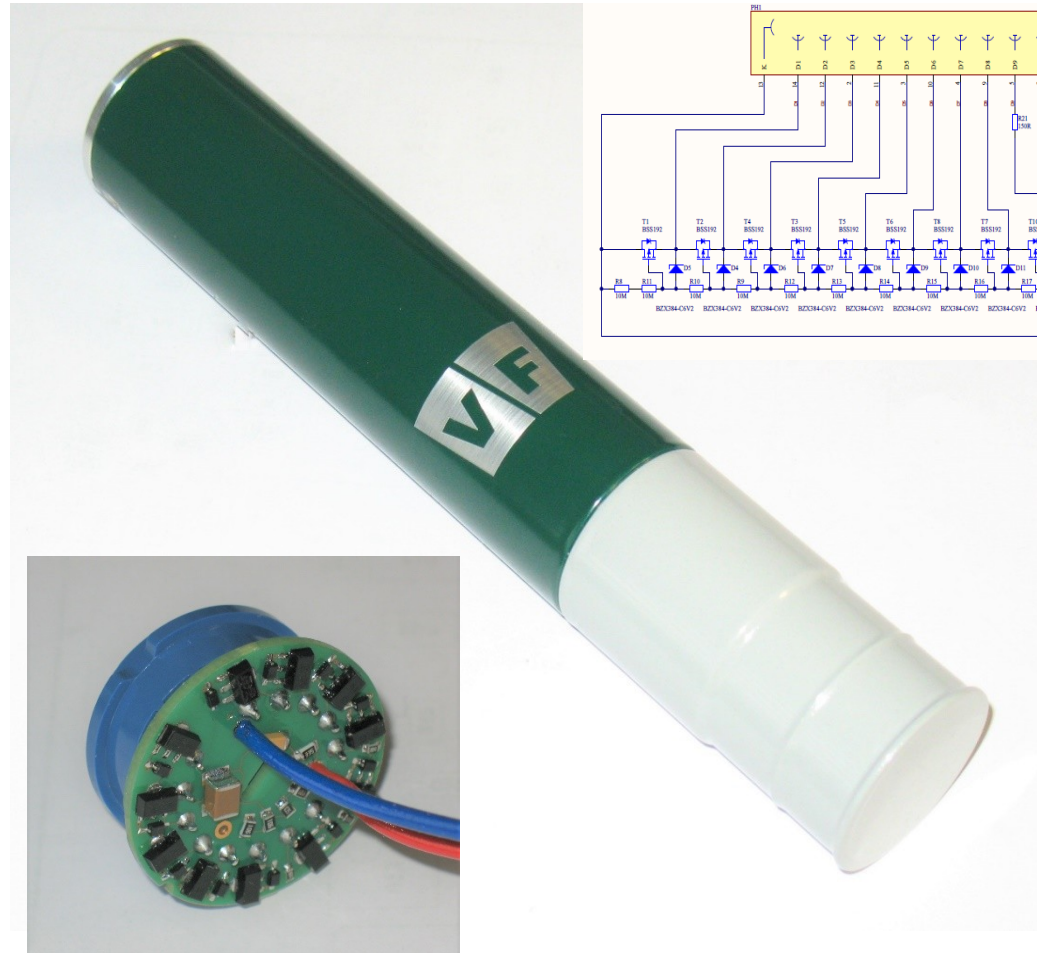
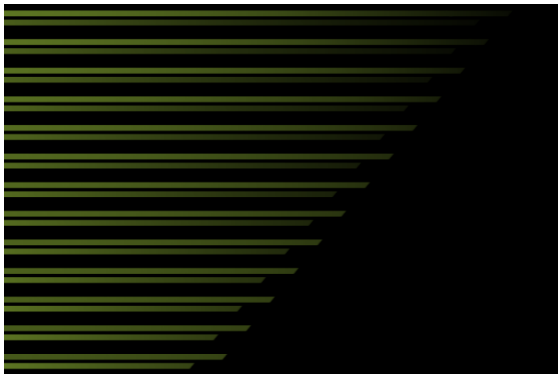
Příklad konstrukce spektrometrické sondy

Spektrometrická sonda = vytvořený napěťový impuls je úměrný energii ionizujícího záření.

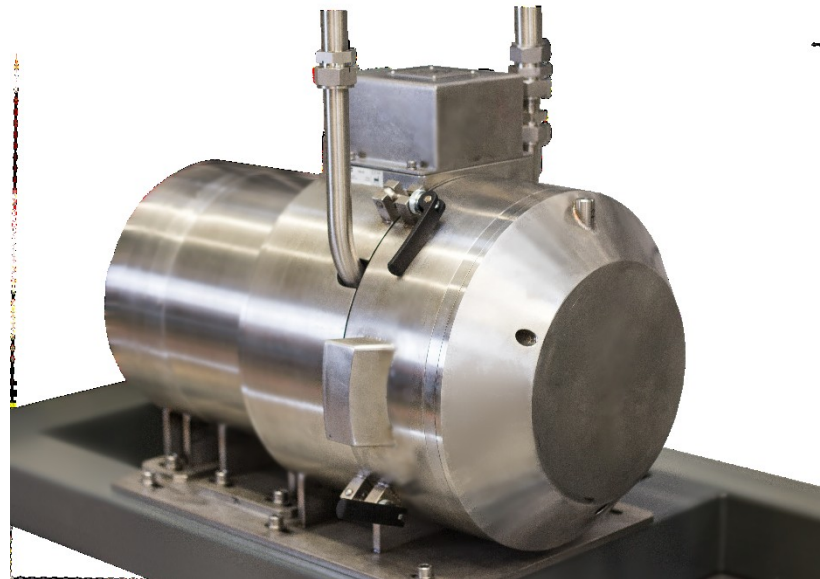


Využití scintilátorů v praxi

Příklad konstrukce spektrometrické sondy



Využití scintilátorů v praxi



Plynové detektory

Plyny jsou za standardních podmínek vynikajícími izolanty. Působením přímo ionizujícího záření se původně neutrální atomy molekul přeměňují na kladné a záporné ionty.

Působením nepřímo ionizujícího záření vznikají sekundární nabitě částice, které následně látku ionizují.

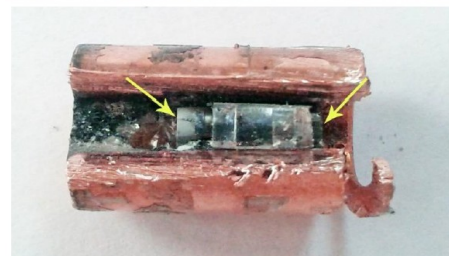
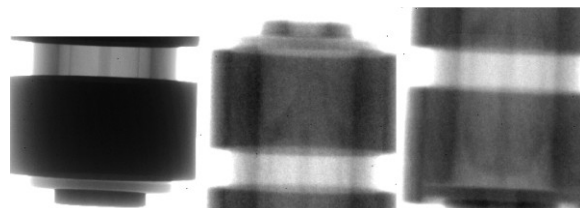
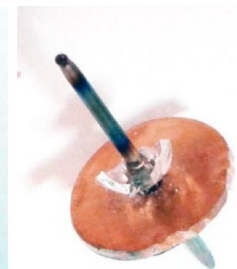
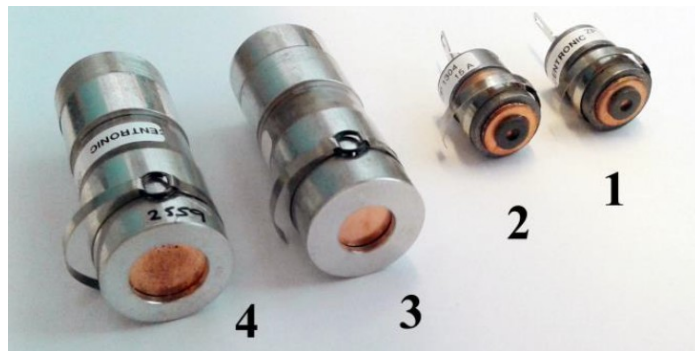
V důsledku vzniku elektricky nabitých částic v plynu vzrůstá jeho vodivost. Detektory, které využívají tohoto jevu souhrnně označujeme jako plynové detektory.



Geiger-Müllerovy počítáče

Patří mezi jedny z nejstarších detektorů záření. Byly objeveny v roce 1928 a pro svoji jednoduchost a nízkou cenu se používají dodnes.

G-M detektory mají tvar trubice s pláštěm obvykle z kovu. Katoda je tvořena válcem z tenkého plechu. Anodu tvoří drátek o poloměru cca 0,05 mm, který je napnutý v ose trubice. Trubice je plněna plynem (neon, argon, helium nebo krypton) o nízkém tlaku cca 10 kPa.



Geiger-Müllerovy počítáče

Po vniknutí nabité částice do počítáče, nastane uvnitř počítáče vlivem sekundární ionizace lavinové narůstání počtu iontů. Urychlené elektrony laviny kromě nárazové ionizace mohou též excitovat atomy plynové náplně.

Pravděpodobnost excitace roste s energií elektronů a s pracovním napětím. Deexcitace je provázena emisí fotonového záření, které může dopadnout na jakékoliv místo katody. Pokud je energie vyšší jak výstupní práce elektronu z kovu na který dopadnou dojde k emisi fotoelektronu.

Fotoelektrony vzniklé na katodě se vlivem el. pole pohybují k anodě, v jejímž okolí způsobí vznik dalších lavin a celý proces se opakuje.



Geiger-Müllerovy počítáče

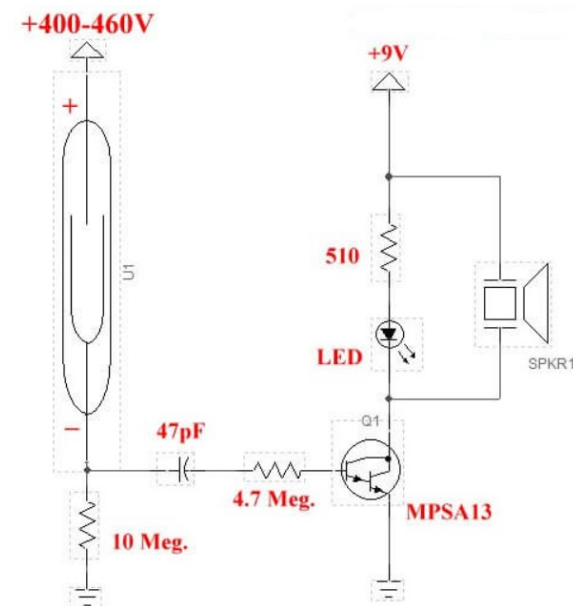
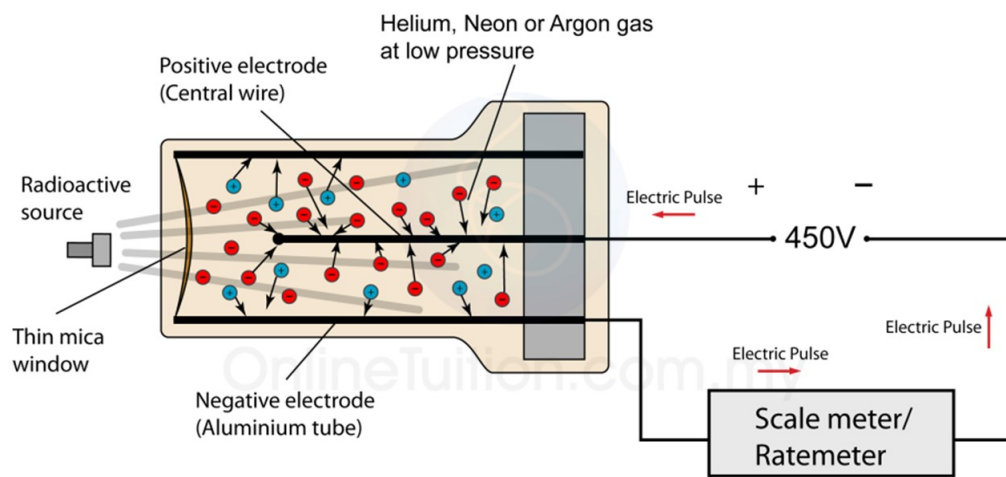
Vlivem ionizace dochází k vytvoření prostorového kladného náboje kladných iontů což vede ke snížení intenzity el. pole a tím i snížení excitace plynové náplně elektrony.

Vrstva kladných iontů obklopující anodu se pohybuje směrem ke katodě kde je neutralizována záchytem elektronů. Při tomto procesu se uvolňuje energie, která je rovna rozdílu ionizační energie plynu a energie potřebné k výstupní práci elektronu z kovu. Je-li tato energie vyšší jak výstupní práce může dojít k emisi elektronu z katody. Pravděpodobnost tohoto procesu je velice malá.



Geiger-Müllerovy počítače

Znamená to tedy, že průchod každé částice je doprovázen samovolným výbojem v celém objemu počítače, který vyvolá na zatěžovacím odporu napěťový impuls.



Amplituda signálu je nezávislá na energii částice, která ionizaci způsobila.

Geiger-Müllerovy počítáče

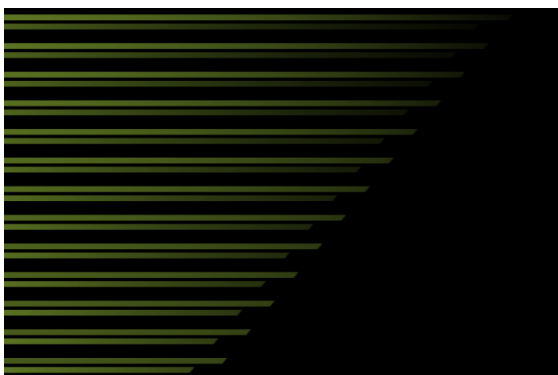
Aby mohl počítáč registrovat jednotlivé nabité částice je nutné výboj **co nejrychleji přerušit a předejít tak vzniku sekundárních lavin.**

K přerušení výboje se používají **příměsi v plynové náplni (samozhášecí G-M počítáče).** Nejčastěji se jedná o **příměs etylalkoholu.**

Částice působící primární ionizaci vytvářejí kladné ionty a elektrony převážně z primární složky náplně. Deexcitační fotony generované v lavině interagují s těžkými molekulami **zhášecí příměsy.** Fotoelektrony nevznikají na katodě (nesamozhášecí počítáče) ale v plynové náplni a spouští zde další laviny.



Geiger-Müllerovy počítáče



Kladné ionty při pohybu k anodě naráží jednak na neutrální molekuly, ale také na molekuly zhášecího plynu. Vlivem rozdílu ionizačních energií obou plynů dochází k přenosu kladného náboje na molekuly zhášecího plynu. Primární kladné ionty jsou neutralizovány místo nich pokračují ke katodě kladné ionty zhášecí plynové příměsi.

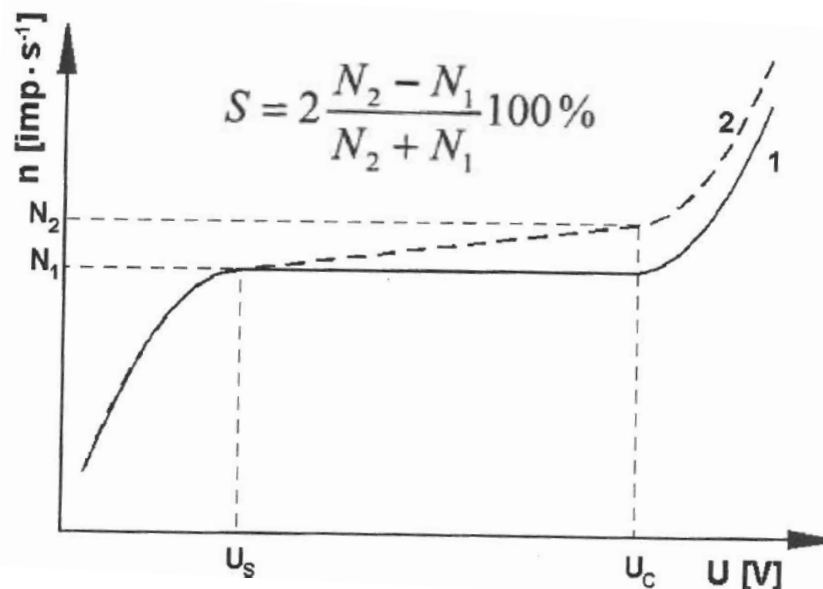
Při jejich neutralizaci na katodě se uvolněná energie využije k disociaci (štěpení) složitých molekul mnohem pravděpodobněji než k emisi elektronu z katody. Z tohoto důvodu nedochází k dalšímu spouštění lavin a výboj je omezen na jednu primární lavinu.



Geiger-Müllerovy počítáče

Pracovní plošina

Znázorňuje závislost četnosti impulsů na napětí počítáče. Oblast ležící mezi napětím U_1 a U_2 se nazývá pracovní plošina počítáče (plató). Její délka (150 až 300 V) a sklon (2 – 3 %) jsou měřítky kvality počítáče.



Geiger-Müllerovy počítáče

Mrtvá doba

Udává časový interval za který se po výboji obnoví pracovní napětí, tj. G-M počítáč je schopen registrovat další částice. Značí se τ nebo DT (Dead Time) a měří se v mikrosekundách.

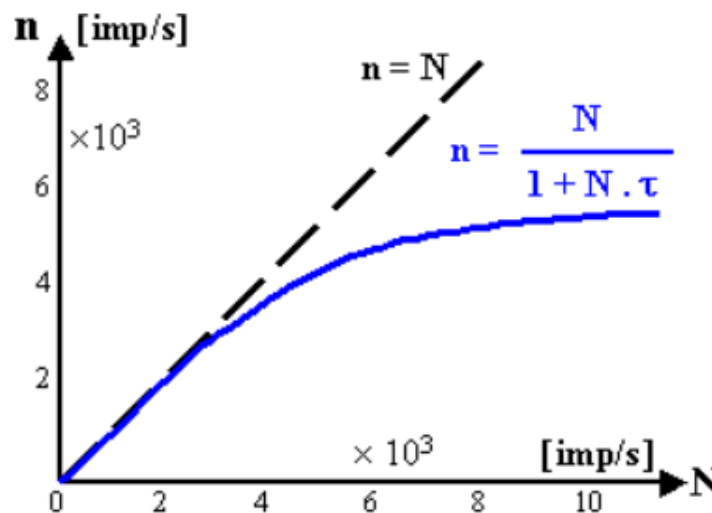
U samozhášecích počítáčů se pohybuje mrtvá doba v rozsahu cca 10 až 100 μs .



Geiger-Müllerovy počítáče

Mrtvá doba - neparalyzabilní

Je charakterizovaná tím, že během této mrtvé doby detektor neregistruje přilétající částice, přičemž tyto částice nemají na jeho činnost žádný vliv a po uplynutí mrtvé doby je detektor okamžitě připraven k detekci dalšího impulsu.



Geiger-Müllerovy počítáče

Mrtvá doba – paralyzabilní (kumulativní)

Je charakterizovaná tím, že během této mrtvé doby detektor nejen že neregistruje další částice, ale každá další částice jež během mrtvé doby vletí do detektoru, znovu prodlouží o tutéž dobu jeho necitlivost.

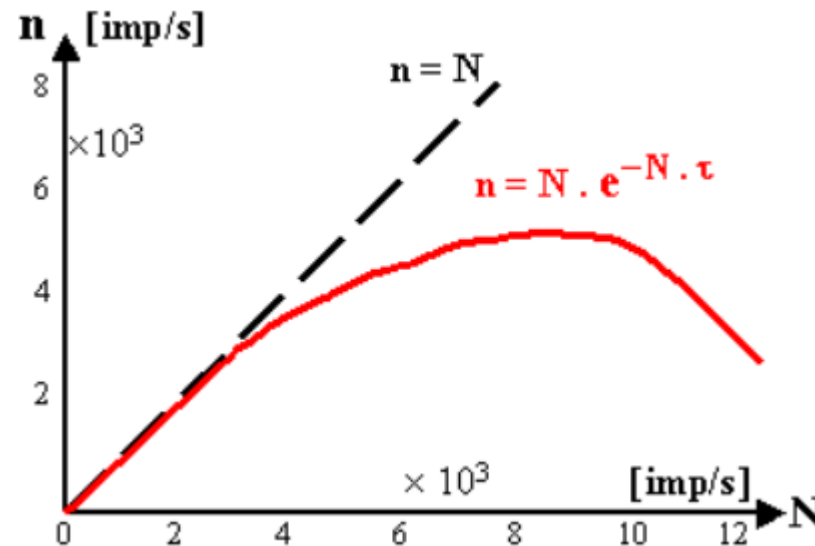
„Paralyzuje“ činnost detektoru a mrtvá doba se „kumuluje“. Jinak řečeno, každý impuls vstupující do detektoru generuje mrtvou dobu bez ohledu na to, zda je nebo není registrován.



Geiger-Müllerovy počítače

Mrtvá doba – paralyzabilní (kumulativní)

Při zvyšování vstupní četnosti částic odezva nejprve stoupá lineárně, pak se zpomaluje až dosáhne vrcholu, poté při dalším zvyšování vstupní četnosti začne odezva detektoru klesat.



Geiger-Müllerovy počítáče

Mrtvá doba – možnosti měření

1. Metoda saturační četnosti - velmi jednoduchá, ale nejméně přesná metoda. Zjistíme max. četnost na detektoru a v případě neparalyzabilního chování vypočteme mrtvou dobu jako $1/n_{\max}$.
2. Dvouzdrojová metoda - poměrně jednoduchá, ale málo přesná metoda
3. Metoda kontinuální změny vstupní četnosti impulsů - to je nejpřesnější metoda. Zvyšujeme příkon do dostatečně vysoké hodnoty a měříme odezvu v cps na detektoru. Výsledkem je křivka závislosti měřené četnosti na její teoretické hodnotě.



Geiger-Müllerovy počítáče

Mrtvá doba – stanovení pomocí dvojice ZIZ

Změříme postupně četnost impulsů od zdroje A, pak od zdroje B a nakonec přiložíme oba zdroje A+B a změříme celkovou četnost impulsů.

Teoretická četnost se zdroji A+B by měla být rovna součtu měřených četností avšak vlivem mrtvé doby bude menší.

Pro jednotlivá měření budou vztahy mezi teoretickou N a měřenou n četností:

$$n_A = N_A / (1 + N_A \cdot \tau),$$

$$n_B = N_B / (1 + N_B \cdot \tau),$$

$$n_{A+B} = (N_A + N_B) / [1 + (N_A + N_B) \cdot \tau].$$



Geiger-Müllerovy počítáče

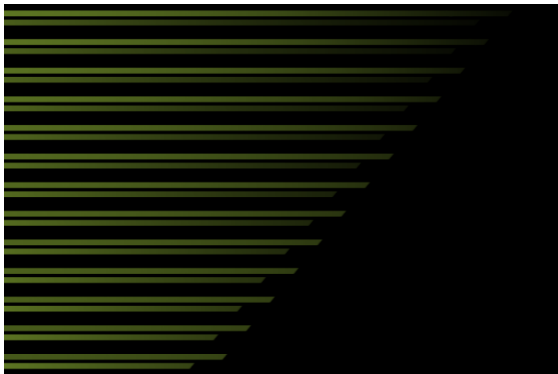
Mrtvá doba – stanovení pomocí dvojice ZIZ

Kombinace vztahů vede na poměrně komplikovanou kvadratickou rovnici, jejímž řešením je následující vzorec:

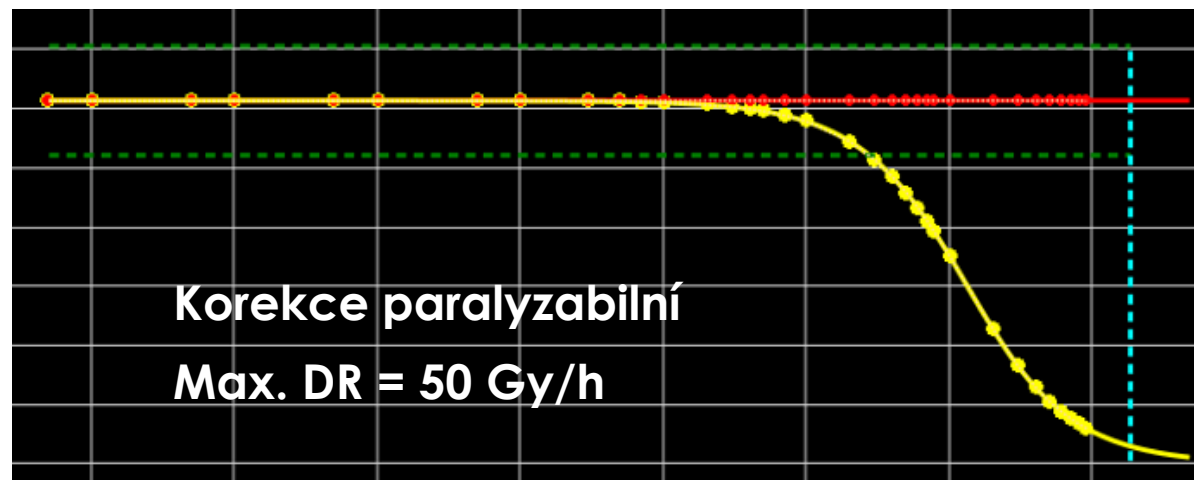
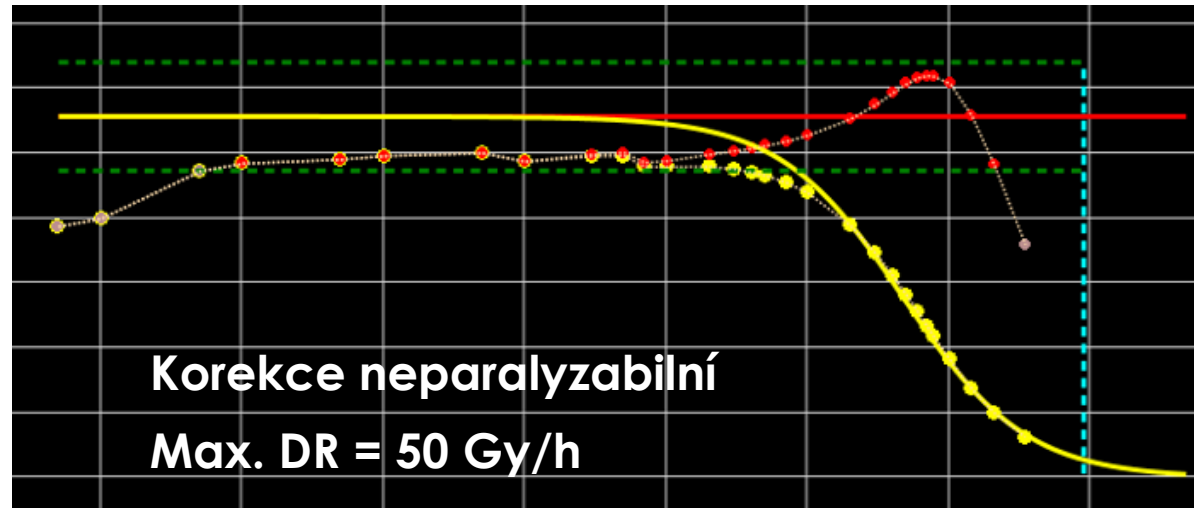
$$\tau = (n_A + n_B - n_{A+B}) / (2 \cdot n_A \cdot n_B) + n_{A+B} \cdot (n_A + n_B - n_{A+B}) / (4 \cdot n_A \cdot n_B)$$



Geiger-Müllerovy počítače



Závislost citlivosti na příkonu kermy ve vzduchu



Geiger-Müllerovy počítáče

Účinnost, citlivost G-M počítáče

Účinnost – udává poměr mezi registrovaným počtem částic k celkovému počtu částic uvolněných se zdroje IZ.

$$\eta = \frac{n}{q_{2\pi}} \times$$

Citlivost – odezva přístroje v impulzech za sekundu na aktivitu nebo příkon od zdroje IZ.

$$R = \frac{n}{A} = \left[\quad \right]$$

$$R = \frac{n}{DP} = \left[\quad \right]$$



Proporcionální počítače

Tyto detektory využívají jevu nazývaného **plynové zesílení** ke znásobení počtu nosičů náboje vytvořených ionizací plynu.

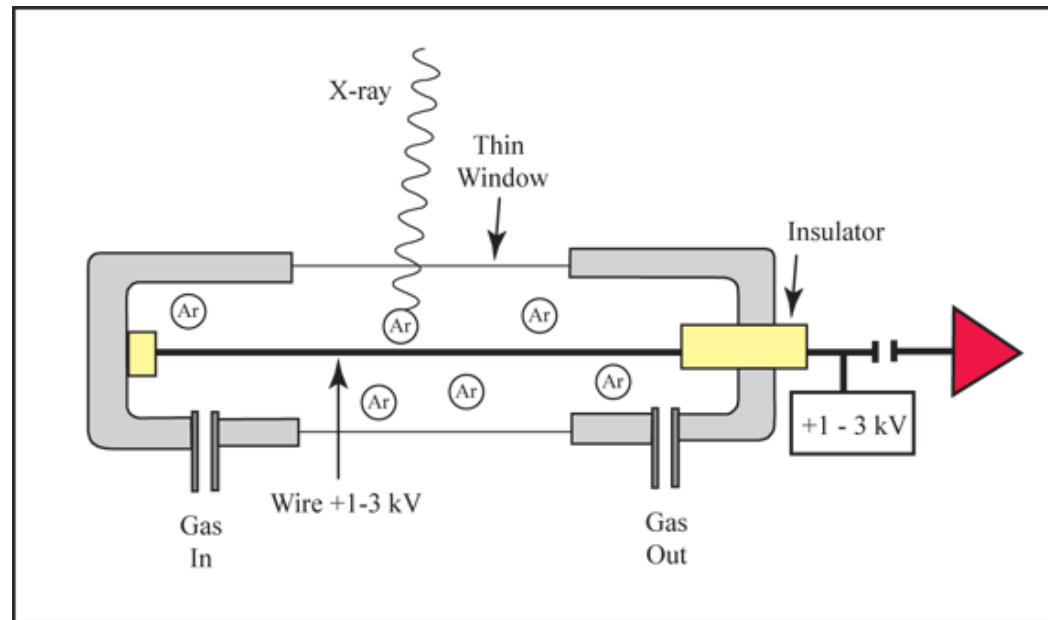
Pracují obvykle v **impulsním režimu**. **Výstupní napěťové impulzy jsou úměrné energii IZ**. Díky plynovému zesílení mají podstatně **větší amplitudy** než impulzně pracující IK.

Využívají se pro **detekci** a spektrometrii nízkoenergetického **fotonového záření** nebo velmi často pro **detekci neutronů**. Lze je rovněž využít pro měření toku částic v procesu charakterizace plošných zdrojů IZ.



Proporcionální počítače

Pracují v oboru úplné proporcionality, tj. v konstantním poměru mezi primárními a sekundárními ionty. Zapojení, konstrukční provedení a charakteristiky jsou velice podobné jako u G-M počítačů.



Proporcionální počítače

Plynové zesílení

Elektrony vytvořené **primární ionizací** jsou elektrickým polem urychlovány natolik, že způsobují **ionizaci neutrálních atomů** či molekul plnicího plynu.

Elektrony vzniklé tímto procesem jsou rovněž urychlovány a pokud mají dostatečnou energii mohou plynovou náplň samy ionizovat.

V důsledku toho dochází k **lavinovému nárůstu iontových párů** (Towsendova lavina).



Proporcionální počítače

Plynové zesílení

Počet elektronů vzniklých na jednotku délky dráhy původního elektronu ve směru elektrického pole se číselně rovná **součiniteli nárazové ionizace** α .

Počet párů závisí na délce laviny. Pokud primární ionizace produkuje na začátku laviny $N(0)=N_0$ iontových párů, potom pro počet párů v lavině délky l dostaneme:

$$N(l) =$$



Proporcionální počítače

Vliv prostorového náboje

V **lavině**, která je základem činnosti proporcionálního počítače vznikají jak **elektrony**, tak **kladné ionty**.

Elektrony jsou velmi rychle sbírány z okolí anody, kde je intenzita elektrického pole dostatečná k tvorbě laviny.

Kladné ionty se pohybují ke vzdálené katodě podstatně **menší rychlostí**. Jejich **prostorový náboj** může podstatně ovlivnit rozložení elektrického pole a způsobit **zmenšení plynového zesílení** m.



Proporcionální počítače

Vliv prostorového náboje

Důsledkem je snížení amplitudy signálu a **negativní vliv** na **energetickou rozlišovací schopnost** detektoru.

Pracovní napětí je tedy vhodné volit co nejnižší s ohledem na poměr signál/šum a s tím spojené energetické rozlišení.



Proporcionální počítače

Fano faktor

Počet iontových páru vytvořených ionizací se vyznačuje **statistickou fluktuací**. V případě **Poissonova rozdělení** je tato fluktuace charakterizovaná standardní odchylkou rovnou druhé odmocnině ze středního počtu vytvořených párů N .

Fano faktor F Je empiricky určený koeficient, kterým je třeba vynásobit hodnotu získanou Poissonovským modelem, aby se shodovala s experimentálním výsledkem.

$$\sigma =$$



Proporcionální počítače

Penningův efekt

Fano faktor F se u proporcionálních detektorů pohybuje v rozmezí 0,05 – 0,2. Nižší hodnoty jsou pozorovány u binárních směsí.

Příkladem binární směsi je plyn P-10. Je složen z 90 % Ar a 10 % metanu. Při interakci IZ vznikají nejen ionty a volné elektrony, ale také nabuzené stavy atomů Ar.

Excitační energie Ar převyšuje ionizační energii CH₄, takže jej může ionizovat.

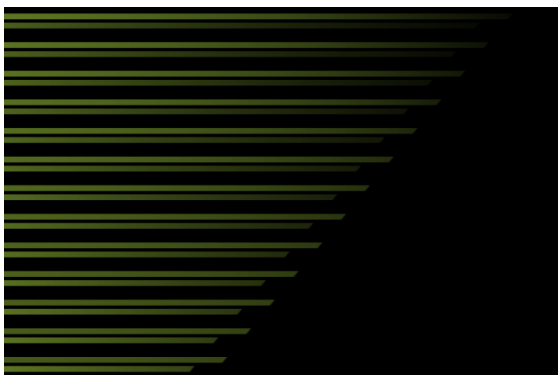


Proporcionální počítače

Energetická rozlišovací schopnost (FWHM)

Statistické fluktuace při tvorbě signálu z detektoru a šumy předzesilovače zesilovače jsou příčinou toho že pík monoenergetického záření není zobrazen jako delta funkce, ale jako gaussian.

Jeho **šířka v polovině maxima** je používána pro vyjádření **energetické rozlišovací schopnosti** detektorů. Zkratka **FWHM** „Full Width on Half Maximum, může být udána absolutně v jednotkách energie keV, nebo relativně v procentech energie. Ze statistiky je známo, že šíře křivky gaussova rozdělení v polovině jejího maxima je 2,355 násobek parametru sigma.



Proporcionální počítače

Energetická rozlišovací schopnost (FWHM)

Šířka křivky gaussova rozdělení v polovině jeho maxima je 2,355 násobek parametru sigma. Pro relativní rozlišovací schopnost detektoru platí:

$$r_{rel} = \left(\frac{K}{E} \right)^{-1} \left(\frac{1}{E} \right)^{-1}$$

Kde $K = w(F+b)$ je konstantou pro daný plyn a má rozměr energie.

Plyn	w [eV/pár]	Fano faktor F		b	rel. rozl. s. (5,9 keV) [%]	
		vypočtený	změřený		vypočtené	změřené
Ne	36,2	0,17		0,45	14,5	
Ar	26,2	0,17		0,50	12,8	
Xe	21,5		0,17			
Ne+0,5 %Ar	25,3	0,05		0,38	10,1	11,6
Ar+0,5% C_2H_2	20,3	0,075	<0,09	0,43	9,8	12,2
Ar+0,8% CH_4	26,0	0,17	<0,19			
Ar+10% CH_4	26,0			0,50	12,8	13,2



Proporcionální počítače

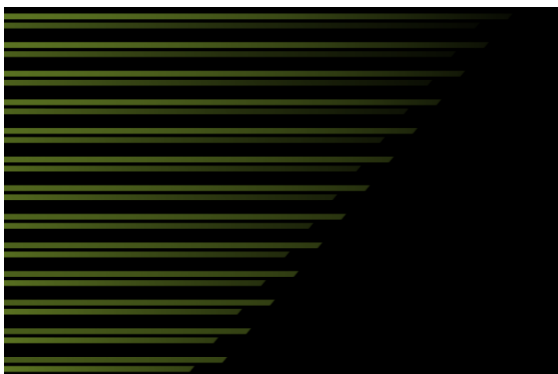
Tvar výstupního impulsu proporcionálního počítače

Elektrony vzniklé při primární ionizaci se pohybují k anodě a potřebují cca $1 \mu\text{s}$ aby vytvořily v dané oblasti lavinu.

Impuls je o tuto dobu zpožděn za okamžikem, ve kterém došlo k interakci IZ.

Kladné ionty od primární ionizace se pohybují ke katodě a nemají vzhledem ke svému počtu na tvorbu impulsu patrný vliv.

Elektrony vzniklé v lavině jsou díky krátké dráze a vysoké rychlosti rychle sbírány.



Proporcionální počítače

Tvar výstupního impulsu proporcionálního počítače

Signál je vytvořen integrací proudu jehož velikost odpovídá množství vzniklých kladných iontů.

Impuls je v blízkosti anody díky vysoké intenzitě elektrického pole velký a klesá se snižující se rychlostí při pohybu ke katodě.

Proudový impulz od sběru kladných iontů je ukončen v okamžiku, kdy ionty dosáhnou katody.



Proporcionální počítače

Rozlišovací doba

Má-li počítač pracovat spektrometricky při malých četnostech je vhodné volit vyšší časovou konstantu. Naopak pokud budeme používat počítač pro měření vysokých četností je třeba nastavit časovou konstantu co nejmenší.

Pokud chceme aby počítač dosahoval spektrometrických vlastností a současně měl nízkou rozlišovací dobu pak nastavíme časovou konstantu v řádu 10 až 100 μs .



Proporcionální počítače

Rozlišovací doba

Pokud chceme použít počítač v detekčním režimu nastavíme časovou konstantu na takovou hodnotu aby, amplituda impulsů byla dostatečná k překročení diskriminační hladiny.

Tohoto výběru se nejčastěji používá u průtokových proporcionálních počítačů určených pro měření emise.



Proporcionální počítače

Počítací charakteristika

Počítací charakteristika je pojem týkající se nejen proporcionálních, ale i všech ostatních detektorů pracujících ne ve spektrometrickém, ale v detekčním režimu.

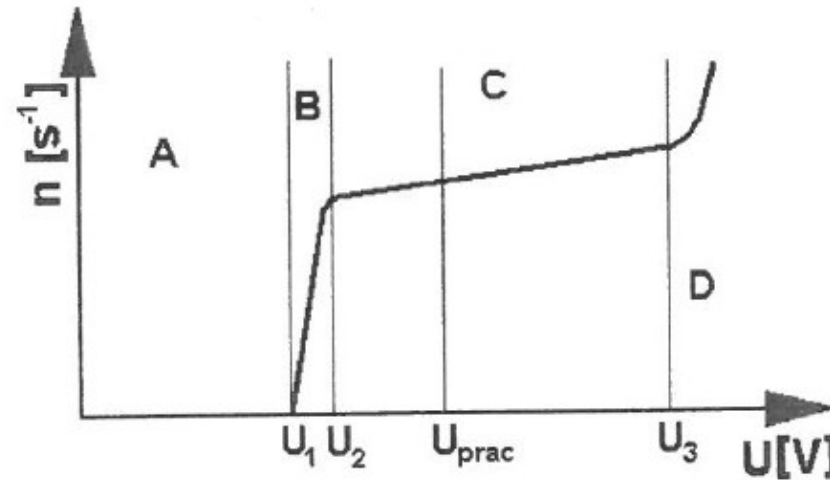
Při měření používáme monoenergetický zdroj záření a měříme závislost četnosti impulsů na napětí.



Proporcionální počítače

Počítací charakteristika

Oblast napětí ležící mezi U_2 a U_3 nazýváme pracovní plošinou (plateau). Z hlediska stability je vhodný střed plošiny, naopak nejlepšího poměru signál/šum dosahujeme na jejím začátku.



Proporcionální počítače

Detekční účinnost

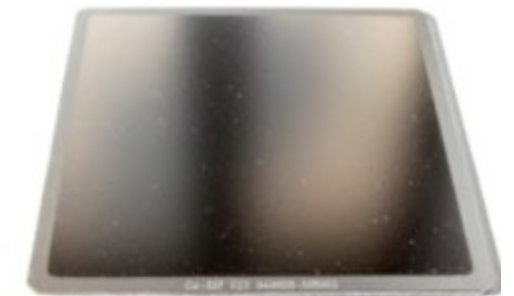
Účinností je nazývána pravděpodobnost registrace IZ procházejícího citlivým objemem počítače. Pro těžké nabité částice se účinnost blíží 100 %, pro elektrony je nižší v závislosti na druhu plynu, tlaku a rozměrech detektoru.

Účinnost pro neutrony, záření X a gama se pohybuje v řádu 0,001 až 1 %. Malá účinnost může být způsobena nízkou ionizací plynu, vysokou mrtvou dobou nebo geometrickým uspořádáním zdroj IZ – detektor.



Proporcionální počítače

Využití v praxi – měření povrchové emise alfa/beta



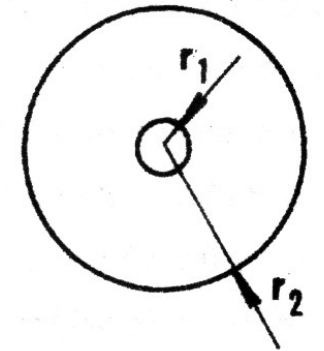
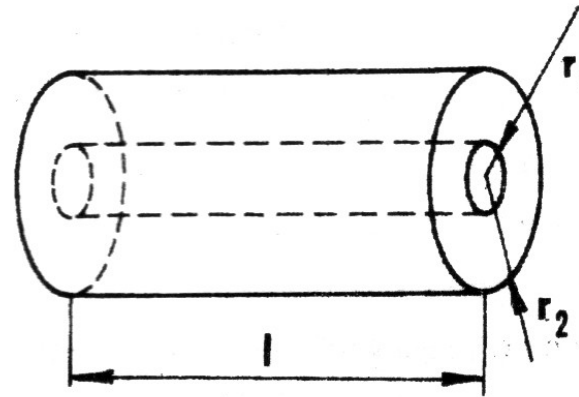
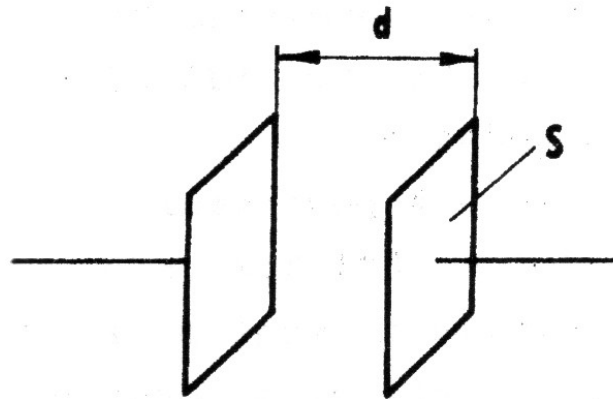
Ionizační komory

Ionizační komora je tvořena dvěma elektrodami (anoda, katoda) různého tvaru, vesměs se jedná o válcové kondenzátory, které jsou umístěny ve vhodné plynové náplni (vzduch, nebo jiné plyny za různého tlaku). Používají se v dozimetrii pro měření kermy ve vzduchu nebo dávky.



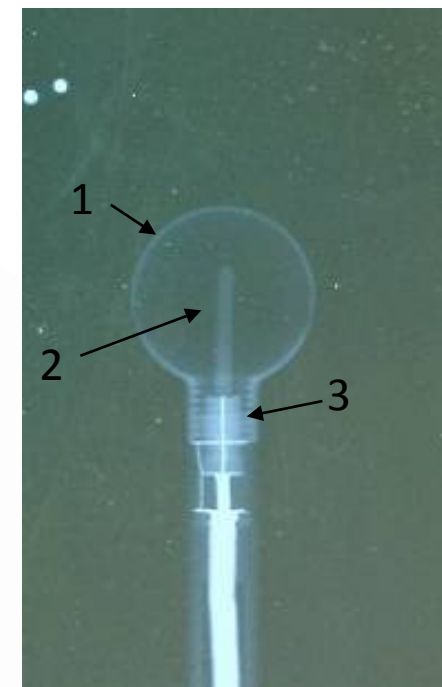
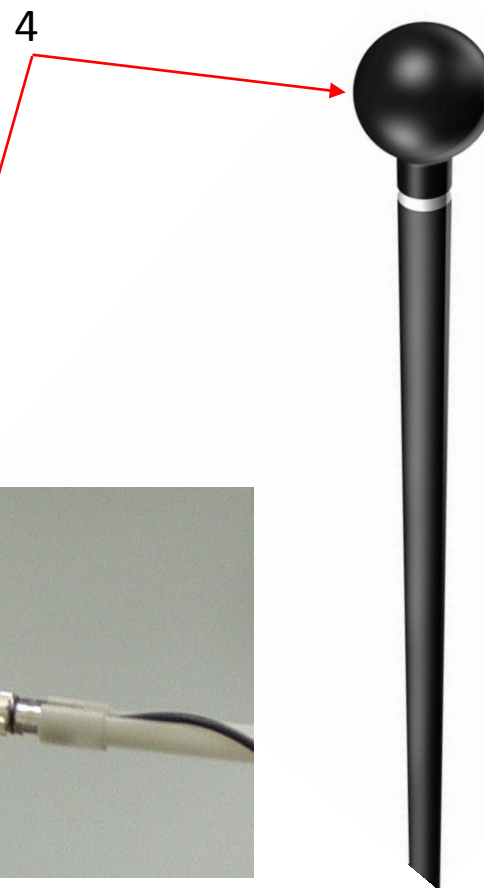
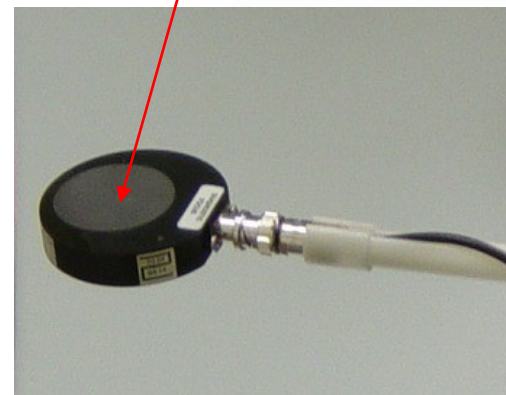
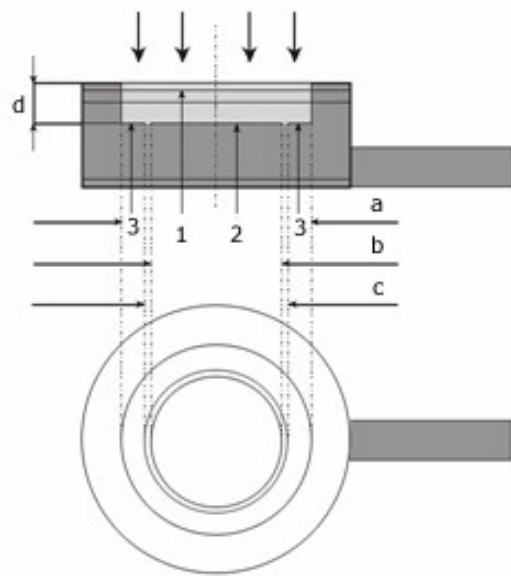
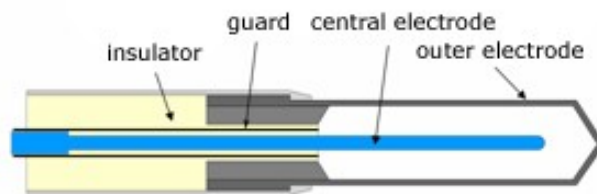
Ionizační komory

Nejčastější geometrie jsou **desková** (planparalelní) či **válcová**, zřídka i **sférická**.



Ionizační komory

Konstrukce ionizační komory



- 1 – polarizační elektroda
- 2 – měřicí elektroda
- 3 – ochranný kroužek
- 4 – vstupní okno

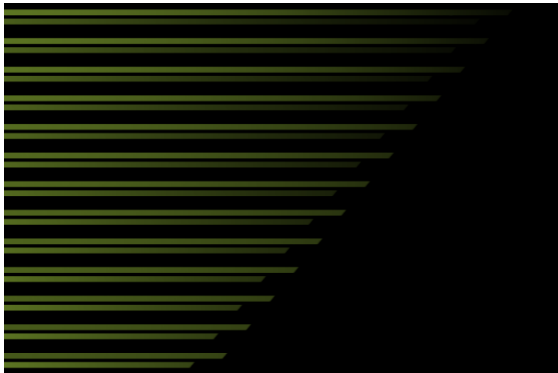
Ionizační komory

Neutrální atomy plynů jsou v neustálém tepelném pohybu. Kladné ionty a volné elektrony se tohoto pohybu rovněž účastní a mají tendenci difundovat, a to ve směru jejich klesající koncentrace nábojů stejného druhu.

Při srážce kladného iontu s neutrální molekulou plynu může dojít k přenosu náboje. Elektron z neutrální molekuly najde kladný iont, který se stane neutrální molekulou, zatímco původně neutrální molekula se stane kladným iontem.



Ionizační komory



Tento přenos náboje je zvláště významný v plynových směsích, obsahujících více druhů různých molekul. Vede k tendenci přenést celý kladný náboj na plyn s nejnižší ionizační energií.

Volný elektron může být v některých plynech zachycen neutrální molekulou – vzniká záporný iont. Typickými plyny vytvářejícími záporné ionty jsou kyslík, vodní páry, a halogeny.



Ionizační komory

Plyny nevytvářející záporné ionty jsou dusík, vodík, metan a vzácné plyny.

Náraz neutrálních atomů na povrch kovu je dalším možným mechanismem tvorby záporných iontů – zvláště je-li vazebná energie elektronu v záporném iontu vyšší než výstupní práce elektronu z kovu.

Tento jev se uplatňuje hlavně při vysokých teplotách a nevhodně zvoleném materiálu (zejména) katody.



Ionizační komory

Srážky elektron vs. kladný iont a záporný iont vs. kladný iont mohou vést k jejich rekombinaci. Náboj je z detekčního hlediska ztracen a nepřispívá ke vzniku signálu.

Pro rychlost rekombinace platí:

$$\frac{dn_r}{dt} = \frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = -$$

kde A je součinitel rekombinace, n_+ objemová hustota kladných iontů, n_- je objemová hustota záporných iontů.



Ionizační komory

Součinitel rekombinace A_e pro elektron-iontovou rekombinaci je řádu 10^{-16} [m^3/s^{-1}] a A_i pro rekombinaci iontovou je řádu 10^{-12} [m^3/s^{-1}].

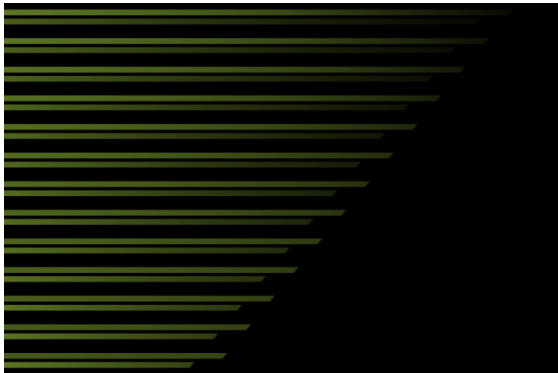
Tyto hodnoty součinitele rekombinace jsou typické pro rovnoměrně rozložené náboje a závisí na druhu plynu a energii iontů, resp. elektronů.

Rekombinace je významná v plynech vytvářejících záporné ionty a v oblastech s vysokou koncentrací iontů.

Pokud není v IK přítomen plyn tvořící záporné ionty, lze rekombinační ztráty zanedbat.



Ionizační komory



Kromě chaotického pohybu se nosiče elektrického náboje se pohybují ve směru působení elektrického pole. Tento pohyb je dominantní pro všechny režimy plynových detektorů.

Driftovou rychlost iontů, resp. elektronů lze vyjádřit:

$$v_i = \frac{E}{p \mu_i}$$

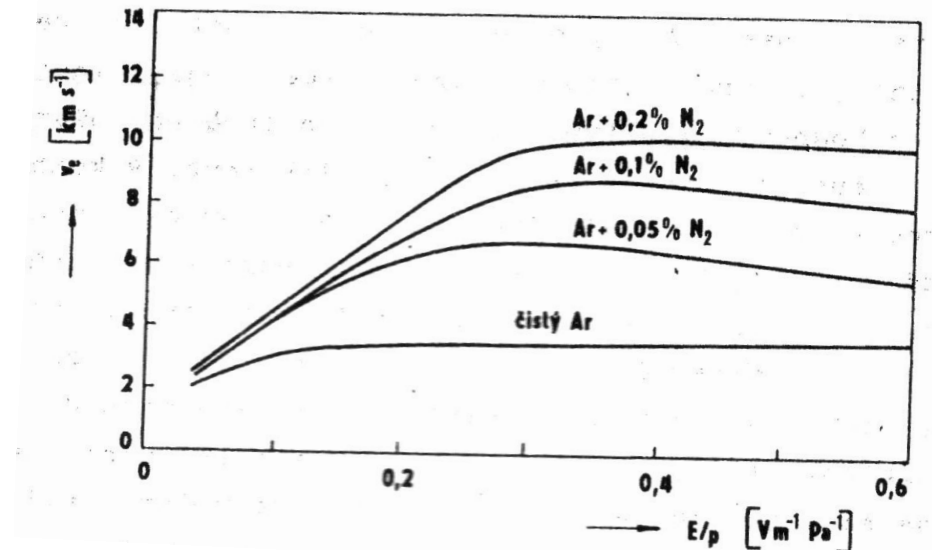
Kde E je intenzita elektrického pole, p je tlak plynu, μ_i pohyblivost iontu v daném plynu.



Ionizační komory

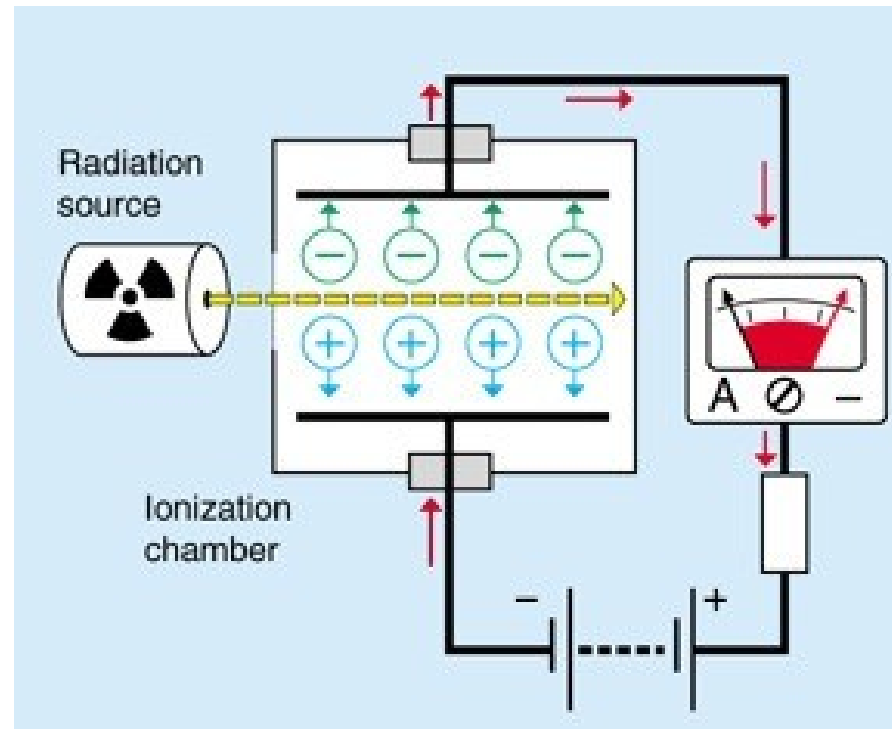
Pohyblivost záporných i kladných iontů je podobná. Jejich driftová rychlost se řídí velmi přesně uvedeným vztahem. To ovšem neplatí pro elektrony.

Rychlost elektronů vzhledem k jejich malým rozměrům je přibližně 1000x větší než rychlost iontů. Jejich pohyblivost záleží na poměru E/p .



Ionizační komory

Ionty vytvořené ionizujícím zářením jsou přiváděny elektrickým polem k elektrodám komory a ve vnějším obvodu se projeví buď ionizačním proudem (integrální vyhodnocení) nebo krátkým napěťovým impulsem (impulsní vyhodnocení).



Ionizační komory

Rozlišujeme tedy dva způsoby vyhodnocení odezvy ionizační komory.

Prvním z nich je vyhodnocení proudové (integrální), při němž měříme proud velikosti odpovídající ionizaci vytvořenému náboji za jednotku času.

Tento způsob se využívá v metrologických laboratořích. Neměříme jednotlivé interakce, ale integrální veličinu, resp. její časovou střední hodnotu.



Ionizační komory

Vyhodnocovací zařízení pracuje v analogovém režimu a vyžaduje měření proudů menších než 10^{-12} A, při vysoké časové a teplotní stabilitě.

Při vzrůstající četnosti se impulzy začínají překrývat a vyhodnocovací elektronika je již neumí odlišit – to vede ke ztrátě impulzů a k nesprávnému vyhodnocení.

Komerčně dostupné přístroje s nejvyšší citlivostí jsou schopny měřit až do 10^{-15} A.



Ionizační komory

Druhým možným způsobem je vyhodnocení impulzní, při němž se vyhodnocuje náboj vzniklý jako výsledek interakcí jednotlivých částic.

Počet impulzů je roven počtu interakcí. Velikost každého impulzu je úměrná náboji, který při dané interakci vznikl a tedy energii částice.

Impulzní vyhodnocení umožňuje spektrometrické zpracování a využívá prostředků impulzní techniky, zejména nízko-šumových zesilovačů.



Proudové ionizační komory

Proud ionizační komory pracující v integrálním režimu odpovídá celkovému počtu iontových párů vytvořených v objemu komory za jednotku času.

Je-li počet iontových párů vzniklých ionizací v jednotkovém objemu se souřadnicemi x, y, z za jednotku času označen $n(x; y; z)$, pak při zanedbání rekombinace a difúze platí pro saturační proud i_k komory o objemu V :

$$i_k = \iiint_{x y z} dx dy dz$$

Uvedený vztah platí za předpokladu, že $n(x; y; z)$ není funkcí času, což znamená konstantní ozáření komory.



Proudové ionizační komory

Relativní ztráty saturačního proudu vlivem rekombinace je možné určit ze vztahu:

$$\frac{\Delta i_k}{i_k} \Big|_{rek} = \frac{\iiint_{x,y,z} A n^+ n^- dx dy dz}{\iiint_{x,y,z} dx dy dz}$$

kde A je součinitel rekombinace a n^+ , n^- je objemová hustota kladných a záporných iontů.



Proudové ionizační komory

Pro rovnoměrně prozářenou komoru $n(x;y;z) = n$ se vzdáleností desek l platí pro objemové hustoty nábojů ve vzdálenosti x od záporné elektrody:

$$n_-(x) = nx/v_- \quad n_+(x) = n(l-x)/v_+$$

Takže po dosazení do vztahu pro rekombinační ztráty dostaneme:

$$\frac{\Delta}{i_k} \Big|_{rek} = \frac{1-\tau^2}{\epsilon v_+ v_-}$$



Snížení proudu komory vlivem difúze

Přestože je produkce iontových párů v celém objemu komory konstantní, neplatí to pro objemovou hustotu nábojů. Hustota kladných nábojů je nejvyšší u katody, nulová u anody, obráceně je tomu u záporných iontů.

V důsledku existence koncentračního gradientu dochází k difúzi podél osy x. Ta způsobuje pohyb náboje proti směru, kterým se pohybují v důsledku působení el. pole – snižuje tedy proud komory, a to dle vztahu odvozeného Rossim a Staubem:

$$\Delta i_{k \text{ dif}} = - \frac{T}{e U_N}$$

Kde θ – poměr střední energie iontů s a bez elektrického pole, k – Boltzmanova konstanta, T – termodynamická teplota, U_N – napájecí napětí komory, e – náboj elektronu



Snížení proudu komory vlivem difúze

Velikost difúzních ztrát saturovaného proudu závisí na velikosti θ – pro ionty je o něco větší než 1 a ztráty jsou obvykle zanedbatelné.

Pro volné elektrony může být poměr θ vyšší a ztráta saturovaného proudu vlivem difúze bude velká.

Hodnota θ má tendenci se se zvyšujícím napětím blížit jisté saturované hodnotě.

Z toho plyne, že nejsnazší cestou ke snížení ztrát vlivem difúze je zvýšení napájecího napětí komory U_N – navíc tak dosáhneme i snížení rekombinačních ztrát (zvýšením driftové rychlosti iontů a elektronů).



Svodové proudy

Dosavadní poznatky nám říkají, že z hlediska ztrát je výhodné provozovat IK při co nejvyšších napětích, a to bez ohledu na ozařovací podmínky.

Vlivem svodových proudů tomu tak ve skutečnosti není. Svodové proudy jsou dány přiloženým napětím a svodovými odpory. Svodové proudy se přičítají k ionizačnímu proudu a způsobují nadhodnocení odezvy.

Proto komerční přístroje pracují obvykle s různými volitelnými napájecími napětími, dle měřeného rozsahu saturačního proudu.



Dynamická odezva IK

Proud ionizační komory v každém okamžiku sleduje záření, kterému je vystavena – mění-li se hustota toku měřeného záření, mění se úměrně i ionizační proud.

V případě, že je rychlost změny hustoty toku srovnatelná či rychlejší než doba sběru nosiče náboje, nesleduje ionizační proud přesně změny ozáření komory.

Pokud bychom měřili proud komory ideálním měřičem proudu (nulový vstupní odpor), byla by dynamika odezvy ovlivněna pouze dobou sběru nosičů náboje.

V praxi se používají nepřímé metody, kdy se měří úbytek napětí, který vyvolá měřený proud na velkém zatěžovacím odporu. Toto napětí se měří voltmetrem se vstupním odporem ještě o dva řády vyšším (diferenciální zesilovač s FET tranzistory – **ELEKTROMETR**).



Zapojení IK a elektrometru

R_k – svodový odpor komory

C_k – kapacita komory

R_e , C_e – vstupní odpor (kapacita) připojeného elektrometru

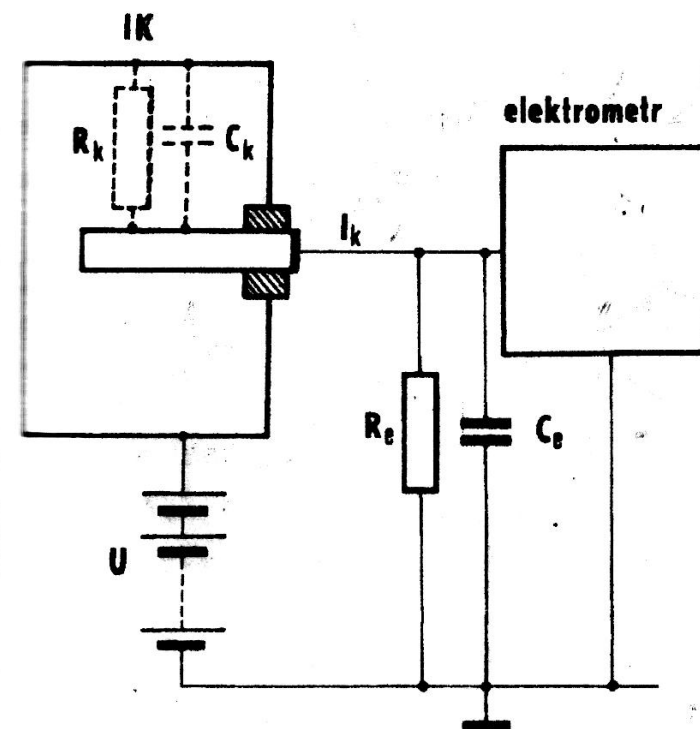
Proud komory nabíjí integrační obvod s efektivní časovou konstantou $\tau = RC$, kde:

$$C = C_k + C_e,$$

$$R = R_k \times R_e / (R_k + R_e)$$

Vztah mezi ionizačním proudem a napětím na vstupu elektrometru:

$$RC \frac{dU}{dt} + U = R i_k$$



Energetický rozsah, vztah kerry a expozice

Energetická závislost směrem k vyšším energiím je omezena skutečností, že vzdálenost mezi okrajem svazku a elektrodovým systémem musí být větší než dosah nejenergetičtějších sekundárních nabitých částic – ty musí být ve vzduchu zcela zabrzděny.

Nejnižší měřitelná energie je určena zeslabením svazku při průchodu okénkem komory a na dráze mezi aktivním objemem a okénkem IK.

Mezi kermovým a expozičním příkonem ve vzduchu platí vztah:

$$G \cdot e \cdot W$$

G – zesílení, e – náboj elektronu, W – střední energie



Měření expozice (kerry ve vzduchu)

Pokud bychom komoru s kapacitou sběrné elektrody C nabili napětím U_1 , zvoleným tak, aby leželo co nejvíce vpravo v oblasti saturovaného proudu, bude po odpojení na komoře náboj:

$$Q = C \cdot U_1$$

Ozáříme-li komoru dojde ke změně náboje:

$$\Delta Q = C \cdot (U_1 - U_2) = X \cdot V \cdot \rho$$

U_1 – napětí před ozářením, U_2 – napětí po ozáření, X – měřená expozice, ρ – hustota vzduchu

Tento vztah platí dokud U_2 neklesne pod napětí odpovídající začátku oblasti nasyceného proudu.



Měření expozice (kermý ve vzduchu)

IK kondenzátorového typu využívají níže popsaného principu:

$$X = \Delta Q / \Delta m = \Delta Q / V \rho = C \Delta U / V \rho$$

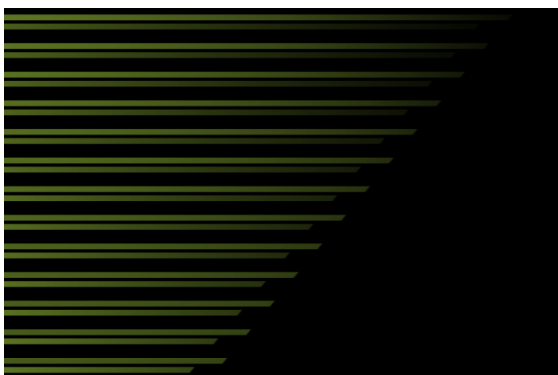
K měření napětí se často používají vláknové elektrometry. Ty jsou přímo součástí komory (přímo odečítací detektory) anebo ve zvláštní vyhodnocovací jednotce.

U těchto komor je třeba, aby jejich stěny nenarušovaly elektronovou rovnováhu v pracovním objemu – tj. byly vzduchově ekvivalentní

Požadavek je splněn pouze tehdy, pokud se brzdné schopnosti a lineární součinitele zeslabení ve stěně i vzduchu vzájemně rovnají.



Měření vstupní povrchové kermy



Přepočet pC/μGy: $\dot{I}_{-0} =$
 $K_0 \mu\text{Gy} =$

Korekce na tlak a teplotu: $K = \frac{p_0 T_0}{p T_0 + \dots}$

Korekce na energetickou závislost komory: $K_a =$

Přepočet na vzdálenost: $K_e = \left(\dots \right)$

Korekce na zpětný rozptyl: $K_i = \frac{v}{B U, S, A/F}$



Polovodičové detektory

Nízký lineární součinitel zeslabení fotonového záření a malá brzdná schopnost plynů pro nabitě částice jsou příčinnou malé detekční účinnosti ionizačních komor.

Proto byly hledány pevné látky, vyznačující se obecně asi tisíckrát vyšší hustotou a tedy i mnohem většími interakčními parametry.

Teprve rozsáhlé a nákladné výzkumné programy věnované studiu polovodičových monokrystalických materiálů (především Ge a Si), započaté v padesátých letech, umožnily využití získaných znalostí a osvojených technologií pro výzkum a vývoj polovodičových detektorů.



Polovodičové detektory

Germanium je velmi vhodným materiálem pro detektory fotonového záření pro velké $Z = 32$.

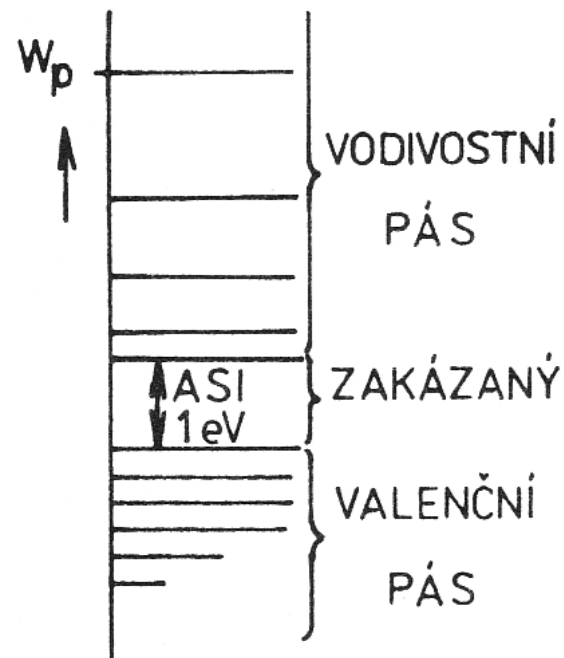
Výroba polovodičových detektorů pokračovala hledáním technologií směřujících k dosažení nejvyšší čistoty Ge (HPGe – High Purity Germanium).

Na jeden atom příměsi připadá více jak 10^{12} atomů germania. Jedná se o nejčistší materiál jaký dnes dovede člověk připravit.

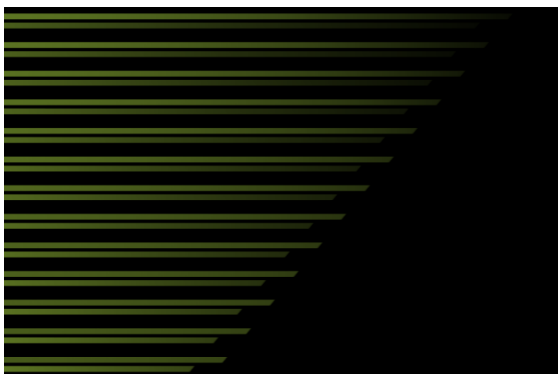


Polovodičové detektory

Díky malé šířce zakázaného pásu polovodičů E_g řádu jednotek eV je střední energie W potřebná pro vznik jednoho páru elektron-díra v Ge (0,7 eV) a v Si (1,1 eV). Rozdíl energií ($W - E_g$) je předán krystalové mřížce ve formě fononu.



Polovodičové detektory

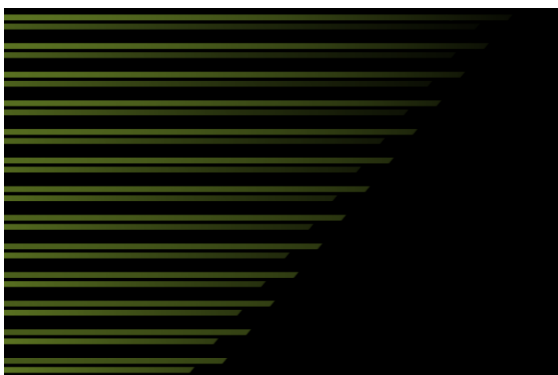


Ve srovnání s plynovými detektory (W je asi 35 eV/pár) je proto při interakci produkováno asi 10x více nosičů náboje s mnohem menší relativní kvadratickou odchylkou související i s malou velikostí Fano faktoru ($F \approx 0,1$) polovodičů.

Účinkem záření vzniklé páry elektron-díra je třeba, podobně jako v IK, od sebe oddělit a posbírat, jinak rychle rekombinují – využívá se k tomu jejich driftu v elektrickém poli.



Polovodičové detektory



Zatímco v plynech je driftová rychlost elektronů asi tisíckrát větší než kladných iontů, jsou rychlosti elektronů a děr v polovodičích řádově stejné, podobně jako rychlosti kladných a záporných iontů v plynech tvořících záporné ionty.

Driftová rychlost obou druhů nosičů náboje je přibližně lineární funkcí intenzity elektrického pole a pohyblivosti nosičů.

Pohyblivosti μ_e a μ_d jsou funkcí druhu polovodiče a jeho teploty T – se snížením teploty se jejich hodnoty zvyšují (vlivem zmenšujících se kmitů mřížky krystalu).



Saturovaná driftová rychlost

Při intenzitě elektrického pole $\geq (10^4 - 10^5) \text{ V.m}^{-1}$ vzrůstají rychlosti v_e , v_d pomaleji a po dosažení tzv. saturované rychlosti při $E \approx (10^5 - 10^6) \text{ V.m}^{-1}$ jsou na dalším zvyšování E obě rychlosti již nezávislé.

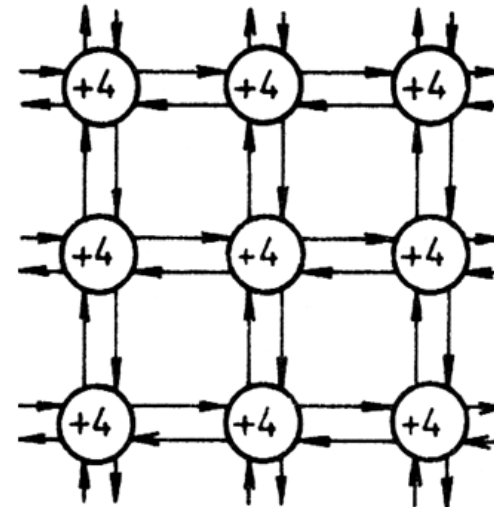
Saturovaná rychlost je téměř stejná pro elektrony i díry, jak v křemíku, tak germaniu.

Mnohé detektory pracují při intenzitách elektrického pole zajišťujících saturační driftovou rychlost. Tento režim umožňuje při tloušťce detektoru okolo 1 mm dobu sběru náboje 10^{-8} s a méně – polovodičové detektory díky tomu patří k detektorům s nejrychlejší odezvou.



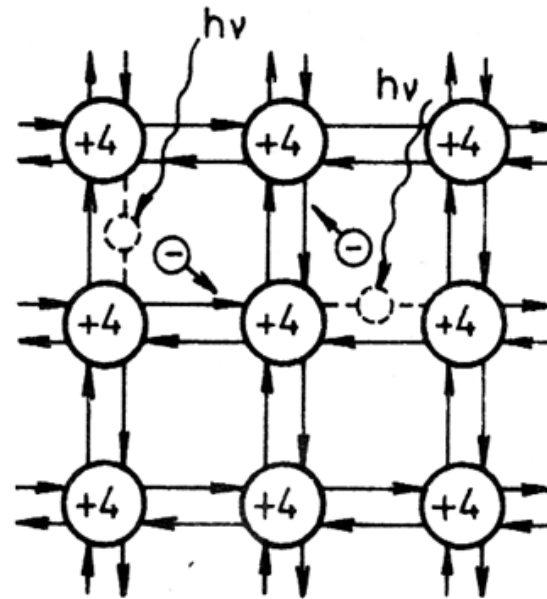
Vlastní vodivost polovodiče

Základními polovodičovými materiály jsou prvky IV. Skupiny periodické soustavy prvků. Uhlík (diamant), křemík, germanium, cín a olovo. Ve valenční sféře mají čtyři elektrony a jejich atomy jsou vázány kovalentní vazbou. Čisté polovodičové materiály mají atomy uspořádané do pravidelné krystalické mřížky tvořící monokrystal.



Vlastní vodivost polovodiče

Přivedeme-li z vnějšku do látky takové množství energie, které elektronům dovolí překonat pás zakázaných energií, dojde k rozbití některých vazeb. Elektrony uvolněné z těchto vazeb se volně pohybují krystalovou mřížkou a umožňují vedení elektrického proudu. Ve vazbě ze které byl elektron uvolněn, zbývá volné místo nazývané díra.



Vlastní polovodiče

K zaplnění díry ve vazbě dojde buď přitažením některého volného elektronu (rekombinací), nebo tím, že v důsledku pohybu krystalové mřížky se v určitém okamžiku přiblíží některý ze sousedních atomů natolik, že dojde k vytržení elektronu z některé jeho vazby.

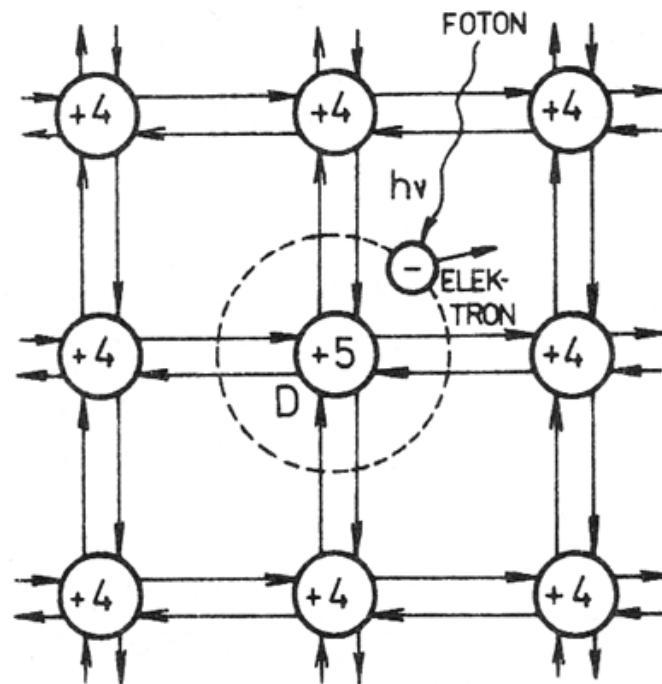
Tento elektron zaplní volné místo ve vazbě prvního atomu, avšak díra se objeví ve vazbě jiného atomu, z jehož vazby byl elektron odtržen. Popsaný děj se v látce neustále opakuje.

Popsaný druh vodivosti, podmíněný vznikem volných nosičů náboje elektron – díra v důsledku rozbíjení vazeb mezi atomy čistého polovodiče, se nazývá vlastní (intrinsická) vodivost polovodiče.



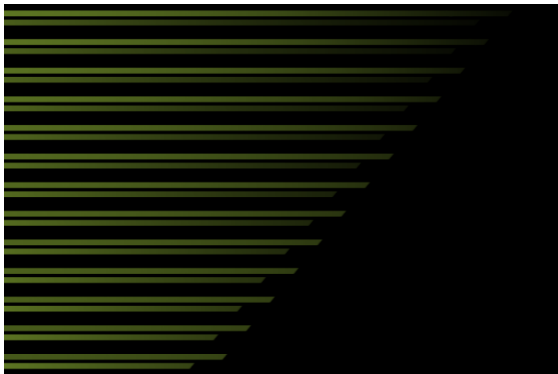
Nevlastní vodivost polovodiče typu N

Nahradíme-li v krystalové mřížce čtýřmocného prvku (Ge nebo Si) některé jeho atomy pětímocným prvkem, např. P, As, Sb, využijí se do čtyř dvojic elektronů, které tvoří nasycenou kovalentní vazbu atomů krystalu, pouze čtyři z pěti valenčních elektronů.



Pátý elektron, který se vazby neúčastní, je poután k jádru velmi volně. K jeho uvolnění postačuje energie řádu setin elektronvltu, která je za běžných podmínek do látky trvale přiváděna (teplo z okolního prostředí, různé druhy záření, atp.).

Nevlastní vodivost polovodiče typu N



Uvolněné elektrony pětimocných příměsí (tzv. donorů = dárců) se pohybují prostorem krystalové mřížky. Vytvářejí vodivost zprostředkovanou pohybem záporných (negativních) nábojů, kterou nazýváme nevlátní vodivost typu N (elektronová vodivost).

Je zřejmé, že po odtržení elektronu se atom příměsí (donoru) stane jednomocným kladným iontem, který sice působí na okolní náboje svým elektrostatickým polem, avšak je sám pevně vázán v krystalové mřížce.



Polovodiče typu N

Svůj náboj nemůže přenášet do jiného místa v látce - vedení proudu se neúčastní. Přestože se v látce pohybuje velký počet elektronů, projevuje se látka navenek jako elektricky neutrální, neboť ke každému volnému elektronu přísluší jeden kladný iont.

Konstanta rovnováhy ve vlastním polovodiči, daná součinem $n_i p_i$, musí být zachována i v polovodiči typu N:

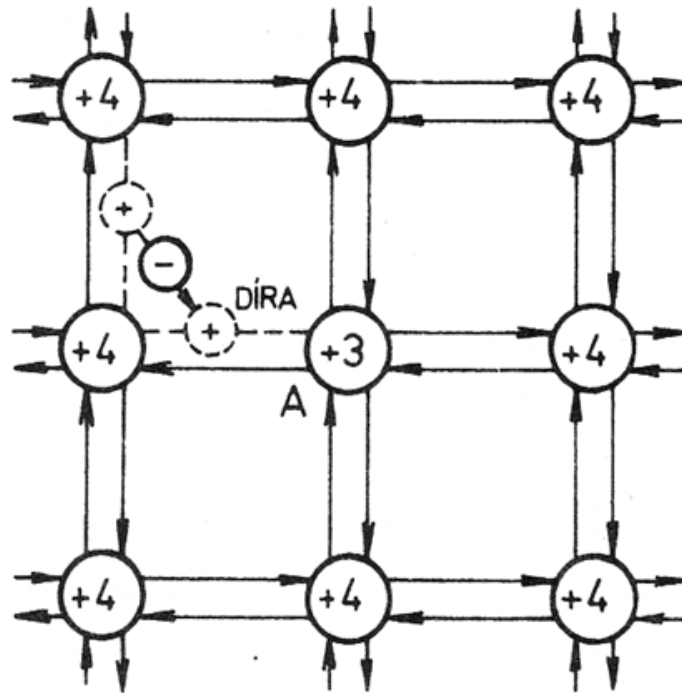
$$n > n_i \text{ a současně } p < p_i$$

$$n_i p_i = np$$



Nevlastní vodivost polovodiče typu P

Nahradíme-li v krystalové mřížce čtyřmocného polovodiče některé jeho atomy třímocným prvkem, např. B, Al, Ga, In bude chybět jeden elektron k tomu, aby se mohla vytvořit nasycená kovalentní vazba.



Vodivost vytvořená popsaným způsobem využívá k vedení proudu kladných (pozitivních) nábojů, které jsou v krystalické mřížce volně pohyblivé. Nazývá se vodivost typu P (děrová vodivost).

Polovodiče typu P

Atom trojmocného prvku nazýváme akceptor, neboť při zaplnění nenasycené vazby přijme (akceptuje) do své valenční sféry jeden elektron.

Tím se stane jednomocným záporným iontem. Ionty akceptoru se stejně jako ionty donoru neúčastní vedení proudu v látce, neboť jsou pevně vázány v krystalové mřížce.



Polovodiče typu P

Díky tepelné excitaci krystalu mají elektrony potřebnou energii pro zaplnění vakancí způsobených akceptory a obsazování hladin v zakázaném pásu.

Každý elektron po sobě zanechává ve valenčním pásu kladně nabitou díru. Pro hustotu děr platí:

$$p = N_a + p_i \approx N_a$$

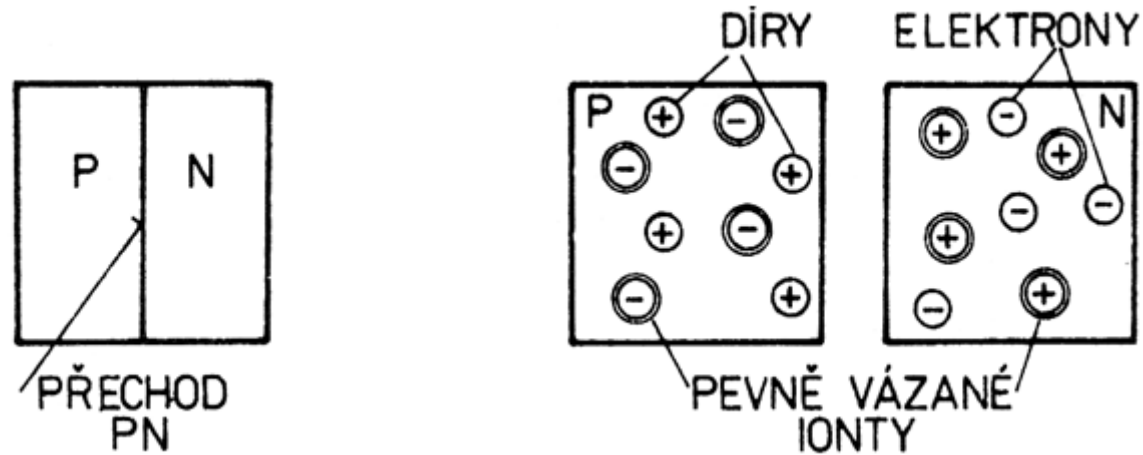
Rostoucí hustota děr vede ke zvětšování rekombinace s elektrony ve vodivostním pásu, přičemž stejně jako v případě polovodiče typu N musí být splněna podmínka rovnováhy:

$$n_i p_i = n p$$



Vytvoření PN přechodu

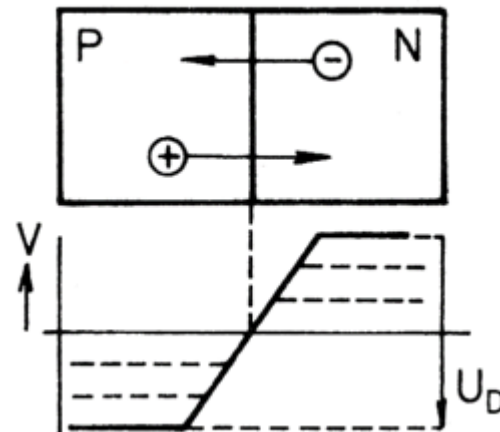
Mějme destičku z monokrystalu polovodiče, jejíž jedna část má nevlastní vodivost typu P a druhá část typu N. Místo, kde se mění vodivost P na N, se nazývá přechod PN.



Vytvoření PN přechodu

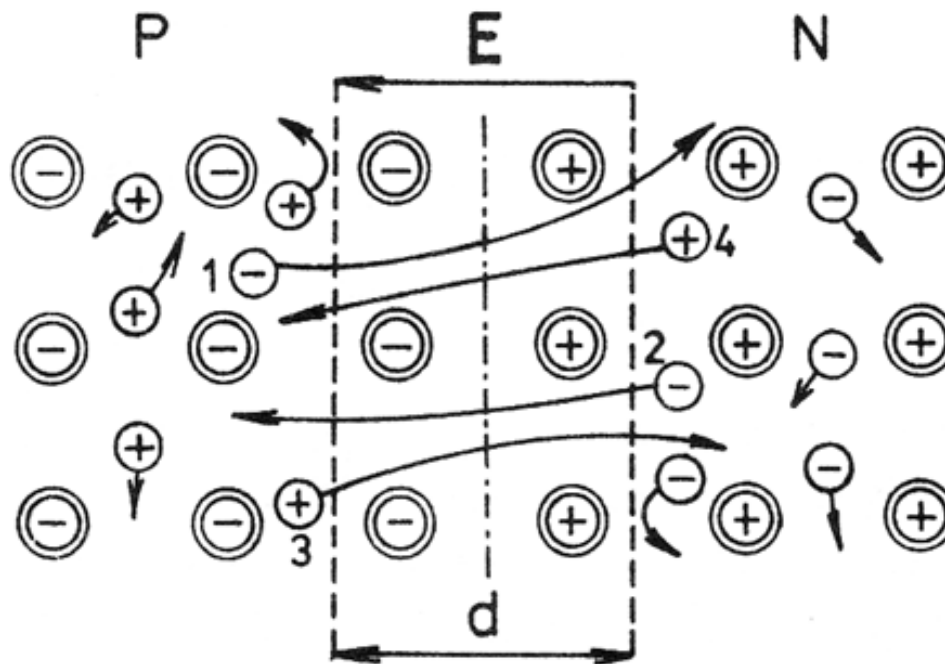
Ihned po spojení obou částí začíná působit difúze, tj. snaha volných nosičů náboje rovnoměrně se rozptýlit po celém objemu monokrystalu.

Jakmile některý elektron přejde z části N do P nebo díra z části P do N, poruší se rovnováha elektrických nábojů obou původně elektricky neutrálních částí.



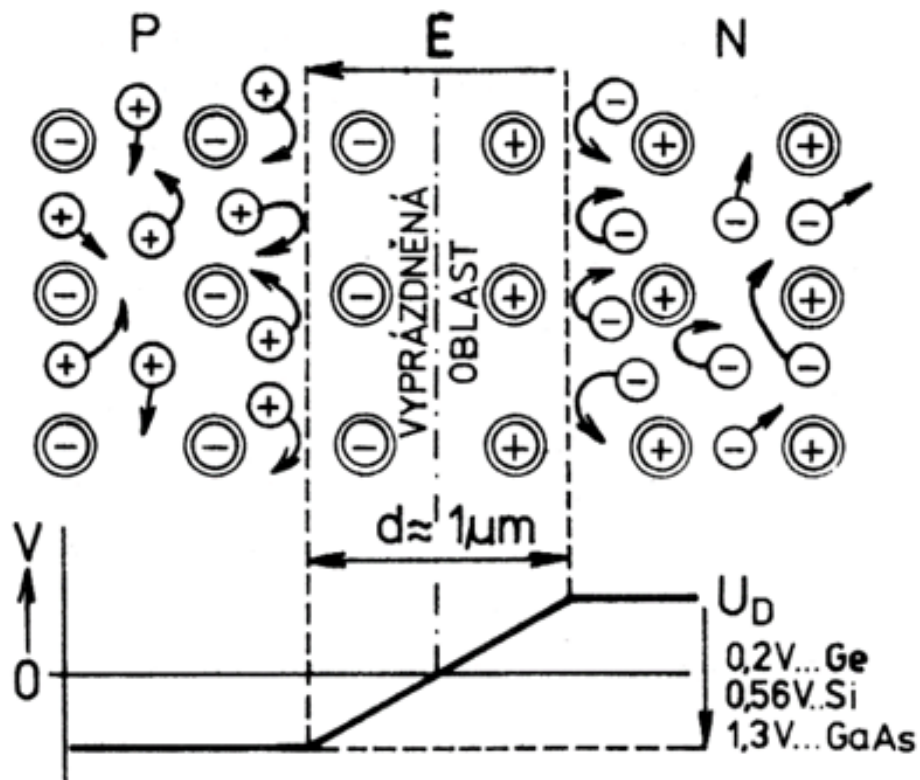
PN přechod bez el. napětí

V části N, která ztrácí elektrony, začíná převládat kladný náboj pevně vázaných iontů donoru. Zároveň v části P, ve které elektrony rekombinují, začíná převládat záporný náboj pevně vázaných iontů akceptoru.



PN přechod bez el. napětí

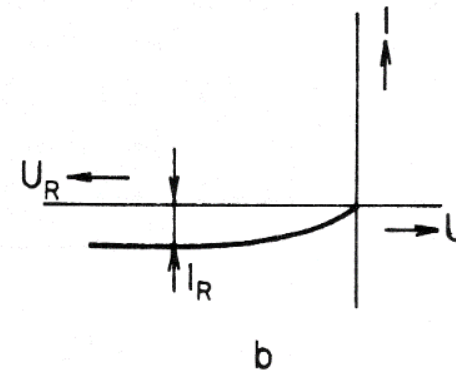
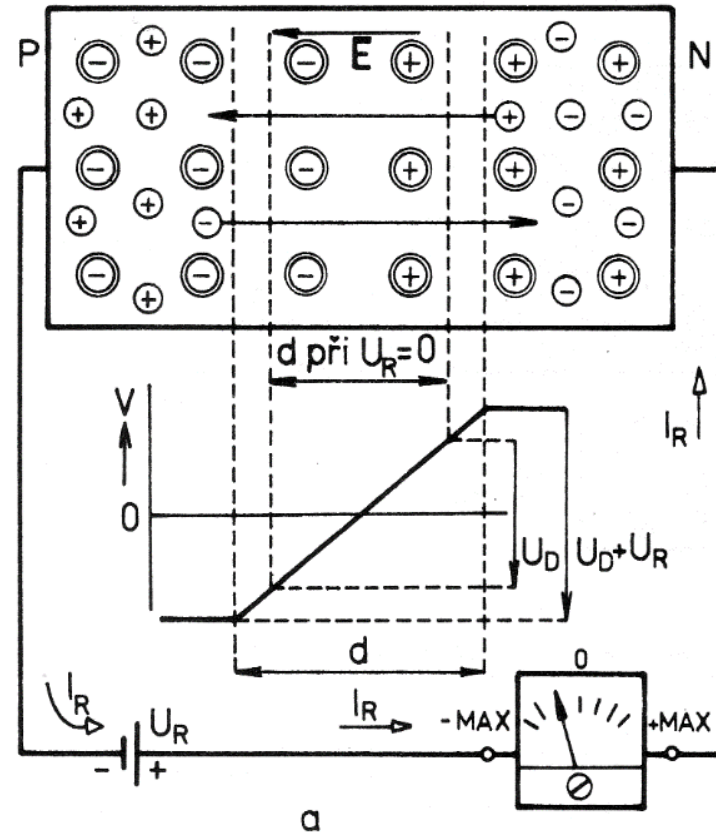
Mezi částí P a N se vytváří rozdíl potenciálů, který se nazývá difúzní napětí U_D .



$$U_D = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right)$$

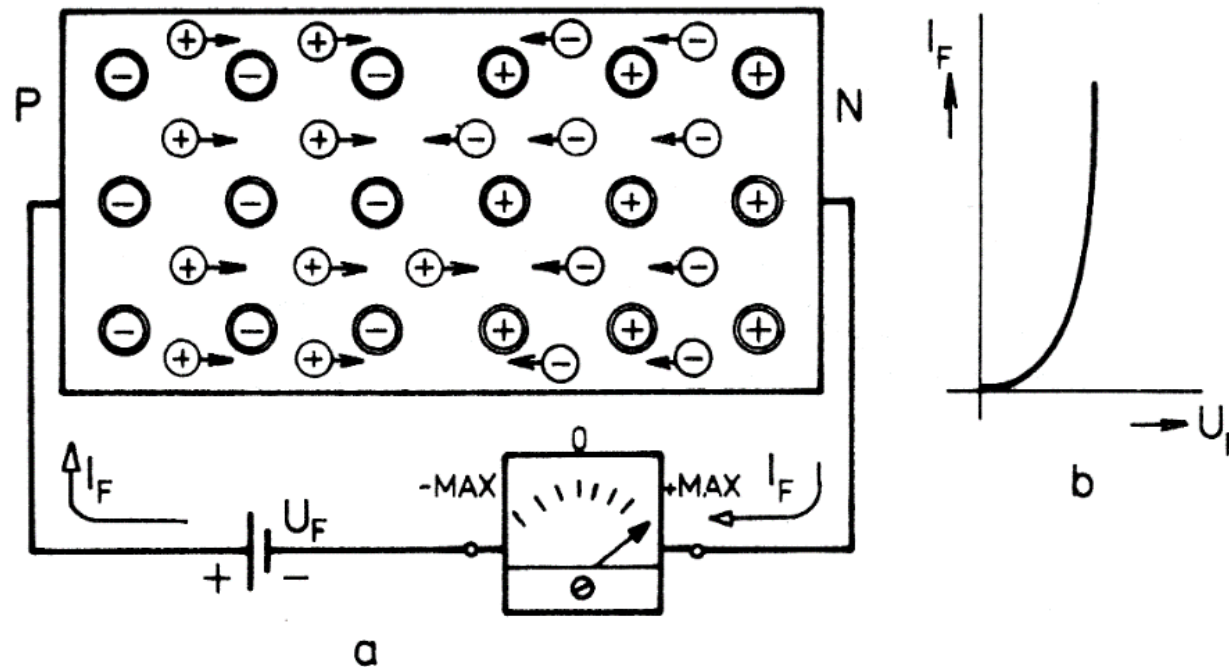
PN přechod s přiloženým napětím

Polarizace ve zpětném směru – přechod je pro majoritní nosiče uzavřen, potenciálová přehrada vzroste a vyprázdněná oblast se rozšíří.

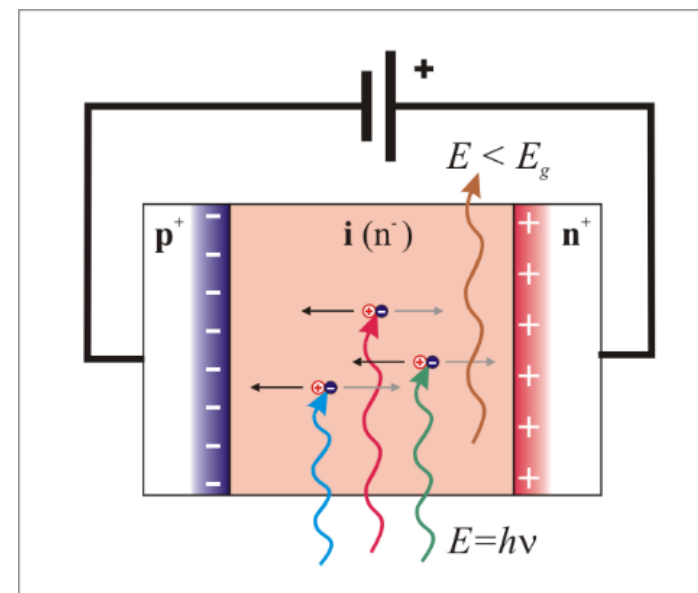


PN přechod s přiloženým napětím

Polarizace v přímém směru – majoritní nosiče se přiblíží k přechodu, potenciálová přehrada se zruší a vyprázdňená oblast zanikne.



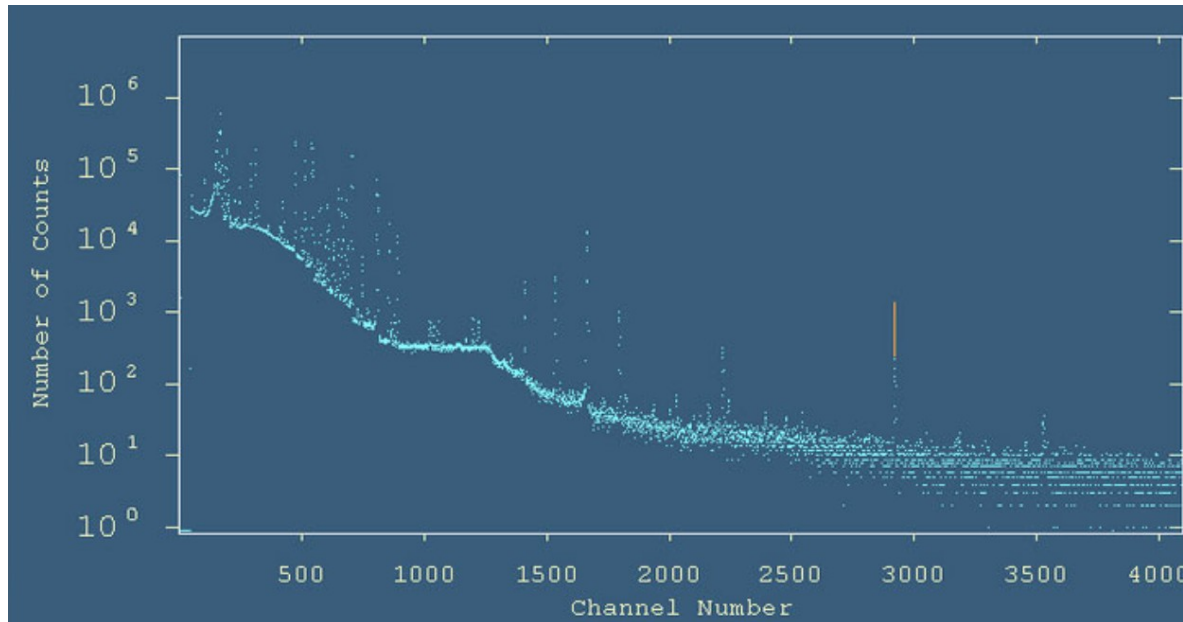
Polovodičové detektory



Vnikne-li částice do polovodičového detektoru, vytvoří v něm páry elektron – díra. V detektoru dochází k lavinovému uvolňování elektronů do vodivostního pásu a tvorbě děr ve valenčním pásu. Tyto elektrony se v elektrickém poli okamžitě začnou pohybovat ke kladné elektrodě (a díry k záporné) - elektrickým obvodem projde krátký proudový impuls.

Polovodičové detektory

Přiložíme-li na polovodičový detektor napětí, pak vlivem elektrického pole se volné nosiče nábojů (elektrony a díry) dají do pohybu a v připojeném obvodu vznikne proudový impuls, jehož velikost závisí na energii dopadající částice. To umožňuje využít polovodičové detektory jak pro detekci IZ, tak pro spektrometrická měření.



Základní parametry HPGe detektorů

Tyto detektory jsou zhotoveny z monokrystalů superčistého germania HPGe (High Purity Ge). Pro svou správnou funkci potřebují být chlazeny na teplotu kapalného dusíku z důvodu snížení závěrného proudu a elektronického šumu.



Základní parametry HPGe detektorů

Účinnost detektoru

Účinnost se stanovuje pomocí bodového zdroje Co-60 v 25 cm od středu čela detektoru. Pomocí spektrometrického SW se provede alespoň 300 s měření. Po ukončení provedeme píkovou analýzu. Na energii 1332 keV odečteme hodnotu četnosti impulzů a stanovíme účinnost:

$$\eta_{rel} = \frac{\eta_{Co-60}}{\eta_{NaI}} \times 100 = \frac{\left(\frac{n_{1332}}{A} \right) \times 100}{\eta_{NaI}} \times 100 \quad A = A_0 \times e^{-\lambda t} = A_0 \times 2^{\frac{(t_{end}-t_{start})}{T_{1/2}}}$$

η_{rel} relative efficiency [%];

n_{1332} counts per second in the full-energy peak, less background [cps];

A activity to date of measurement of Co-60 [Bq];

η_{NaI} efficiency of 3x3 NaI(Tl) at 25.0 cm (1.2E-03 cps/Bq).

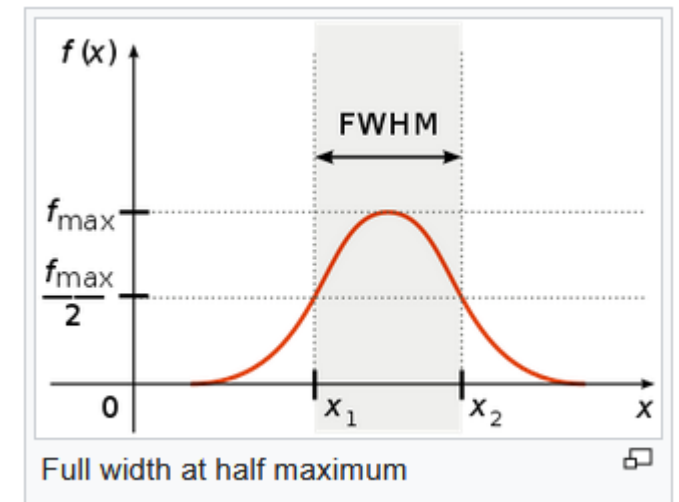


Základní parametry HPGe detektorů

Rozlišení detektoru (FWHM)

Full width at half maximum (FWHM), jedná se o šířku v polovině výšky. Měření se provádí v kontaktní geometrii se zdroji Co-57 a Co-60. Měřené spektrum se vyhodnotí a z reportu odečteme hodnoty FWHM:

Energy resolution (FWHM)	FWHM [keV]
FWHM with energy 122 keV	0.84
FWHM with energy 1332 keV	1.69



Základní parametry HPGe detektorů

Poměr pík-compton

Výrobce udává poměr mezi impulsy v píku od Co-60 na energii 1332 keV a impulsy comptonem měřenými mezi energiemi 1040 až 1096 keV.

Peak-Compton ratio	Criterion
HPGe GEM30P4-83-SMP	Peak-Compton ratio > 60 : 1



Detekce neutronů

K detekci neutronů se využívají **jaderné reakce**, při nichž se energie předává **sekundárním nabitým částicím**, nebo takové částice vznikají při interakcích neutronů s materiálem, který slouží jako **konvertor**. To má za následek:

- Komplikované reakce – **silná závislost účinného průřezu na energii**;
- Nízká účinnost – **nutnost velkých objemů**;
- Ztrácí jen část energie – **komplikované určení energie – využití metody TOF (Time-Of-Flight)**.



Detekce neutronů

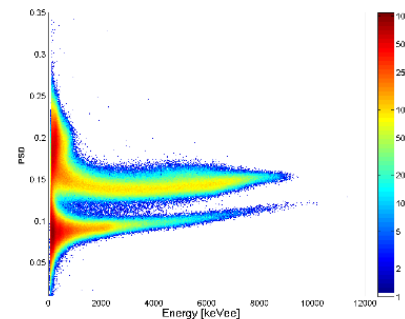
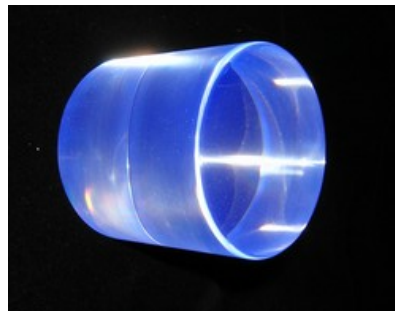
Neutronové detektory jsou tedy složeny z konvertoru (vznik nabitých částic) a detektoru nabitých částic. Nejčastěji jsou používány organické scintilátory, plynové a polovodičové detektory. Požadavky na materiál konvertoru a detektoru:

- Konvertorem u neutronových detektorů je pracovní plyn (^1H , ^3He , BF_3) nebo příměs pokrývající stěny detektorů. Používají se izotopy ^{10}B nebo štěpné materiály ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ;
- Organické scintilátory dopované konvertorem, kapalné (NE-213) nebo plastické (NE-210A, EJ-276);



Detekce neutronů

- Velký účinný průřez využívané reakce (pravděpodobnost s jakou bude částice interagovat s použitým materiálem, např. terčík);
- Vysoká uvolněná energie (pro detekci nízkoenergetických neutronů) nebo vysoká konverze kinetické energie;
- Možnost rozlišení fotonů a neutronů.



Vybrané metody detekce neutronů

Metoda Time of Flight (TOF)

Metoda TOF je jednou z nejstarších používaných metod v neutronové spektrometrii. Je založena na přesném a rychlém měření času. Známe-li přesný čas a dráhu letu neutronu, jsme schopni stanovit jeho kinetickou energii.

m_0 – klidová hmotnost neutronu [939,565 379 MeV.c⁻²];

c – rychlost elektromagnetického záření ve vakuu [299 792 458 m.s⁻¹];

m_n – hmotnost neutronu [MeV.c⁻²];

v_n – rychlost neutronu [m.s⁻¹];

s_n – dráha letu neutronu [m];

t_n – doba letu neutronu [s];

E_{kn} – kinetická energie neutronu [MeV].

$$E_{kn} = \dots - \dots$$

$$m_n = \frac{\dots}{\sqrt{1 - \left(\frac{\dots}{c}\right)^2}}$$

$$E_{kn} = \frac{\dots \cdot c^2}{1 - \sqrt{\left(\frac{\dots}{c}\right)^2}}$$

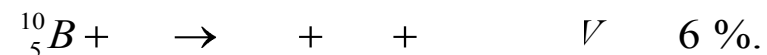
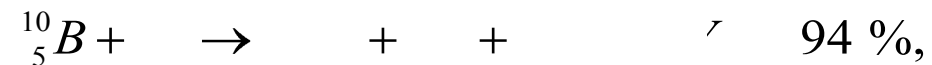
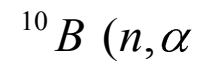


Vybrané metody detekce neutronů

Transmutační metoda

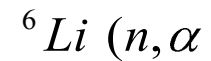
Je založena na **jaderných reakcích**, vyvolaných neutrony. Pro detekci pomalých neutronů se obvykle využívají tyto jaderné reakce:

1. Detektory na základě reakcí s bórem (^{10}B):

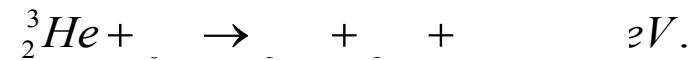
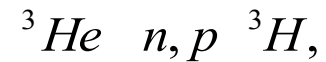


Vybrané metody detekce neutronů

2. Detektory založené na reakcích s lithiem (${}^6\text{Li}$):

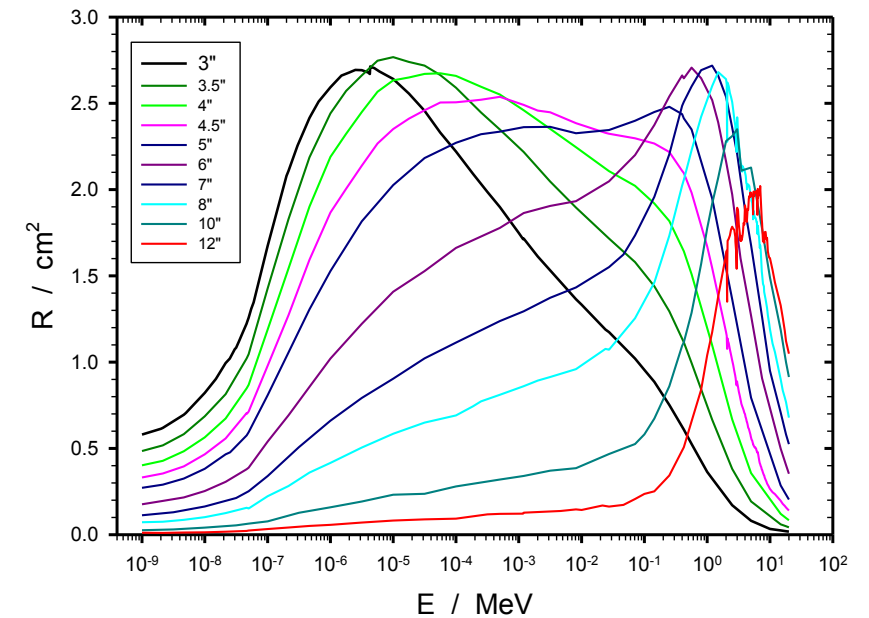
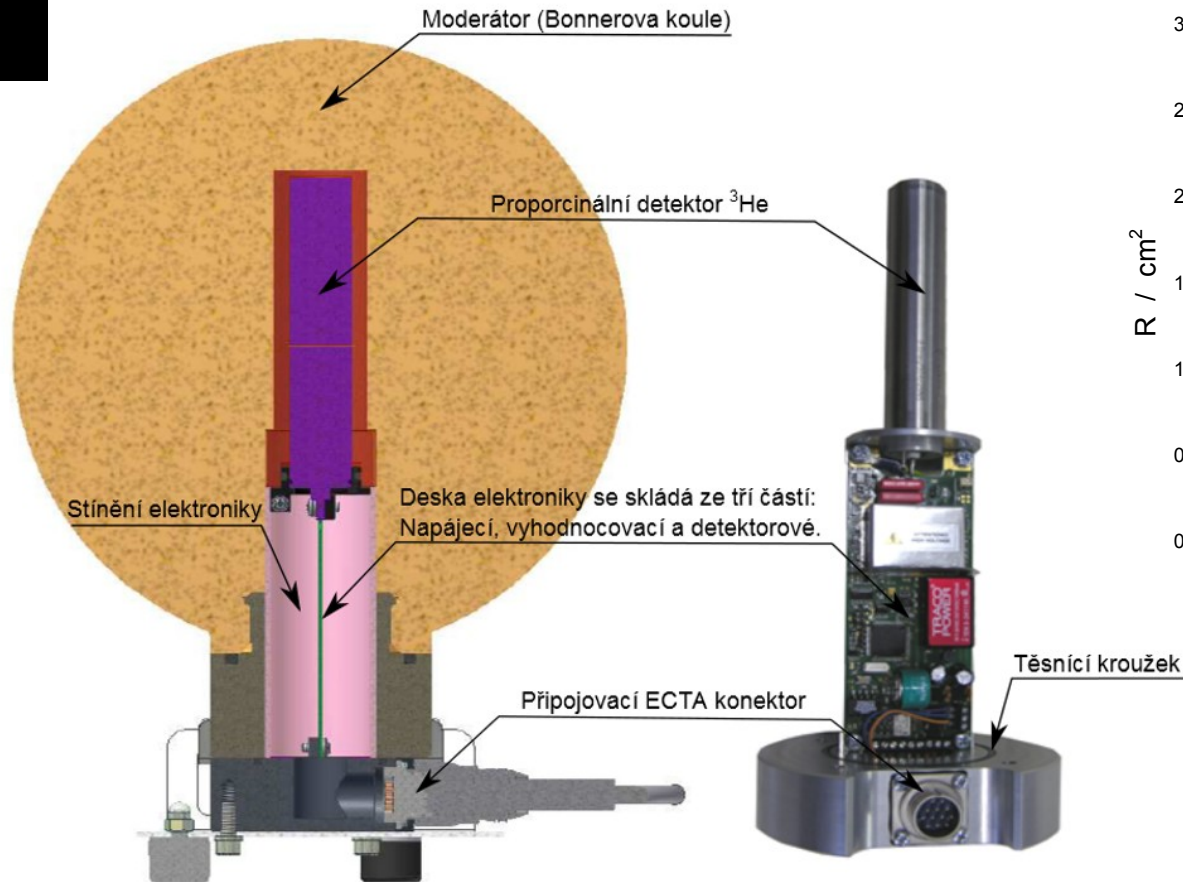


3. Detektory založené na reakcích s héliem (${}^3\text{He}$):



Vybrané metody detekce neutronů

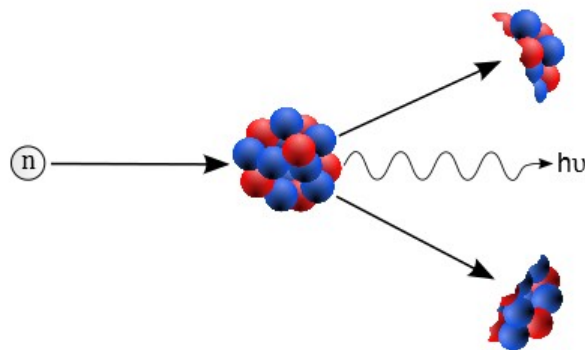
Detektory rychlých neutronů využívají moderace na pomalé neutrony. K tomu se využívají Bonnerovy moderační koule (organický moderátor).



Vybrané metody detekce neutronů

Štěpná metoda

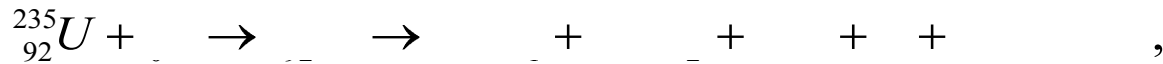
Využívá toho, že neutrony mohou způsobit štěpení těžkých jader, které vede ke vzniku silně ionizujících fragmentů (štěpné trosky), které se vyznačují velkou kinetickou energií. Zároveň se uvolní 1 až 8 neutronů o energiích řádu MeV. Rozpad je doprovázen emisí fotonů gama, neutrin a antineutrin.



Vybrané metody detekce neutronů

Štěpná metoda

Štěpné detektory, nejčastěji v podobě ionizační komory, jsou konstruovány obvykle tak, že štěpný materiál je nanesen v tenké vrstvě na elektrodách detektoru. Pro detekci tepelných neutronů se nejčastěji používá ^{235}U .



kde FP_1 a FP_2 jsou štěpné produkty, ν je počet vznikajících neutronů při štěpení.





**Děkuji za
pozornost**

