

Interakcia a detekcia častíc

Interakcie

Detekcia

Interakcia žiarenia s hmotou

- v jej dôsledku vznikajú pozorovateľné a merateľné efekty v hmote.
- Fyzikálne procesy umožňujúce detekciu častíc sú rôzne pre neutrálne a nabité častice
- **Nenabité častice** treba najskôr **konvertovať na nabité**, ktoré sa dajú registrovať

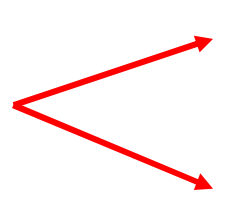
γ	<i>fotoefekt, Comptonov efekt, tvorba párov</i>	<i>e</i>
<i>n</i>	<i>$n+B \rightarrow Li+\alpha$</i>	<i>α</i>

Interakcie nabitých častíc – základné mechanizmy straty energie

Elektromagnetická interakcia medzi časticami a atomárnymi elektrónmi alebo jadrami

- **Rozptyl** – pružný (Rutherfordov)

kinetická energia sa **nemení** na iný druh energie

– nepružný 

excitácia kinetická energia sa **mení** na iný druh energie
ionizácia kinetická energia sa **mení** na iný druh energie

- **Brzdové žiarenie**

významné pre ľahké častice

- **Tvrde zrážky**

Rozptyl

- Pri prechode NČ prostredím sa prejavuje predovšetkým **interakcia s elektrickým Coulombovým polom atómov a ich jadier**. Z hľadiska energetickej bilancie sa rozptyl delí na **pružný** a **nepružný**.

Pružný rozptyl – kinetická energia sa nemení na iný druh energie. Platí **ZZE a ZZH** nalietajúcej častice a rozptylového centra. Častica pokračuje v pohybe cik –cak a znižuje energiu o porciu, ktorú odnáša rozptylujúce centrum → (napr. **Rutherfordov rozptyl**).

Nepružný rozptyl – kinetická energia častice sa mení na iné druhy energie (emisie gama žiarenia, zmena vnútornej štruktúry – excitácia, deexcitácia). **Nepružný rozptyl nastáva pri prenosoch energií vyšších ako je excitačná, alebo ionizačná energia atómov a je sprevádzaný excitáciami alebo ionizáciami atómov.**

Exitácia a ionizácia

Nabitá častica stráca E_k prevažne Coulombovou interakciou s elektrónmi v atómoch látok.

energia prenesená na elektróny atómového obalu

malá → exitácia atómu → **deexitácia**
(vonkajšie vrstvy - viditeľné svetlo, vnútorné vrstvy – rtg)

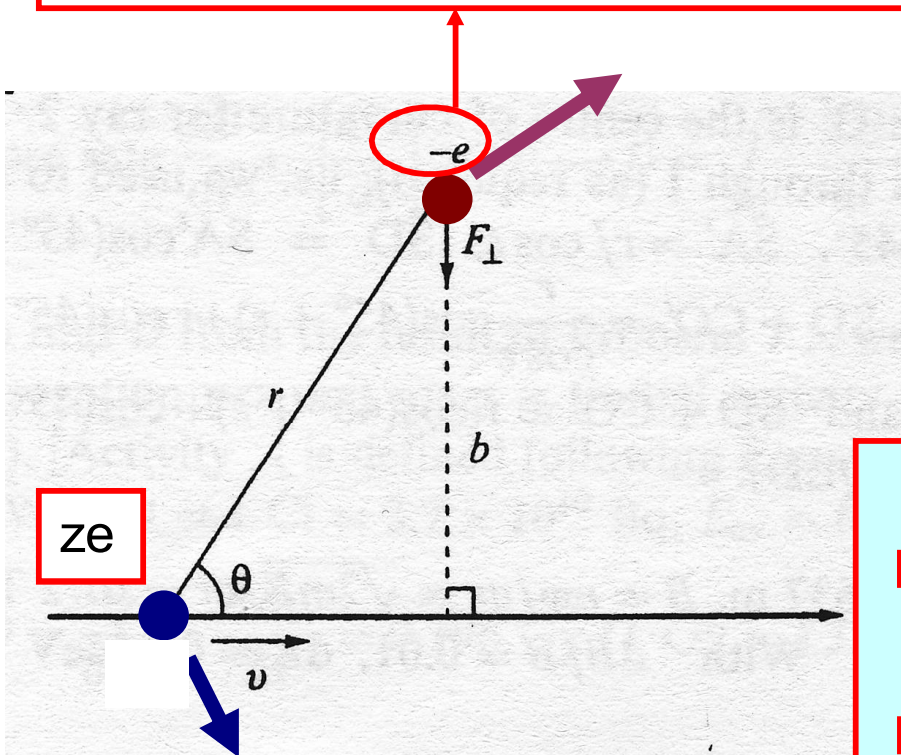
veľká → ionizácia atómu →
rozdelenie atómu na elektrón a ión

primárna ionizácia
iónové páry vytvorených primárnou časticou

sekundárna ionizácia
niektoré e získajú dostatočnú energiu, aby sami ionizovali prostredie pozdĺž svojej trajektórie

Mechanizmus prenosu energie na elektróny

ELEKTRÓN na ktorý sa prenáša hybnosť



ČASTICA

prenesená hybnosť :

$$\Delta p \approx F \Delta t \approx ze \frac{1}{v}$$

Coulomb. sila

Interakčná doba

Prenesená energia :

$$dE \approx p^2 \approx \left(ze \frac{1}{v} \right)^2$$

Hustota elektrónov :

$$\frac{N_e}{V} = \frac{Z \frac{m}{A} N_A}{V} = Z \frac{m}{V} \frac{N_A}{A} = Z \rho \frac{N_A}{A}$$

Ionizačné straty :

$$-\frac{dE}{dx} \approx \left(ze \frac{1}{v} \right)^2 \frac{Z \rho}{A}$$

Bethe – Blochova formula (popis ionizačných strát)

- Veľkosť straty energie na jednotku dráhy častice sa nazýva **lineárny prenos energie LET**
- LET ~ elektrónovej hustote látky
~ štvorcu rýchlosti častice v^{-2}

$$-\frac{dE}{dx} \approx \left(ze \frac{1}{v}\right)^2 \frac{Z\rho}{A}$$

Hustota elektrónov

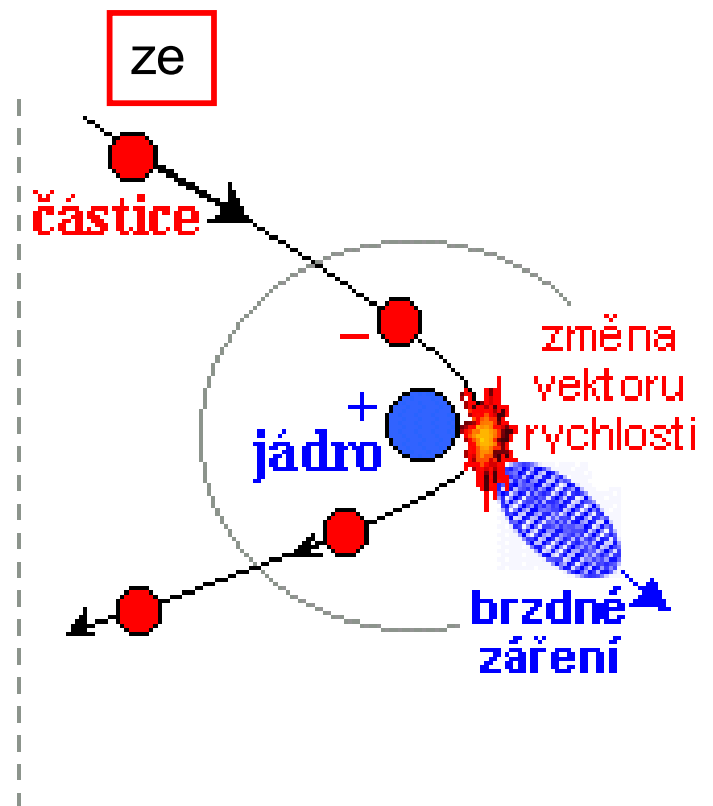
presná hodnota **Bethe – Bloch** formulov

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z\rho N_A}{Amv^2} \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

$$-\frac{dE_k}{dx} = 4\pi \frac{z^2 e_0^4 n_e}{m_e \beta^2 c^2} \left[\ln \frac{2m_e \beta^2 c^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right]$$

Brzdné žiarenie

- Rozptyl častice pod veľkými uhlami spôsobuje **veľké zrýchlenie** → podľa zákonitostí **Maxwellovej elektrodynamiky** vedie k emisii elektromagnetického žiarenia fotónov → tzv. **brzdného žiarenia** so spojitým spektrom.
- Intenzita žiarenia $\sim a^2$ tj. **z^2/m^2** .
- Brzdné žiarenie sa uplatňuje predovšetkým **u ľahkých častíc**. (protony strácajú brzdným žiarením milión-krát menej energie ako elektróny).



Interakcia ťažkých nabitých častíc s látkovým prostredím

Ťažká nabitá častica $M \geq m_p \gg m_e$

Prechod ťažkých nabitých častíc

Elektromagnetická interakcia medzi časticami a atomárnymi elektrónmi alebo jadrami

Tvrde zrážky s elektrónmi

Pre alfa časticu s $E_\alpha = 4\text{MeV}$ $\Delta E \sim 2.2\text{keV}$. \rightarrow v priemere sa stráca oveľa menej energie \rightarrow veľké množstvo zrážok do zastavenia častice **t.j**

mnohonásobný rozptyl.

$$\Delta E = E \frac{4m}{M}$$

Rozptyl na jadrách atómov na popis možno použiť **Rutherfordov rozptyl** (bariéra V väčšinou zabraňuje silnej ineterkcie)

•prevláda rozptyl na malé uhly

•**mnohonásobný rozptyl** – odchýlky trajektórie skladajú, v priemere anulujú. Stredný uhol odklonu:

$$\bar{\delta} \approx T_k^{-2}$$

Nepružné zrážky s elektónmi atómového obalu.

Exitácia a deexitácia \rightarrow vyžiarenie fotónu (pokles energie relatívne malý $(1\text{eV}, 10\text{eV})$)

Ionizácia – pokles energie väčší;

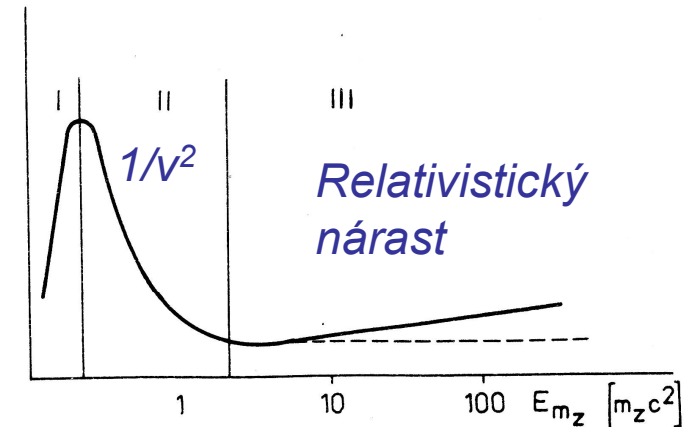
Ionizačné straty

- Pre ionizačné straty **Bethe – Bloch formula** (QM):

$$E_k \in (1\text{MeV}, 10^5\text{MeV}) \quad I \approx 13,5Z [eV] \quad -\frac{dE_{mz}}{dx}$$

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z\rho N_A}{Amv^2} \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

$$-\frac{dE_k}{dx} \approx z^2 n_e \varphi(v)$$

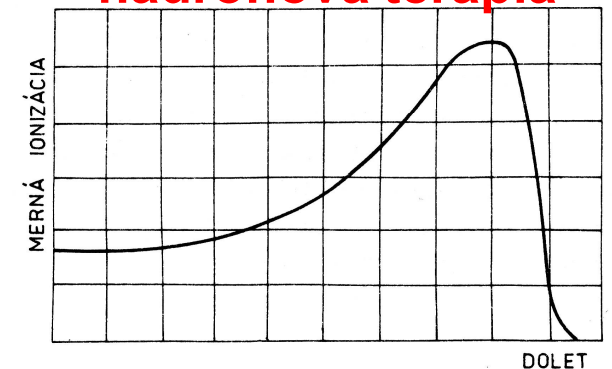


Oblasť III – dominuje logaritmický člen – relativistický rast ionizácie

Oblasť II – dominuje $1/v^2$

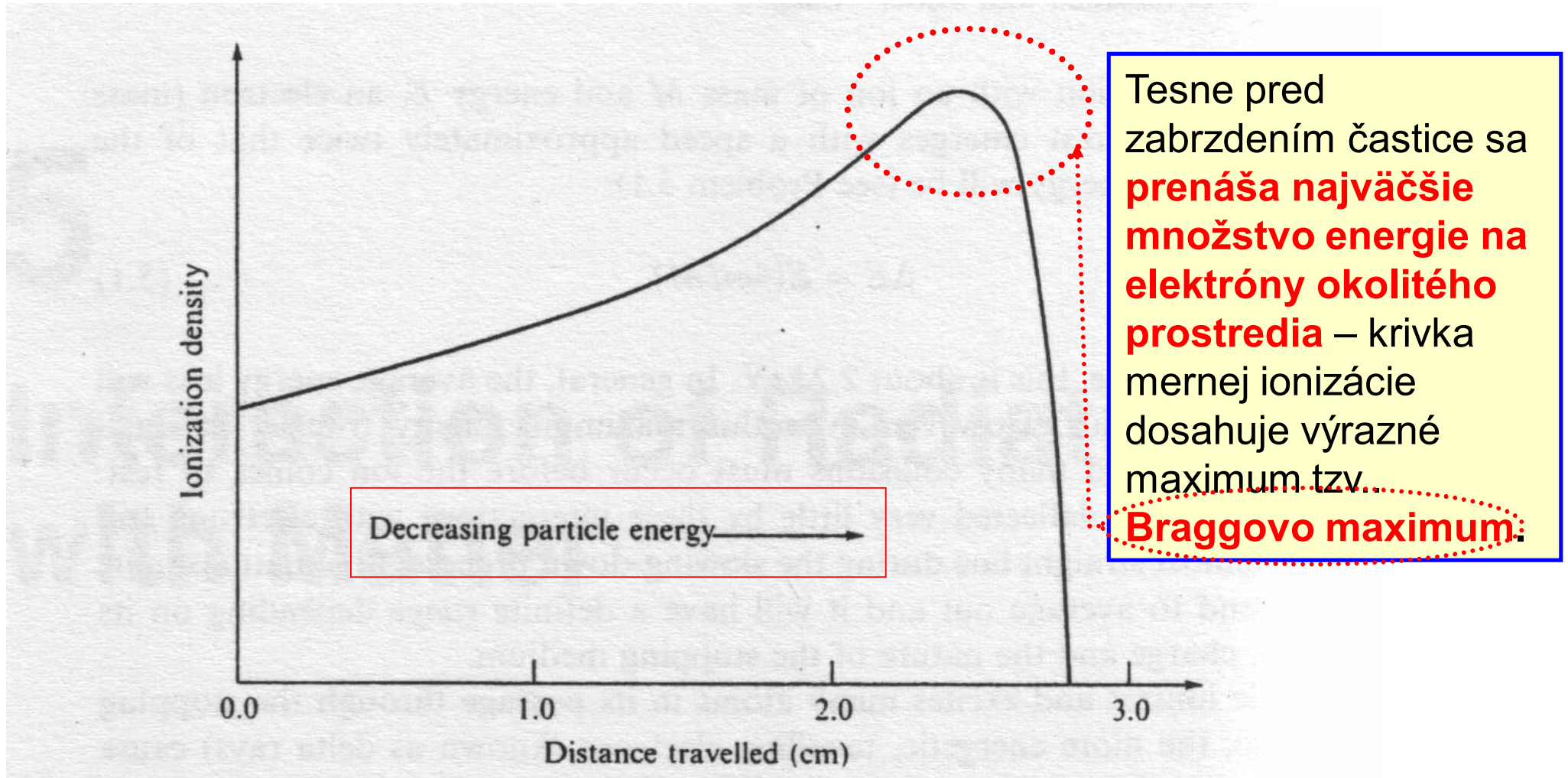
Oblasť I - oblasť veľmi malých energií vzrast ionizácie ustáva, pretože **častica stráca** z energetického hľadiska **schopnosť ionizovať prostredie**. Navyše častica začne priťahovať e a znižovať svoj náboj → **neutralizácia**.

Bragova krivka – hadrónová terapia



Merná ionizácia – počet iónových párov vytvorených na jednotku dĺžky dráhy častice

Braggova krivka



Variation of ionization density as a function of distance travelled by an α particle in air (the Bragg curve).

Vzťah medzi dobehom s energiou

$$-\frac{dE}{dx} \approx z^2 n_e \varphi(v)$$

$$R = \int_0^R dx = \int_{E_k}^0 \frac{dE_k}{dE_k / dx} \approx \frac{m}{z^2} \int \frac{v dv}{\varphi(v) n_e} = \frac{m}{z^2} F(v)$$

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{z_1^2} \cdot \frac{m_2}{z_2^2}$$

**Porovnanie
doletov rôznych
častíc**

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\text{konšt}}{E^k} \quad k \approx 0.8 \quad E \in (100\text{keV} - 1\text{GeV})$$

$$R = \int dx = \int_E^0 \frac{dE}{dE / dx} \propto E^{1+k}$$

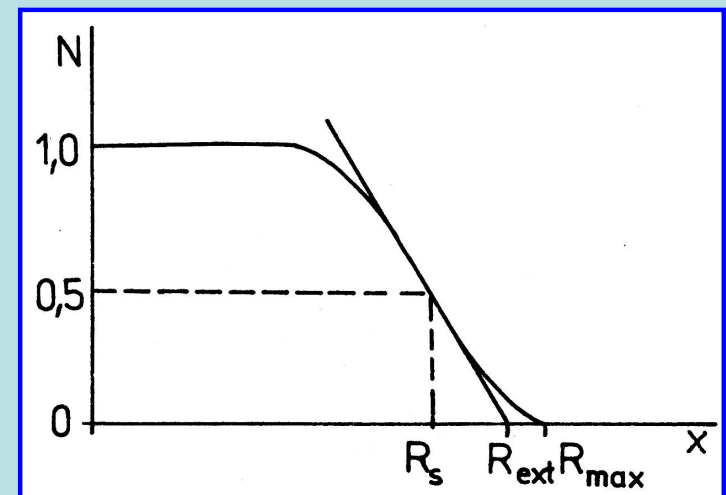
Poloempirické formule:

R=0.318E^{3/2} pre alfa vo vzduchu

Dolet

- V dostatočnej vrstve látky sa častica nakoniec zastaví → **dolet**
- **Náhodný charakter** ionizácie a mnohonásobného rozptylu spôsobuje, že dolet vykazuje **fluktuácie**
definujeme:

- **Stredný dolet**
- **Extrapolovaný dolet** – dotyčnica v bode $(N/2, R_s)$
- **Maximálny dolet** – zodpovedá maximu diferenciálnej krivky



U ťažkých častíc možno z doletu veľmi presne určiť ich energiu.

Interakcia elektrónov s látkovým prostredím

Energetické straty elektrónov

- Elektromagnetická interakcia, v porovnaní s ťažkými časticami **dlhší dolet** (pretože pri tej istej energii oveľa väčšia rýchlosť \Rightarrow oveľa **menšie ionizačné straty**)
- Pri **tvrdnej interakcie s e** (vd'aka rovnakej m) stráca oveľa väčšiu energiu ako ťažká častica
- **Dolet vykazuje oveľa väčšie fluktuácie** (e môže stratit' v jednej tvrdej zrážke takmer všetku energiu, alebo môže pružný rozptylom prejsť veľkú vzdialenosť')
- **Ionizácia a exitácia atómov** prostredia (podobne ako ťažké častice)
- **Významnú úlohu radiačné straty**

- Pružný rozptyl e na jadrách
- Rozptyl e na e
- Ionizačné straty
- Radiačné straty

Inizačné straty

$$-\left(\frac{dE_K}{dx}\right)_{ion} \approx Zn - \left(\frac{dE_k}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e_0^4}{m_e \beta^2 c^2} n_e \left[\ln \frac{m_e \beta^2 E_k c^2}{2I^2(1 - \beta^2)} - \right.$$

$$\left. - \ln 2 \cdot (2 \cdot (1 - \beta^2)^{1/2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + 1/8(1 - (1 - \beta^2)^{1/2})^2 \right]$$

- Pri vysokých energiách strácajú energiu vyžarovaním **brzdného žiarenia** (radiačné straty)
- Intenzita žiarenia $\sim a^2$ tj. $Z^2 \cdot q^2/m^2$
- Pri určitej energii prevládajú radiačné straty nad ionizačnými

Radiační délky a kritické energie v různých látkách

Radiačné straty

$$-\left(\frac{dE_K}{dx}\right)_{rad} \approx Z^2 n E_K$$

$$\left(\frac{dE_k}{dx}\right)_{rad} / \left(\frac{dE_k}{dx}\right)_{ion} \approx E_k Z$$

Látka	Protonové číslo Z	Radiační délka X_0 v m	Kritická energie v MeV
H	1	$15 \cdot 10^3$	1 000
C	6	0,224	140
N	7	360	120
O	8	280	100
Al	13	0,096 9	60
Ar	18	120	40
Fe	26	0,018 2	30
Cu	29	0,014 7	25
Pb	82	0,005 17	10
vzduch	7,3	330	120

Radiačná dĺžka – dĺžka dráhy na ktorej klesne energia elektrónu na $1/e$

Kritická energia – energia, pri ktorej dochádza k vyrovnaniu oboch druhov strát

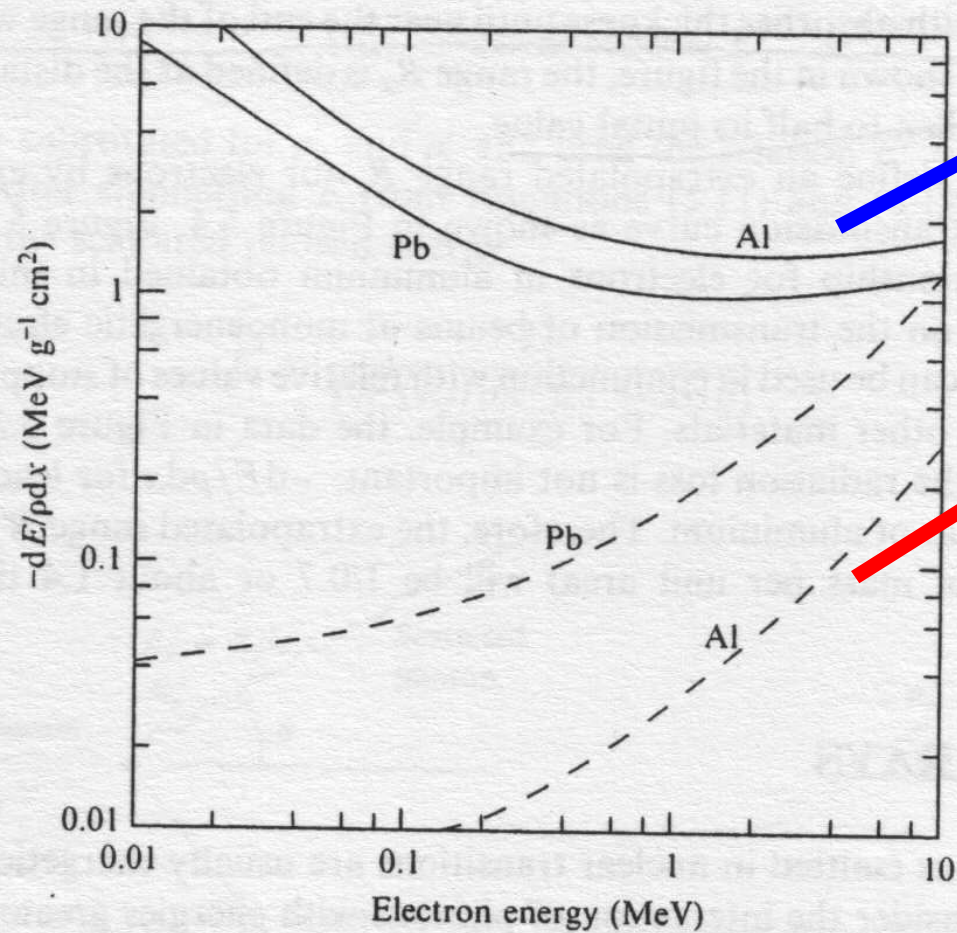
Inizačné straty

$$-\left(\frac{dE_K}{dx}\right)_{ion} \square Zn - \left(\frac{dE_k}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e_0^4}{m_e \beta^2 c^2} n_e \left[\ln \frac{m_e \beta^2 E_k c^2}{2I^2(1 - \beta^2)} - \right. \\ \left. - \ln 2 \cdot (2 \cdot (1 - \beta^2)^{1/2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + 1/8(1 - (1 - \beta^2)^{1/2})^2 \right]$$

Radiačné straty

$$-\left(\frac{dE_K}{dx}\right)_{rad} \square Z^2 n E_K$$

- Pri vysokých energiách strácajú energiu vyžarovaním **brzdného žiarenia** (radiačné straty)
- Intenzita žiarenia $\sim a^2$ tj. $Z^2 \cdot q^2/m^2$
- Pri určitej energii prevládajú radiačné straty nad ionizačnými



Ionizačné straty

Radiačné straty

Figure 5.3 Plots of specific stopping power versus energy for electrons in aluminium and lead. Solid lines give the contribution due to collisions with electrons; dashed lines give the radiation loss due to bremsstrahlung.

Dolet - energia

Štatistická fluktuácia v počte depozičných aktov spôsobuje značnú fluktuáciu v dobehoch elektrónov

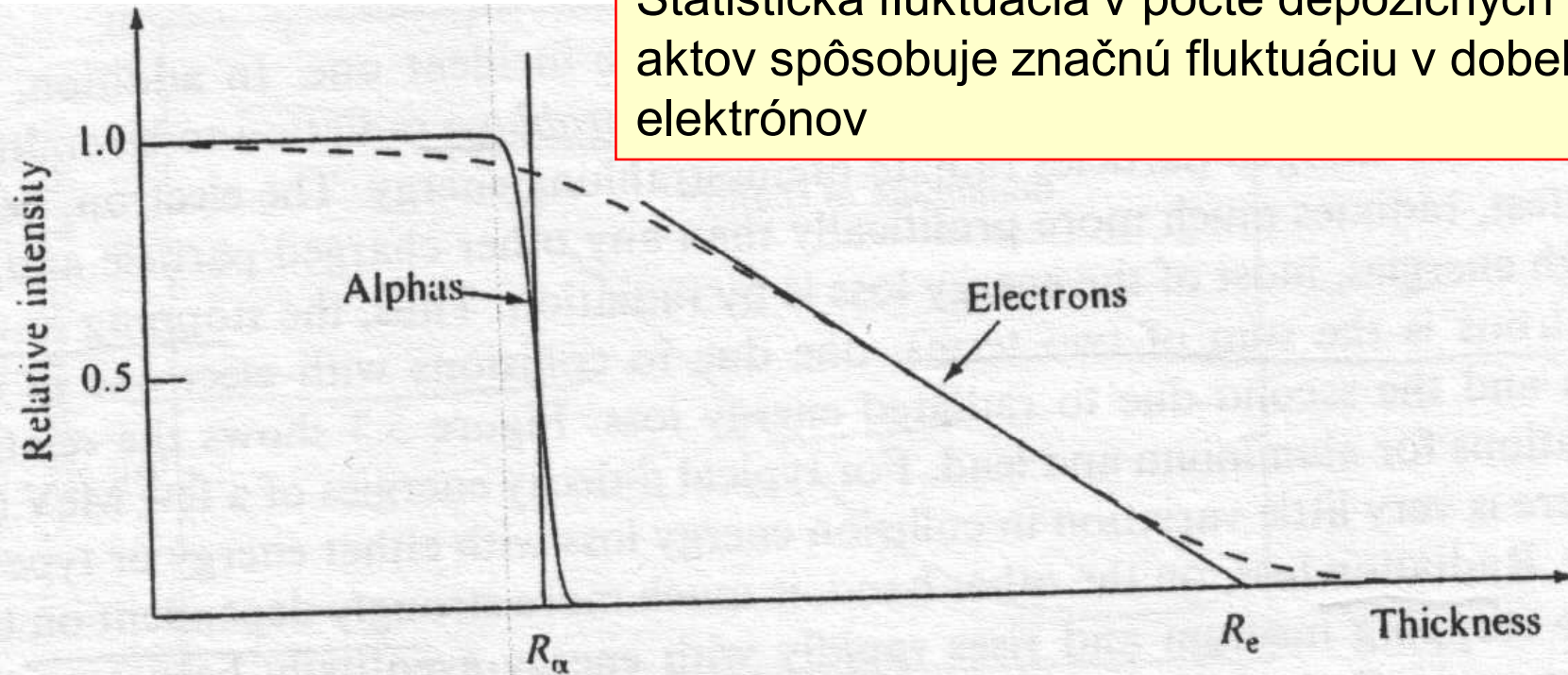
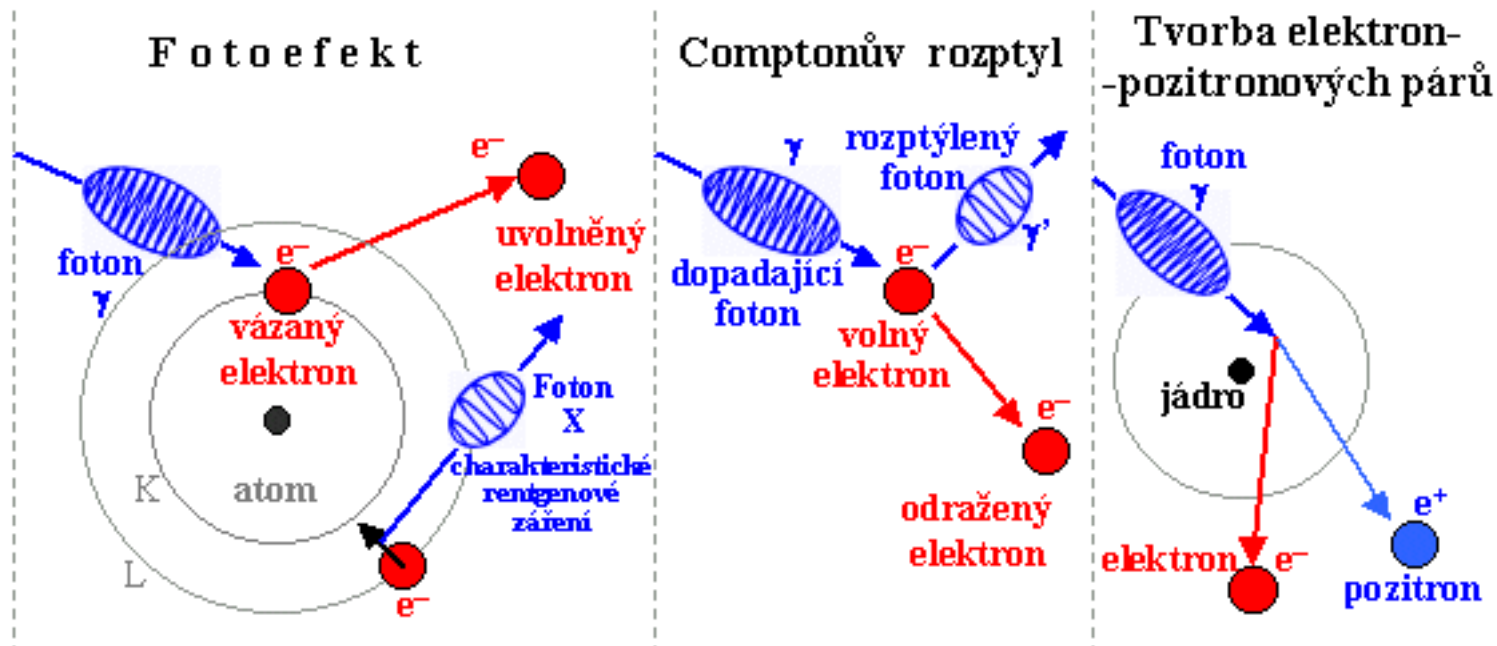


Figure 5.4 Relative transmitted intensity of collimated beams of α particles and electrons as a function of absorber thickness. For α particles, the mean range R_α is the point where the intensity has fallen to half its initial value; R_e is the extrapolated range for electrons (see text). The horizontal scale is not the same for the two types of radiation.

Interakcia gama žiarenia s látkovým prostredím

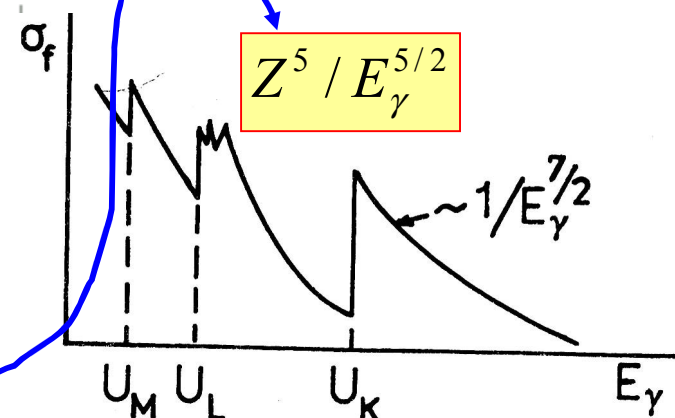
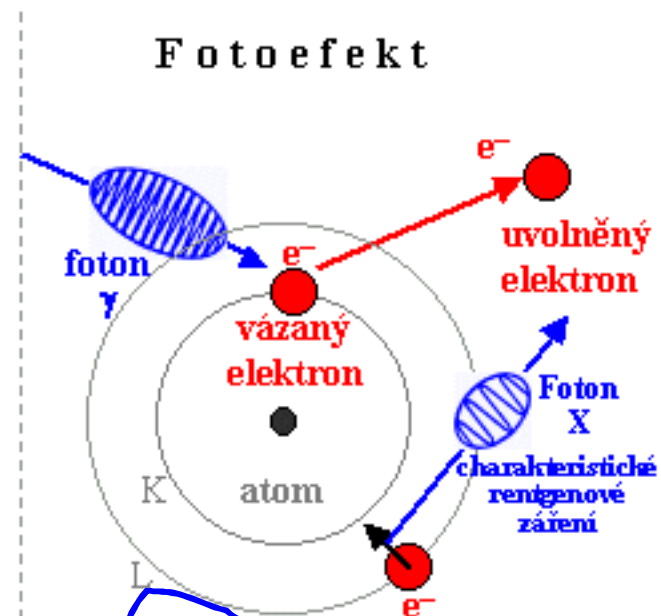
Energetické straty žiarenia gama

- **Fotoefekt.** Foton γ odovzdá celú energiu e a zanikne. Správanie fotoelektronu s $E_e = E_\gamma - E_v$ je identické s β žiarením (pohyb cik-cak, ionizácia). Uvoľnené miesto môže byť zaplnené e z vyššej vrstvy — vyžiarenie fotónu (napr. rtg, alternatíva Augerov elektrón)
- **Comptonovský rozptyl** – energia gama kvánt oveľa vyššia ako väzbová energia $e \rightarrow$ rozptyl na voľných e
- **Tvorba párov** v poli jadier – dostatočne vysoké energie gama $\sim 1,022\text{MeV}$



Fotoefekt

- Prechod gama cez látku sprevádzaný jeho pohlcovaním
- Nemôže nastať na voľnom e (ZZ) → musí byť **viazaný** v obale atómu
- σ maximá pre energie porovnateľné s E_{vazba} → **rezonančný charakter**.
- Fotoefekt nastáva najčastejšie u žiarenia γ s **nižšími energiami** a v látkach s **veľkým protónovým číslom Z**.
- Atómy s väčším Z majú silne viazané e a menej pripomínajú voľné elektróny, na ktorých sa fotoefekt nemôže zrealizovať → **silná závislosť na Z**

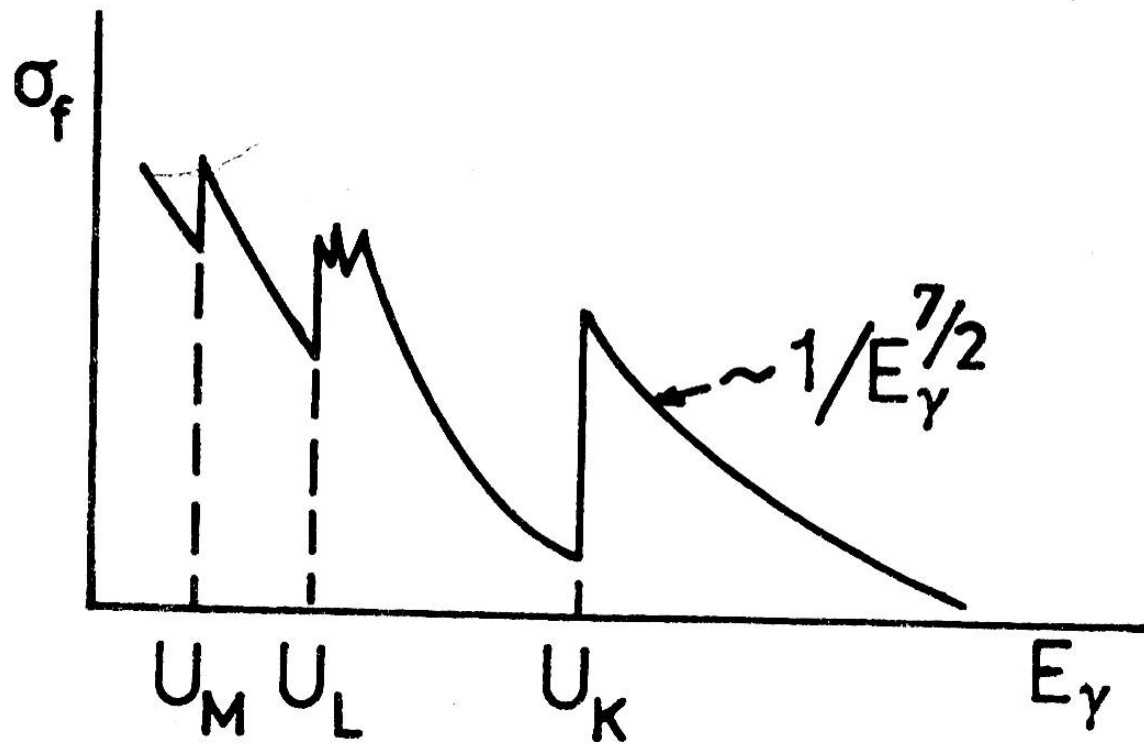


$$\sigma_f^K \approx Z^5$$

$$\sigma_f^L / \sigma_f^K \approx 1/5$$

$$\sigma_f^M / \sigma_f^L \approx 1/4$$

Závislost' účinného prierezu

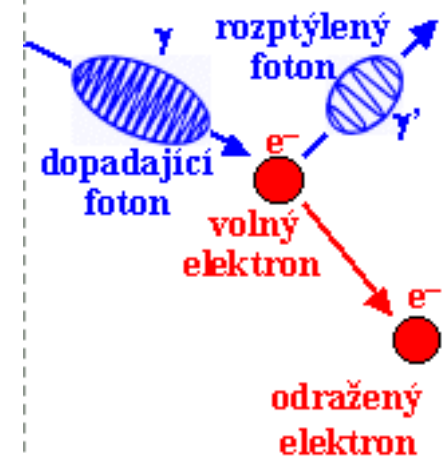


Comptonov jav

- Rozptyl so zmenou vlnovej dĺžky dopadajúceho γ (Comptonovský rozptyl) alebo bez nej
- Energetické a uhlové charakteristiky dané ZZ:

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} / [1 + (E_{\gamma} / m_{oe} c^2) \cdot (1 - \cos \vartheta)]$$

$$E_e = h\nu \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{mc^2} (1 - \cos \varphi)} \right] = \begin{cases} h\nu \ll mc^2 & E_e \rightarrow 0 \\ h\nu \gg mc^2 & E_e \rightarrow h\nu \end{cases}$$

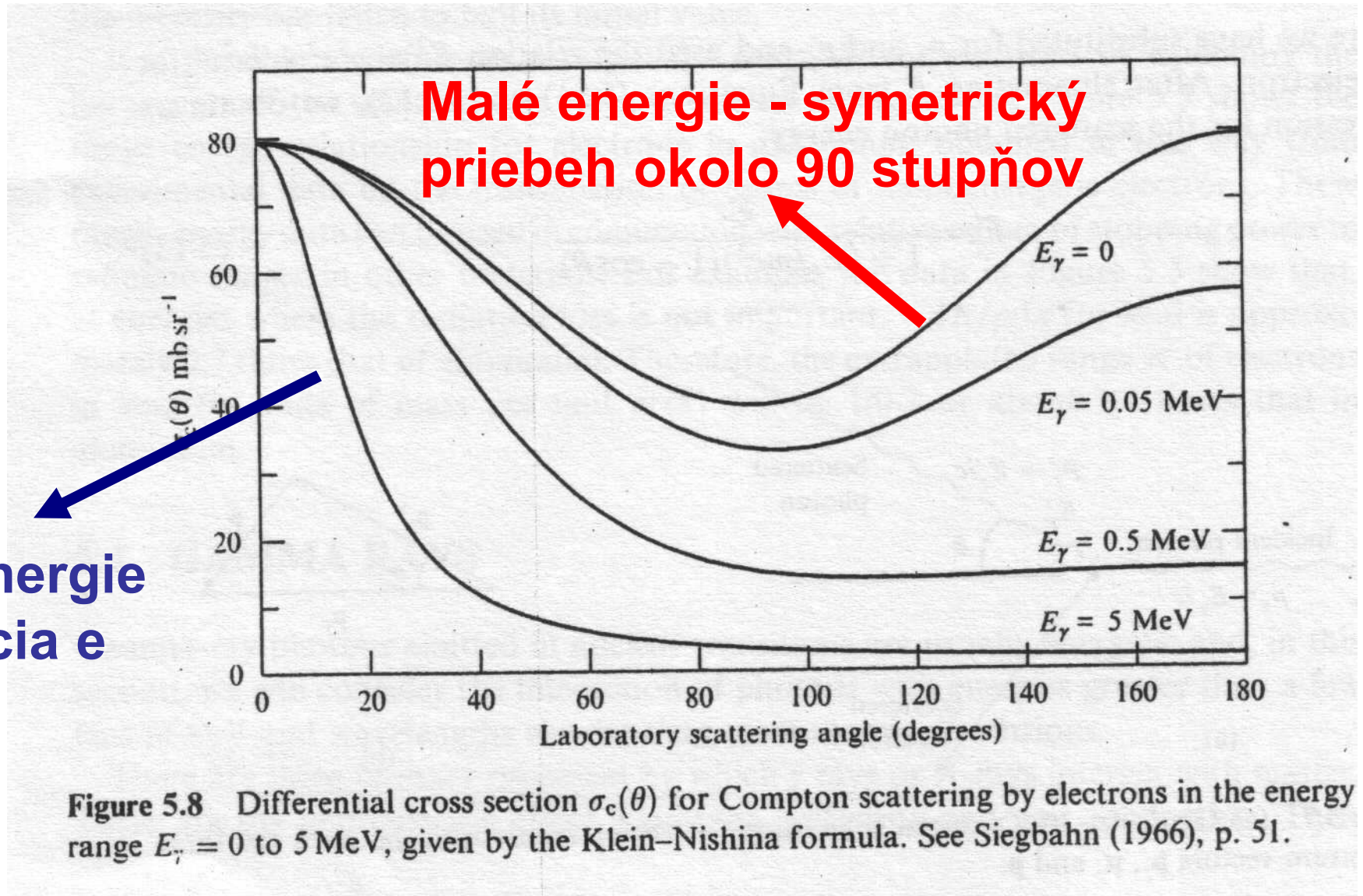


- Comptonov rozptyl se **najviac uplatňuje u žiarenia γ stredných a vyšších energií a v látkach s nízkym protonovým číslom Z (e slabo viazaný).**

Pravdepodobnosť' je menej závislá od Z a E_{γ} v porovnaní s fotoefektom

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{AE}$$

Uhlová distribúcia elektrónov v závislosti od E_γ

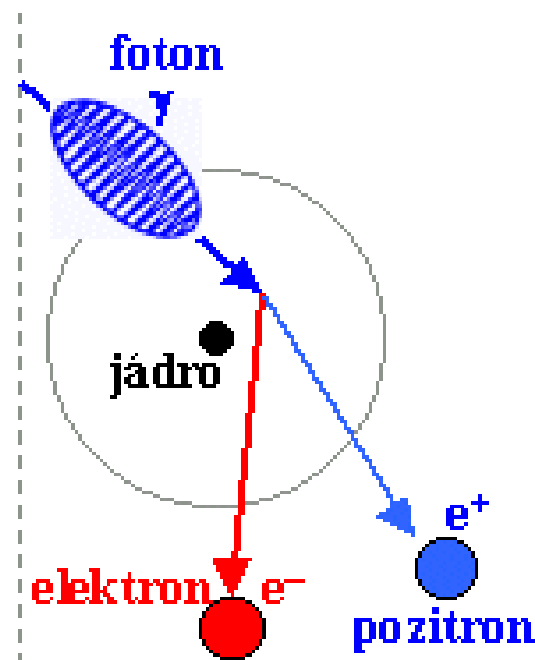


Páry

- ZZE, ZZH \Rightarrow vyžaduje prítomnosť jadra (podobne ako fotoefekt) $\Rightarrow \exists$ závislosť od Z
- Prahová energia **1.02 MeV**
- Proces významný pri **vysokoenergetických γ** a pri **ťažkých prvkoch**
- Pozitron **po zabrzdení anihiluje** s niektorým z ďalších elektrónov za vzniku dvoch fotónov γ o energii 511keV.

$$\sigma \approx Z^2$$

$$\sigma \begin{cases} 0 & h\nu \ll 1.02\text{MeV} \\ \approx Z^2 [h\nu - 2mc^2] & \approx 1\text{MeV} \\ Z^2 \ln E & h\nu \gg 2mc^2 \end{cases}$$



Celkový účinný prierez porovnanie podľa Z

Pravdepodobnosť je menej závislá od Z a E_γ v porovnaní s fotoefektom

Silne viazaný e

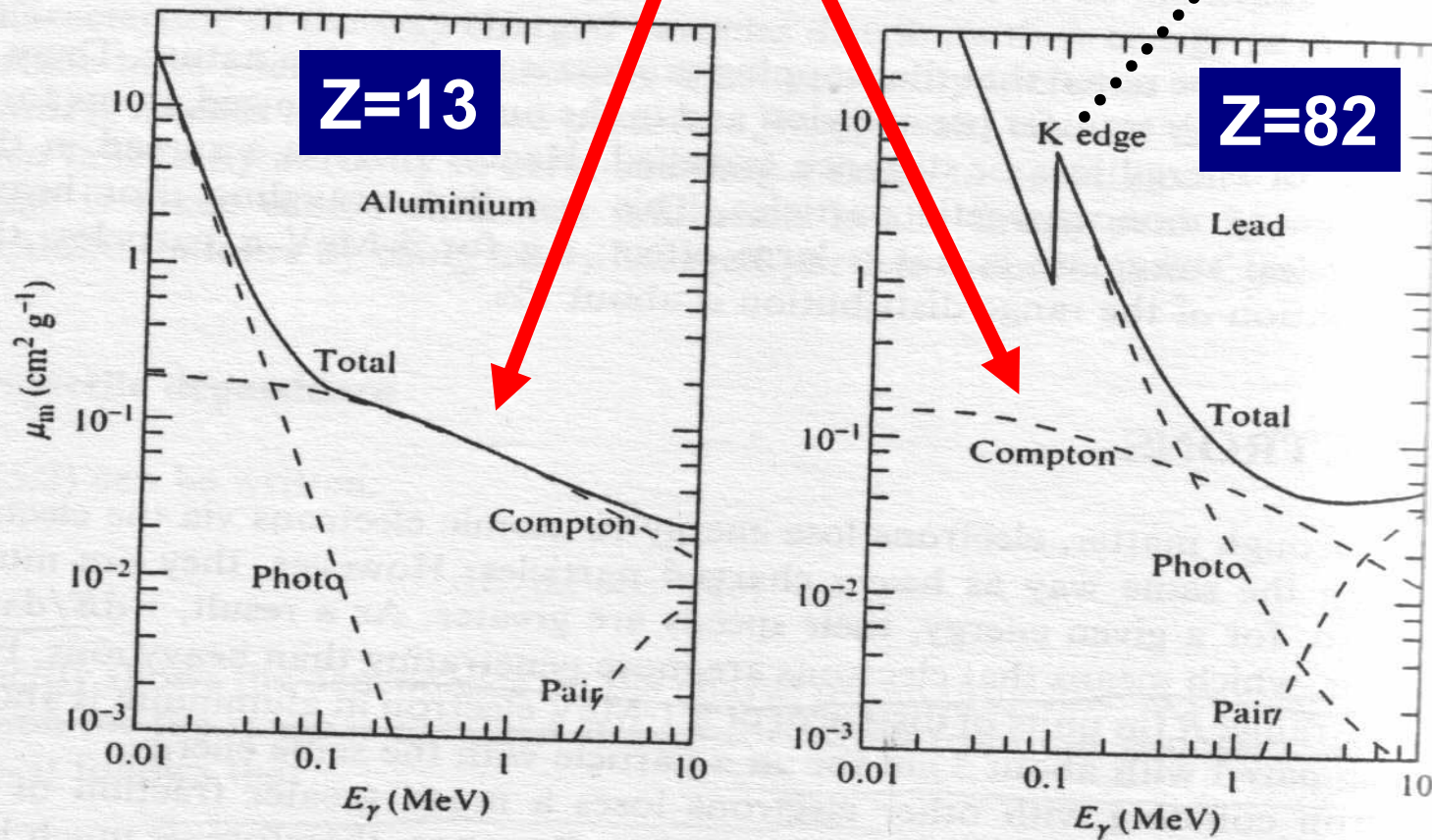


Figure 5.6 Photon mass-attenuation coefficients for aluminium and lead as a function of photon energy. Dashed lines show the separate contributions due to the photoelectric effect, Compton scattering and pair production. From Siegbahn (1966), pp. 832 and 838.

Detektory

prístroje, zariadenia na registráciu elementárnych častíc, atómových jadier rtg. žiarenia a γ žiarenia

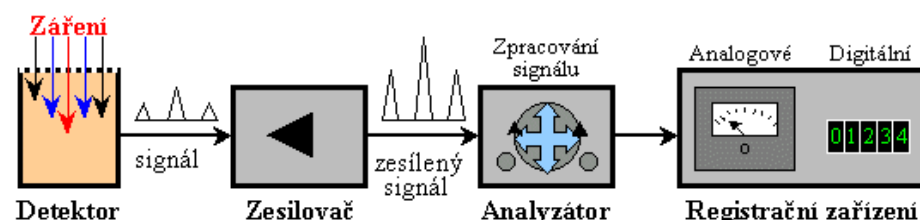
Typy detektorov

- **Elektronické detektory** – absorbovaná energia IŽ sa prevádza na **elektrický prúd** alebo **el. impulz**, ktorý sa ďalej spracováva **elektronickým zariadením**
- **Dráhové komory** – IČ zanecháva vo vhodnom prostredí **stopy**

Princípy detekcie

Podľa princípu detekcie detektory delíme:

1. **Elektronické** – absorbovaná energia IŽ sa prevádza na elektrický prúd alebo impulz



2. **Fotografické** – založené na fotochemických účinkoch IŽ (**jadrové emulzie, rtg filmy, filmové dozimetre...**) alebo využívajúce fotografické zobrazenie stop častíc v látkovom prostredí (**bublinové, hmlové komory**)
3. **Materiálové** – využívajú **dlhodobejšie zmeny vlastností určitých látok** (farba, zloženie) pôsobením IŽ. (**stopové detektory** → **lokálne poruchy** spôsobené IČ sa leptaním zväčšujú do makroskopických rozmerov a počíta sa ich hustota)

Najdôležitejšie charakteristiky detektorov

- **Detekčná účinnosť žiarenia** – pravdepodobnosť registrácie častice po dopade do pracovného objektu D
- **Priestorové rozlíšenie** – minimálna vzdialenosť dvoch častíc, ktoré možno ešte rozlíšiť.
- **Časové rozlíšenie** – minimálny interval času medzi prechodom dvoch častíc detektorom, keď sú ešte registrované oddelene
- **Mŕtva doba** (doba regenerácie) – časový interval, počas ktorého detektor nemôže zaznamenávať ďalšiu časticu.

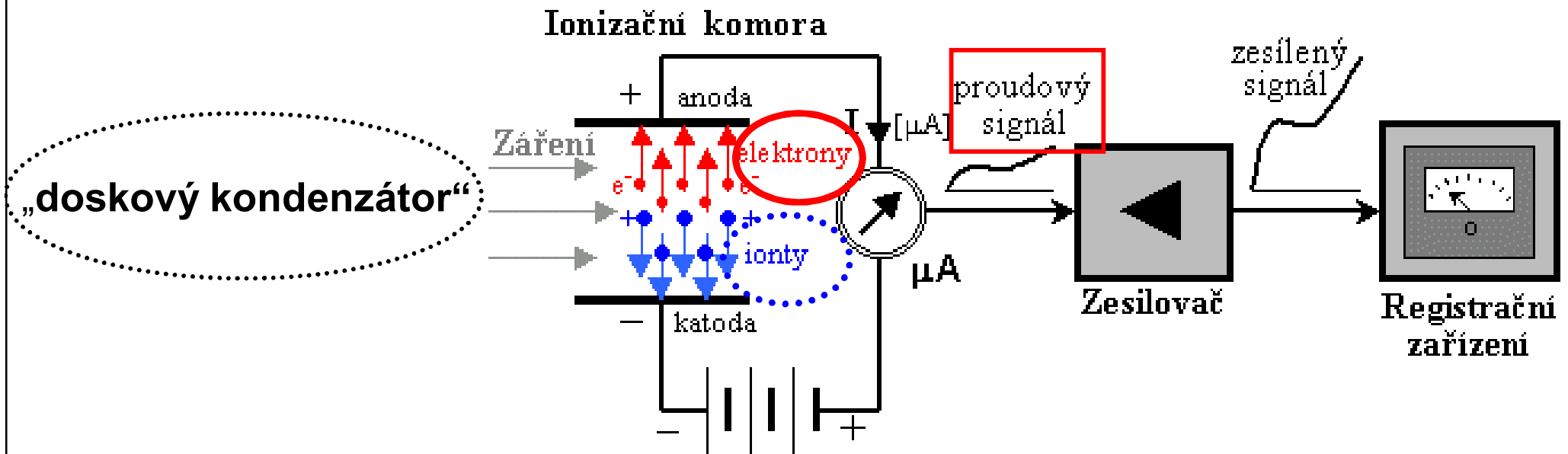
Princíp detekcie nepriamo ionizujúcich častíc

Nenabité častice sa **konvertujú na nabité** (interakciou v látkovom prostredí) a tie sa detekujú

γ	<i>fotoefekt, Comptonov efekt, tvorba párov</i>			<i>e</i>
n	${}^3_2\text{He}(n, p){}^3_1\text{H}$	${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{He}$	${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$	$\alpha, p\dots$

Plynové detektory

Plynové detektory



Na vytvorenie páru elektrón – ión treba $\sim 32 \text{ eV}$

- **Plynové detektory** – dve kovové elektródy umiestnené v plynnom prostredí a pripojené na U ~stovky V.
- **Bez prítomnosti žiarenie** $I=0$ (obvod nie je uzatvorený)
- **Prítomnosť IŽ** v priestore komory – **ionizuje neutrálne atómy** Vzniká merateľný prúd.

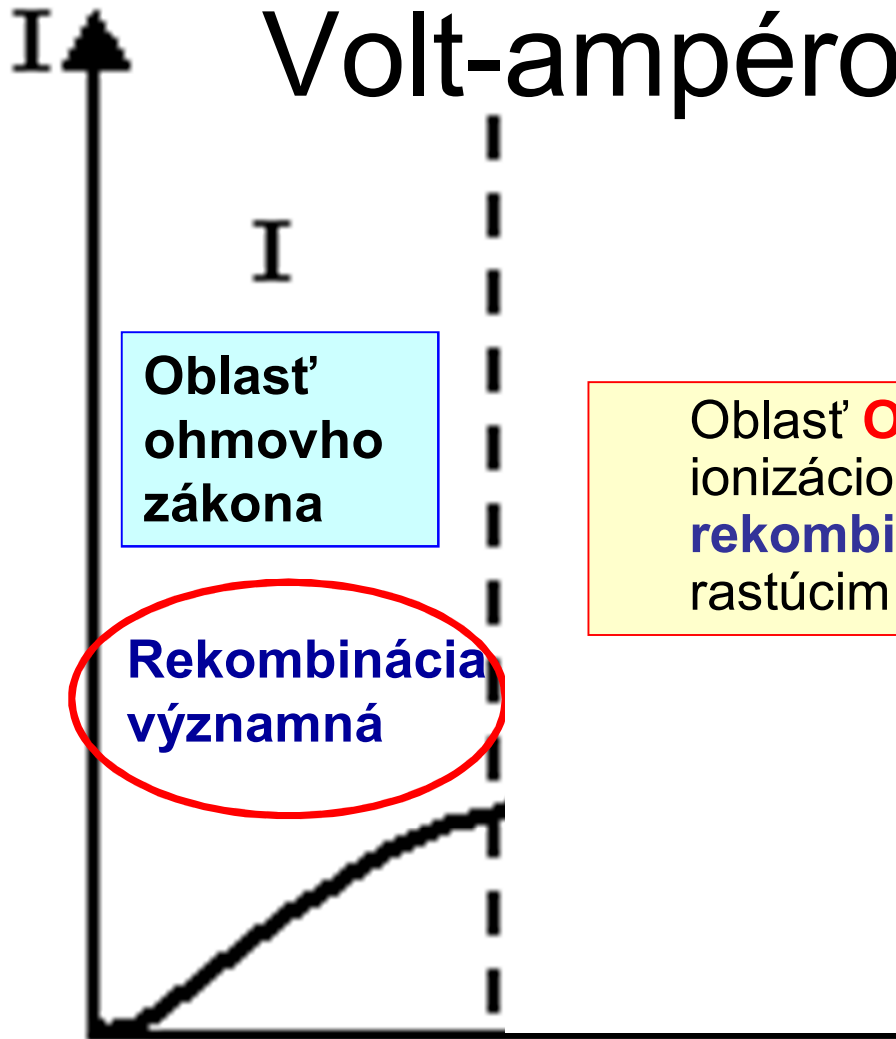
Elektrické vlastnosti plynového detektora

VOLT – AMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA

1. Oblasť **Ohmovho zákona** – ióny vznikajúce ionizáciou **rekombinujú**, **pravdepodobnosť rekombinácie klesá s rýchlosťou iónov** (resp. s rastúcim napätím).
2. Oblasť **nasýteného prúdu** - ióny sú vplyvom silného el. poľa tak rýchle, že **nestačia rekombinovať** \Rightarrow **všetky sa účastnia vedenia prúdu, nezávisle od U**, závislé iba od intenzity žiarenia.
3. Oblasť **nárazovej ionizácie** – primárne ióny tak **urýchlené**, že nárazom na neutrálne atómy, (resp.molekuly) vytvárajú **d'alšie sekundárne ióny**.

Vysoká hodnota napätia zabraňuje rekombinácii

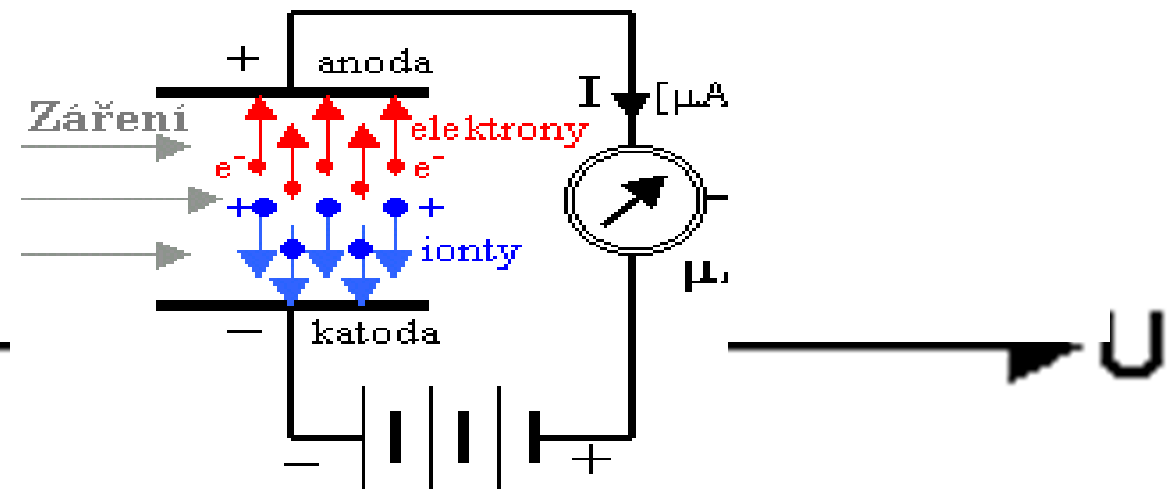
Volt-ampérová charakteristika



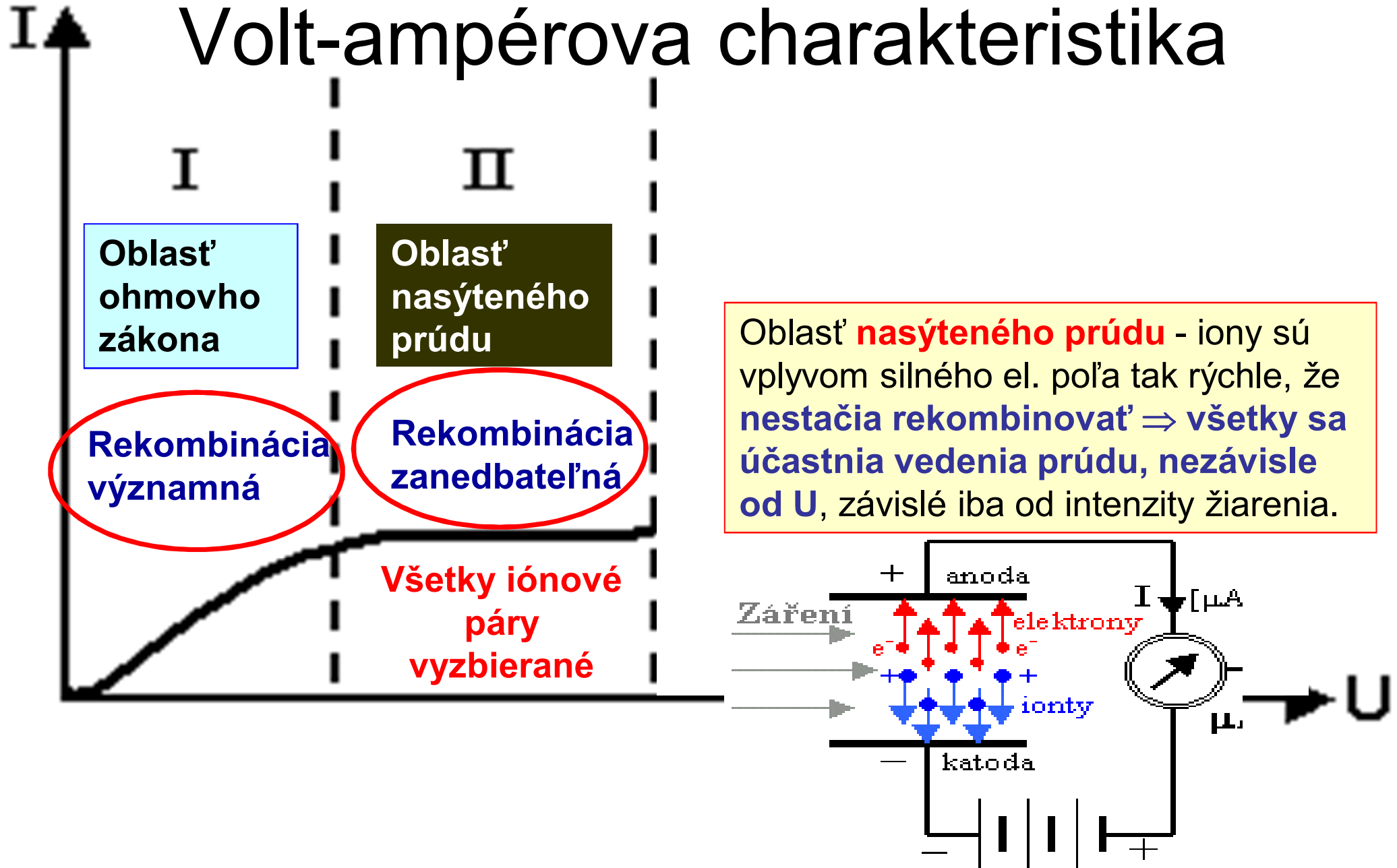
Oblasť
ohmovho
zákona

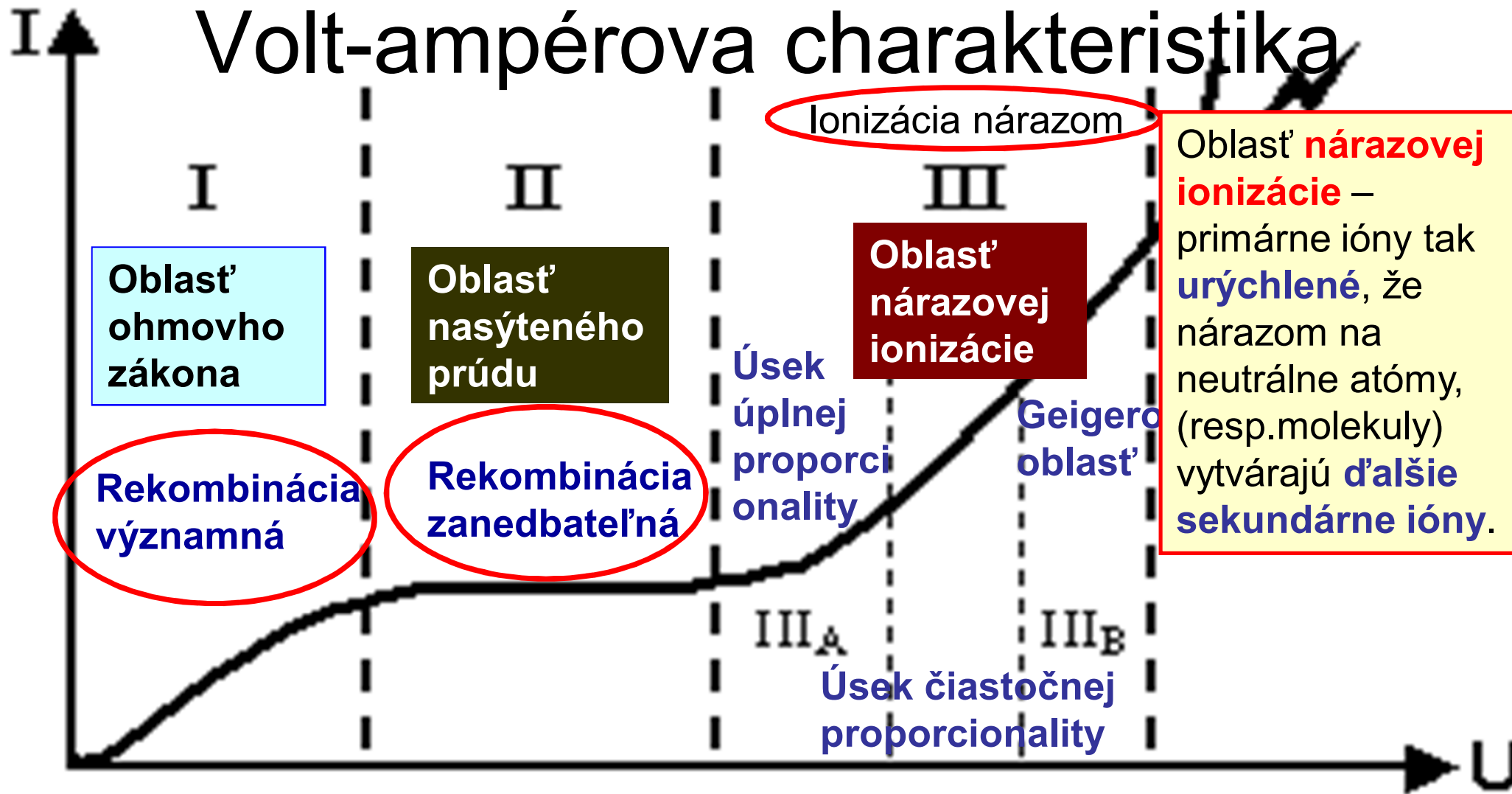
Rekombinácia
významná

Oblasť **Ohmovho zákona** – ióny vznikajúce ionizáciou **rekombinujú**, pravdepodobnosť **rekombinácie klesá s rýchlosťou iónov** (resp. s rastúcim napätím).



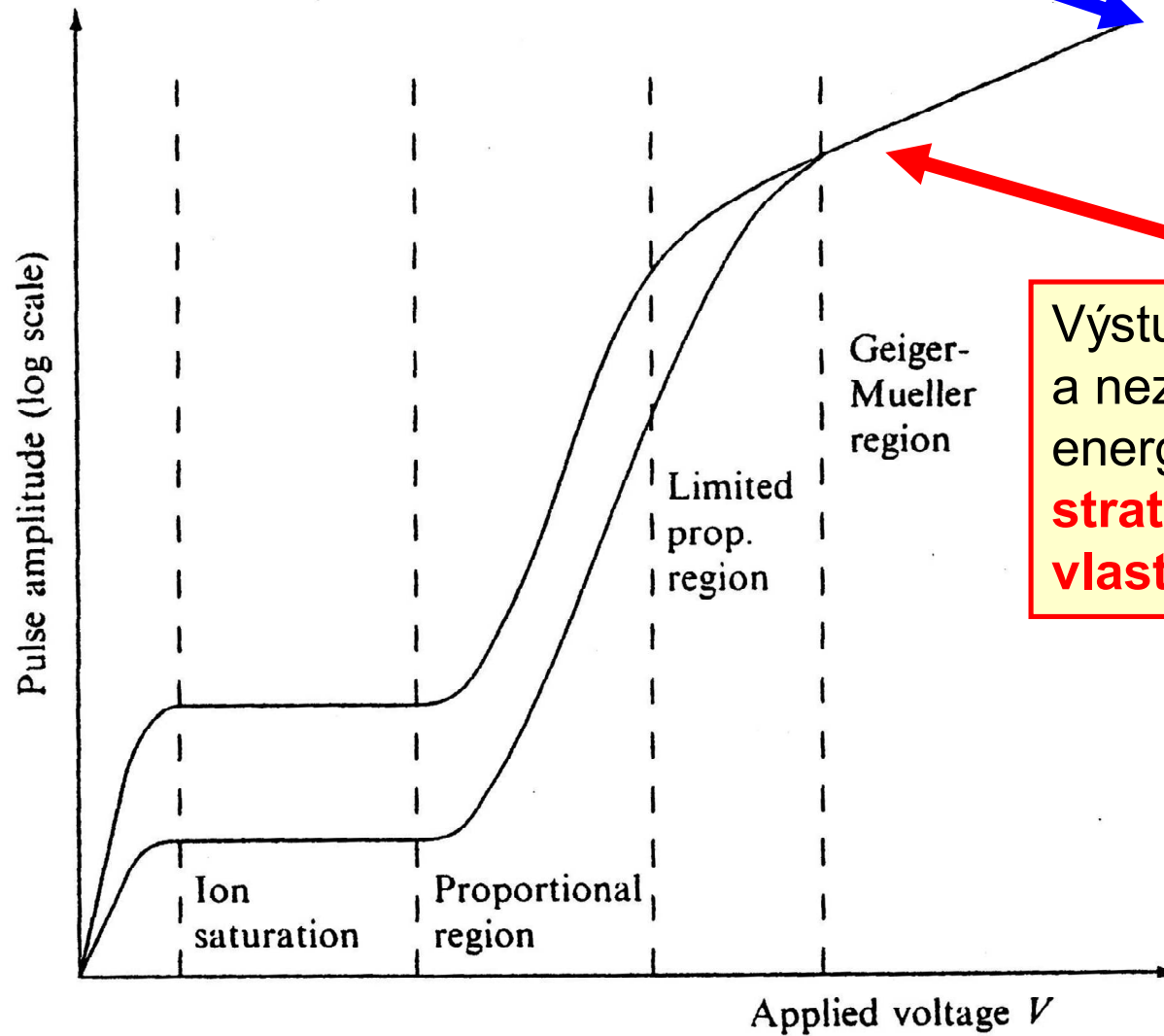
Volt-ampérová charakteristika





Úsek úplnej proporcionality – počet sekundárnych iónov priamo úmerný počtu primárnych iónov (**proporcionální detektory**). Pri ďalšom zvyšovaní U je sekundárna ionizácia nárazom tak intenzívna, že dochádza k **lavínovitému zmnoženiu elektrónov** a iónov **Geigerova oblasť** (**Geiger-Mullerovy detektory**)

Samostatný výboj, príveľmi vysoké napätie

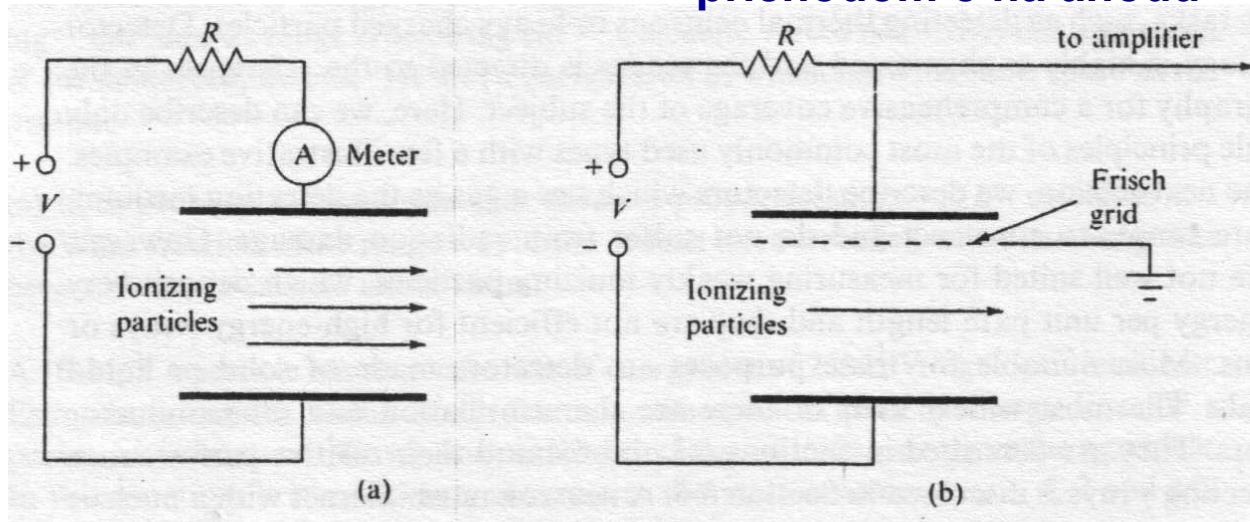


Výstupný signál obrovský a nezávisí od deponovanej energie →
strata spektrometrických vlastností

Ionizačné komory

OBLASŤ NASÝTENÉHO PRÚDU

využíva sa signál vyvolaný príchodom e na anódu



Meranie prúdu medzi anódou a mriežkou → tvar napätového pulzu je určený tranzitným časom elektrónov $\sim \mu\text{s}$
Elektróny sa pohybujú 1000 krát rýchlejšie ako ióny.

PRINCÍP: využitie ionizácie. Na vytvorenie páru elektrón – ión treba $\sim 35 \text{ eV}$

Napätový impulz $\sim \mu\text{V}$

Spektrometrické vlastnosti → možnosť merania energie častice pomocou počtu vytvorených iónov

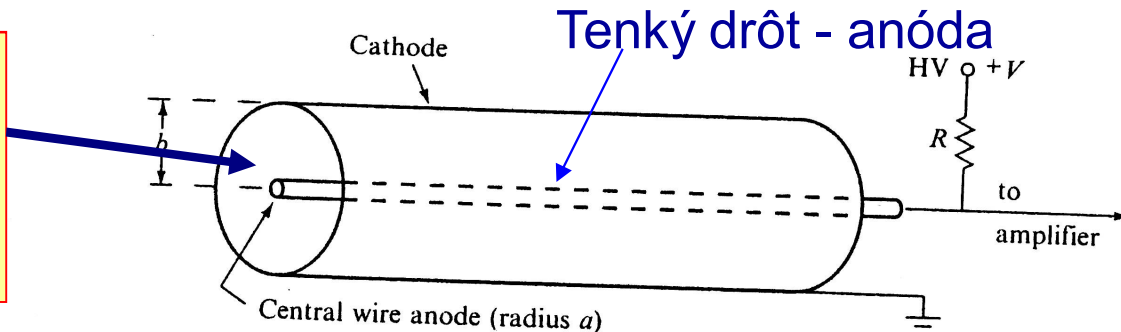
$$\Delta Q = \frac{\Delta E}{34(\text{eV} / \text{ión})}$$

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \approx \Delta E$$

Prúd úmerný deponovanej energii vo vnútri detektora

Proporcionálne počítače

Napätie volené tak, aby pomerne veľký gradient el. poľa vytváral **priaznivé podmienky pre vznik ionizácie nárazom v okolí anódy**



$$E(r) = \frac{U}{r \ln[b/a]} \quad b \sim 10\text{mm} \quad a \sim 0.01\text{mm} \quad V \sim 1\text{kV} \\ \Rightarrow E \sim 10^7\text{V/m} \text{ blízko ihly}$$

- Geometria – cylinder
- využitie **sekundárnej ionizácie**, nedochádza k lavínovitému mikrovýboju.
- Koeficient zosilnenia je cca 10^3-10^5 , mrtvá doba býva rádovo 10^{-6}s , napäťový impulz $\sim 1-10\text{mV}$
- Vyžadujú dokonalú **stabilizáciu zdroja U**, amplitúda impulzu od neho silne závislá
- Veľkosť výstupného napäťového impulzu zostáva úmerný počtu primárnych ionizácii (t.j. úmerný deponovanej energii – **spektrometria**)
- Ionizácie vznikajú predovšetkým v blízkosti anódy, kde je pole najsilnejšie. Rýchlosť zberu $\tau \sim 1-10\text{ns}$

Geiger Müellerove počítáče

- Podmienky pre ionizáciu nárazom sú splnené **v celom objeme počítáča**
- Vysoké napätie spôsobuje, že jediný vytvorený pár iónov schopný vyvolať lavínu (z jedného primárneho elektronu vzniká až 10^{10} sekundárných elektronů), ktorá **zapáli trvalý výboj**
- Nutnosť zhášania, aby bola možná ďalšia registrácia častíc – prímiesy, ktoré pohlcujú ultrafial. žiarenie (vznikajúce pri neutralizácii iónov) a tým znižujú pravdepodobnosť vzniku ďalších e.
- **VÝHODY**: vysoká amplitúda impulzov **~V**
- **NEVÝHODA nemá spektrometrické** vlastnosti , vysoká mŕtva doba

Scintilačné detektory

Scintilačné detektory

Pohltenie kvánt IŽ → svetelný záblesk → konvertovanie záblesku na el. signál

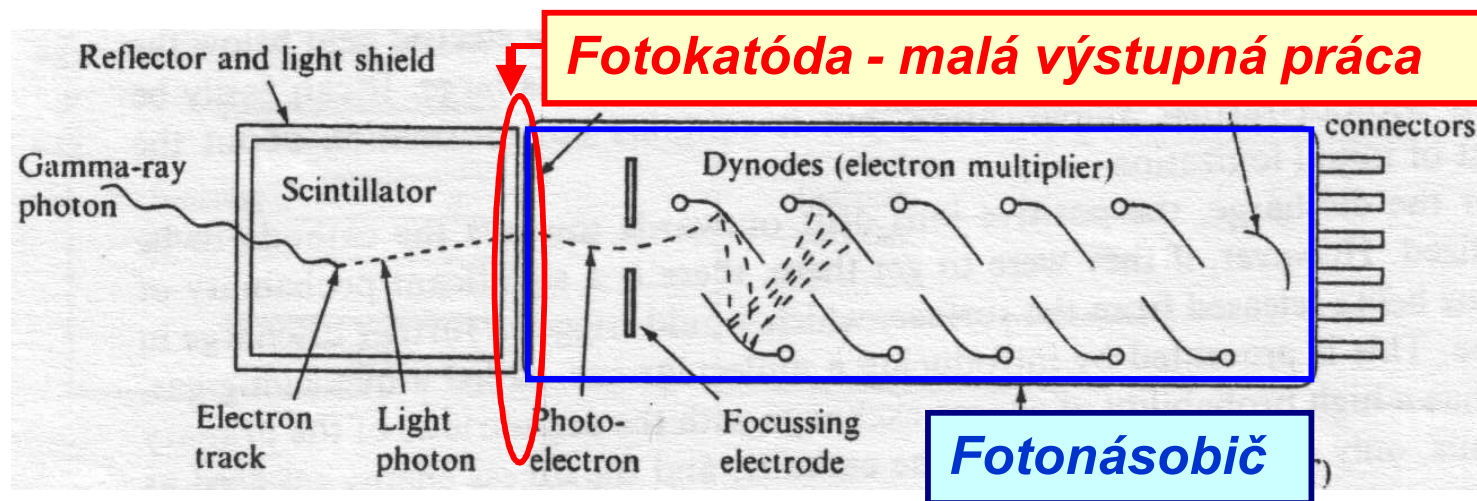
Najstaršia metóda detekcie žiarenia → Rutherford (počítali záblesky vzbudené dopadajúcimi časticami α na tienitku sírnika zinku).

Súčasný scintilačný detektor: scintilátor, svetlovod a fotonásobič:

Scintilátor – látka, ktorá po excitácii nabitými časticami emituje svetelné žiarenie vo viditeľnej až ultrafialovej časti spektra

Svetlovod – vhodne tvarovaná súčasť z priehľadného materiálu, ktorý vedie svetelný signál zo scintilátora na fotokatódu fotonásobiča

Fotonásobič – špeciálna elektrónka, ktorá mení veľmi slabé svetelné signály na elektrické impulzy



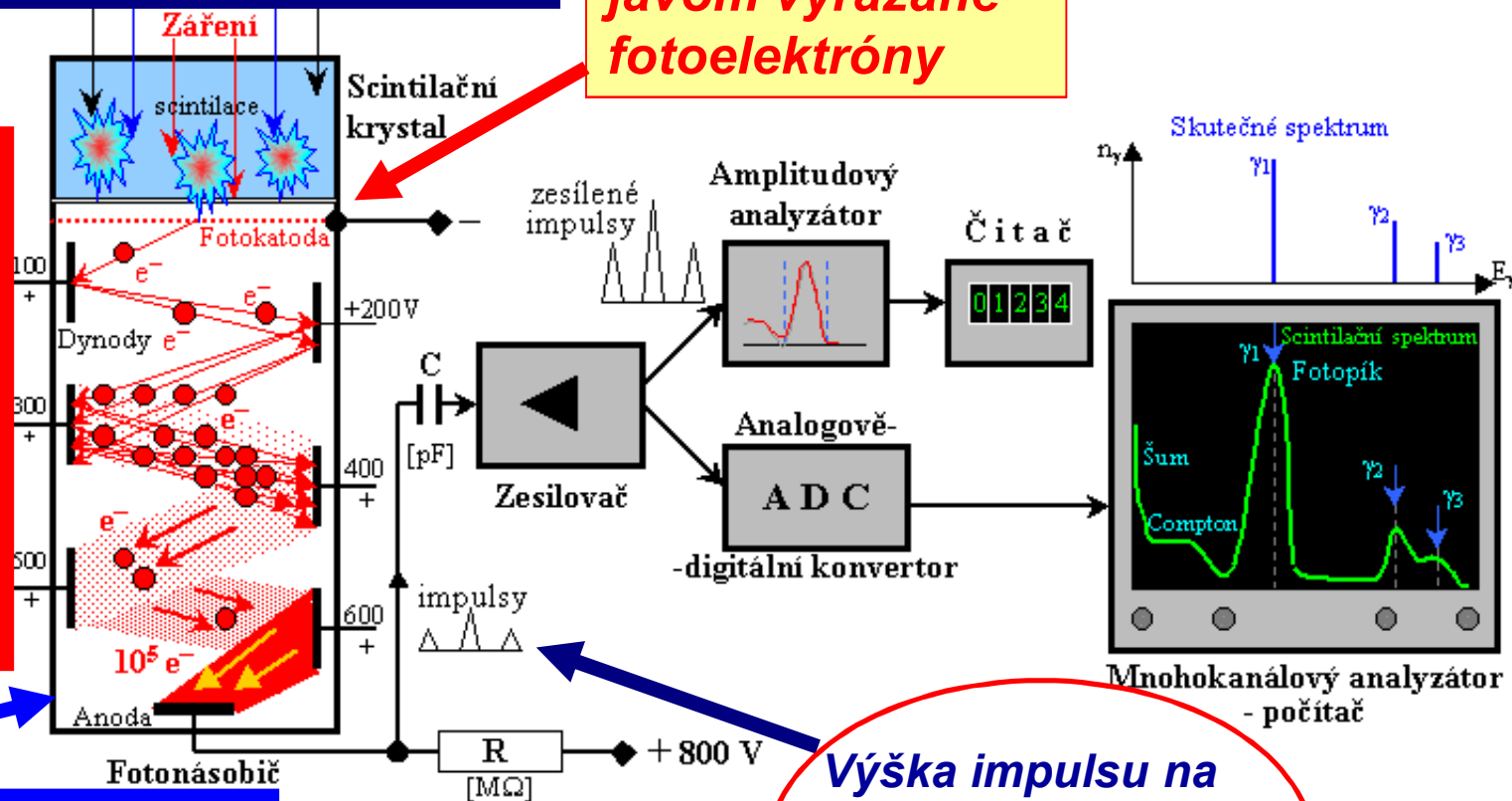
Scintilačné detektory

Na vytvorenie jedného fotoelektrónu je potrebná energia 300 eV

1e ~ približne na 20 absorbovaných fotónov
•Mŕtva doba ~ 1μs

Fotoelektrickým javom vyrážané fotoelektróny

Opakovaným násobením e na poslednú **dynódu** dopadne cca 10^5 e – dostatočný počet k vyvolaniu dobre merateľného el. impulzu.

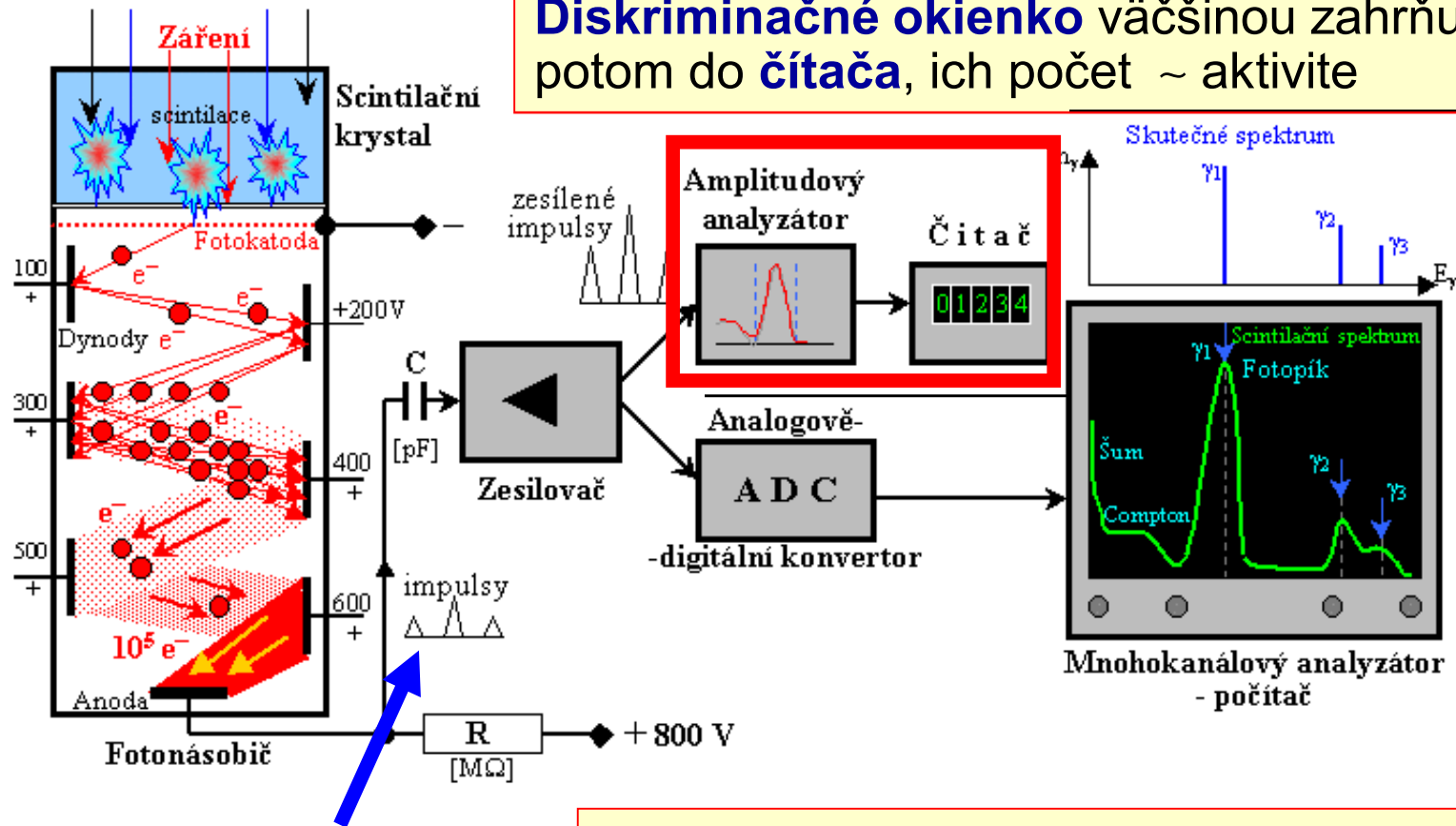


Fotonásobič – špeciálna elektrónka, ktorá s vysokou citlivosťou prevádza svetlo na el. signál.

Výška impulsu na výstupe fotonásobiča bude vždy úmerná deponovanej energii

Spracovanie výstupného signálu

• **Meranie počtu impulzov** – impulz zo zosilovača odvádza na **amplitúdový analyzátor** (el. obvod prepúšťajúci impulzy medzi hornou a dolnou diskriminačnou hladinou) – **Diskriminačné okienko** väčšinou zahrňuje fotopík. Impulzy potom do **čítača**, ich počet \sim aktivite

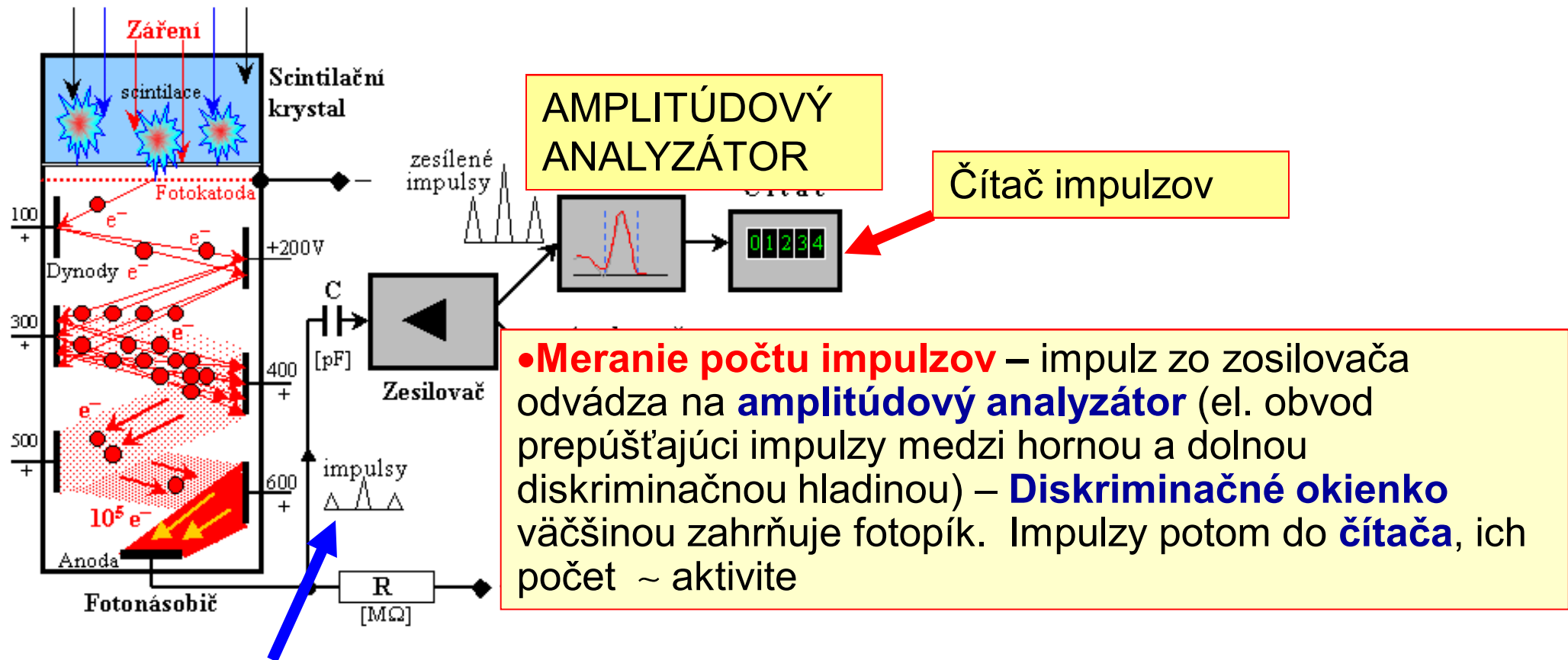


Výška impulsu na výstupe fotonásobiča bude vždy úmerná deponovanej energii

Spektrometrická analýza

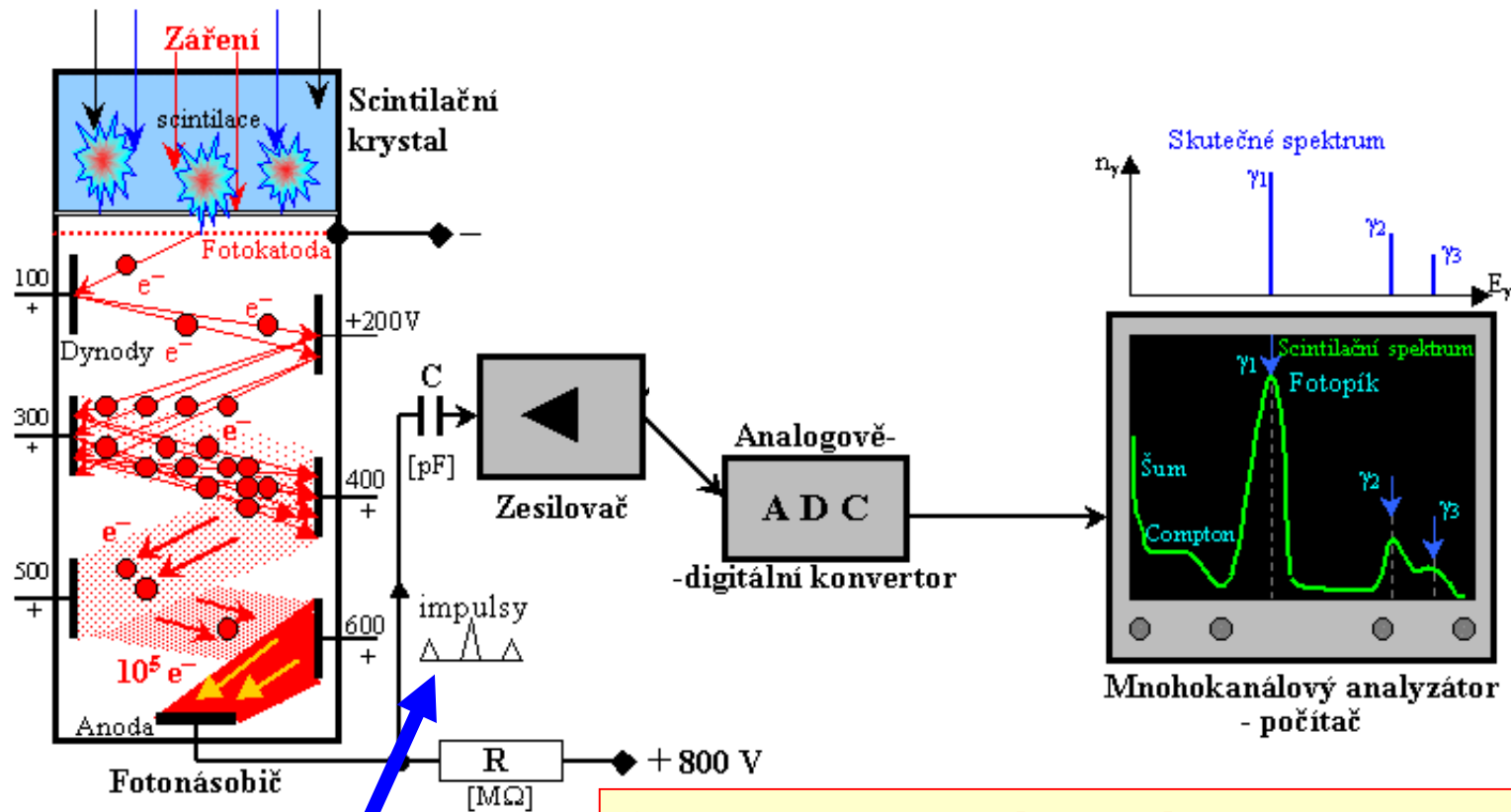
Impulzy zo zosilovača do analógovo – digitálneho prevodníka, ktorý **veľkosť amplitúdy odvádza do pamäte mnohokanálového analyzátoru** (amplitúde impulsu sa prideluje adresa v pamati, ktorej obsah sa zväčší o 1)

Spracovanie výstupného signálu



Výška impulsu na výstupe fotonásobiča bude vždy úmerná deponovanej energii

Spracovanie výstupného signálu



Výška impulsu na výstupe fotonásobiča bude vždy úmerná deponovanej energii

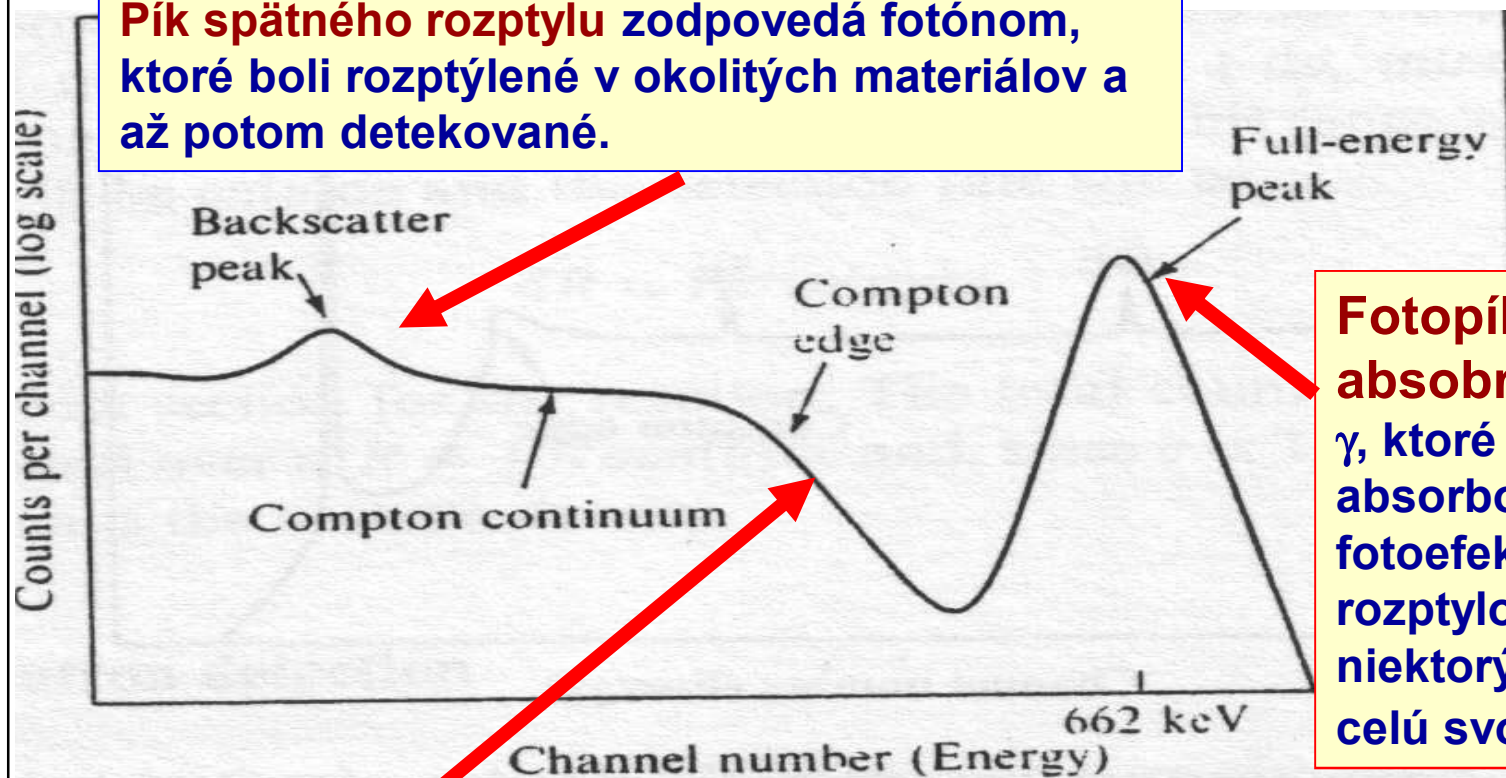
Spektrometrická analýza

Impulzy zo zosilovača do analógovo – digitálneho prevodníka, ktorý pridelí podľa veľkosti amplitúdy adresu v pamati mnohokanálového analyzátoru a jej obsah zvýši o 1. (adresa v pamati je úmerná deponovanej energii)

Spektrum gama

V skutočnosti sa registrujú energie elektrónov, vzniknutých v interakcii gama s látkovým prostredím

Pík spätného rozptylu zodpovedá fotónom, ktoré boli rozptýlené v okolitých materiáloch a až potom detekované.



Fotopík t.j pík totální absorpcie, zodpovedá fotónom γ , ktoré boli v kryštáli úplne absorbované (predovšetkým fotoefektom), popr. viacnásobným rozptylom alebo kombináciou niektorých interakcií) a odovzdali celú svoju energiu.

Comptonovská hrana – odpovedá maximálne možnej energii odovzdanej elektrónom pri Comptonovom rozptyle daného gama žiarenia (pri totálnom odraze o 180°).

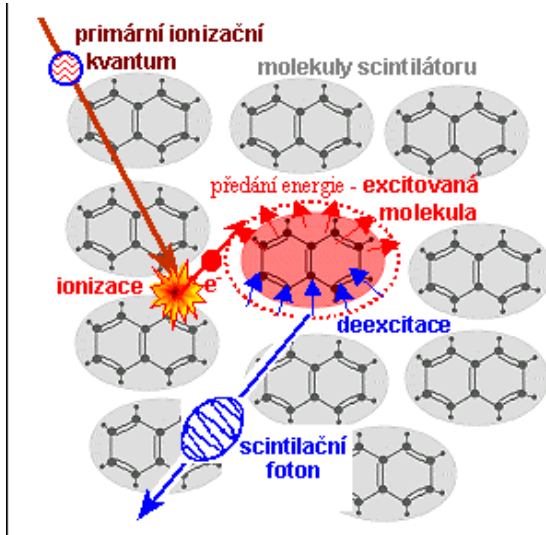
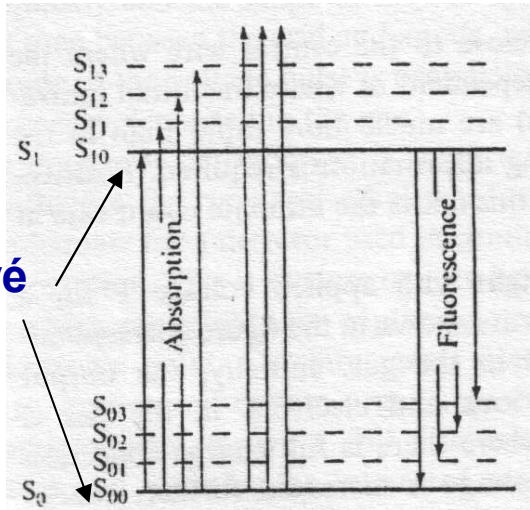
Výhody scintilačných detektorov

- **Vysoká detekčná účinnosť** (citlivosť) ~100 %. Scintilačný kryštál (vysoká hustota a Z) absorbuje podstatne väčšiu časť žiarenia γ ako zriedené plyny.
- **Krátká mŕtva doba**
čas trvania scintilácie v kryštalu je neobyčajne krátky - 10^{-9} s. Čas násobenia e - cca 10^{-8} s. Formovanie a spracovanie cca 10^{-6} sekundy – najpomalšie v celom spektrometrickom reťazci. Mŕtvá doba scintilačného detektoru je 100-krát kratšia ako u G.-M.
- **Spektrometrické vlastnosti**

Organický scintilátor

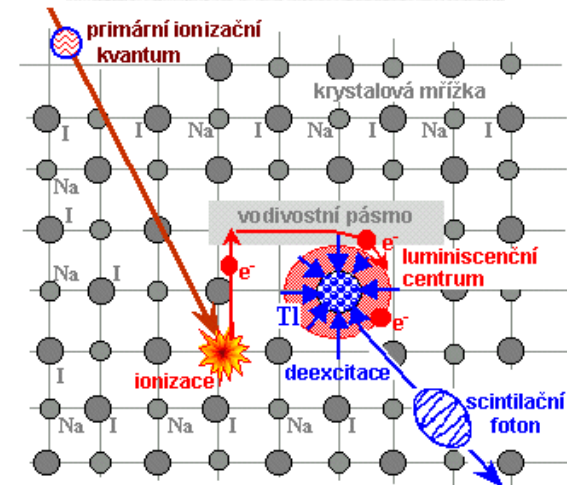
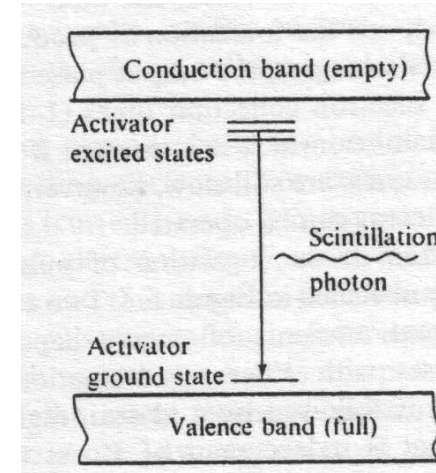
Vibračné úrovně

Elektrónové úrovně



Scintilácie vznikajú deexcitáciou vzbudených molekúl scintilátora

Anorganický scintilátor



Scintilačné fotóny vznikajú pri preskokochoch elektrónov zachytených na vyšších hladinách luminisecných centier tvorených poruchami v kryštalickej mriežke scintilátora. (aktivátor Tl v kryštálovej mriežke NaI).

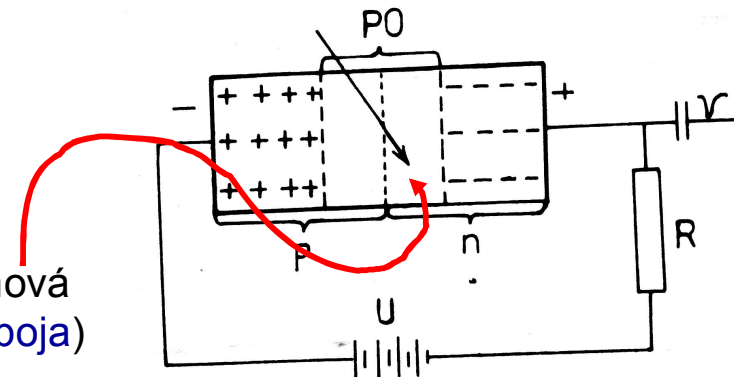
Polovodičové detektory

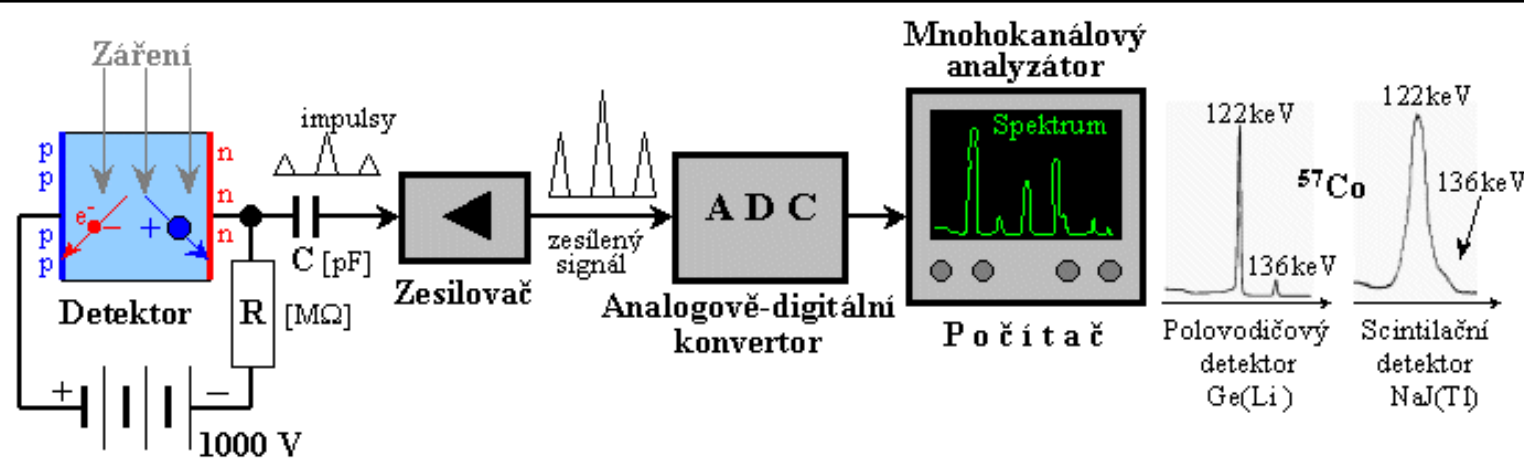
Polovodičové detektory

Na vytvorenie jedného jedného páru je potrebná energia 3- 4eV

- Na vytvorenie jedného páru je potrebná energia **3- 4eV**
⇒ presnosť merania oveľa vyššia ako u iných typov detektorov
- Malá šírka zakázanej zóny spôsobuje existenciu **veľkého množstva voľných nosičov** → šumy (spontánne termálne excitácie → **chladenie**, dôraz na **vysokú čistotu**)
- Vlastnosti na detekciu sa zlepšujú prímiesmi p,n
- Vytvorenie prechodovej vrstvy medzi kryštálom typu p a n → **difúziou nosičov vzniká bariéra** – pracovná oblasť detektora
- **Spektrometrické vlastnosti**

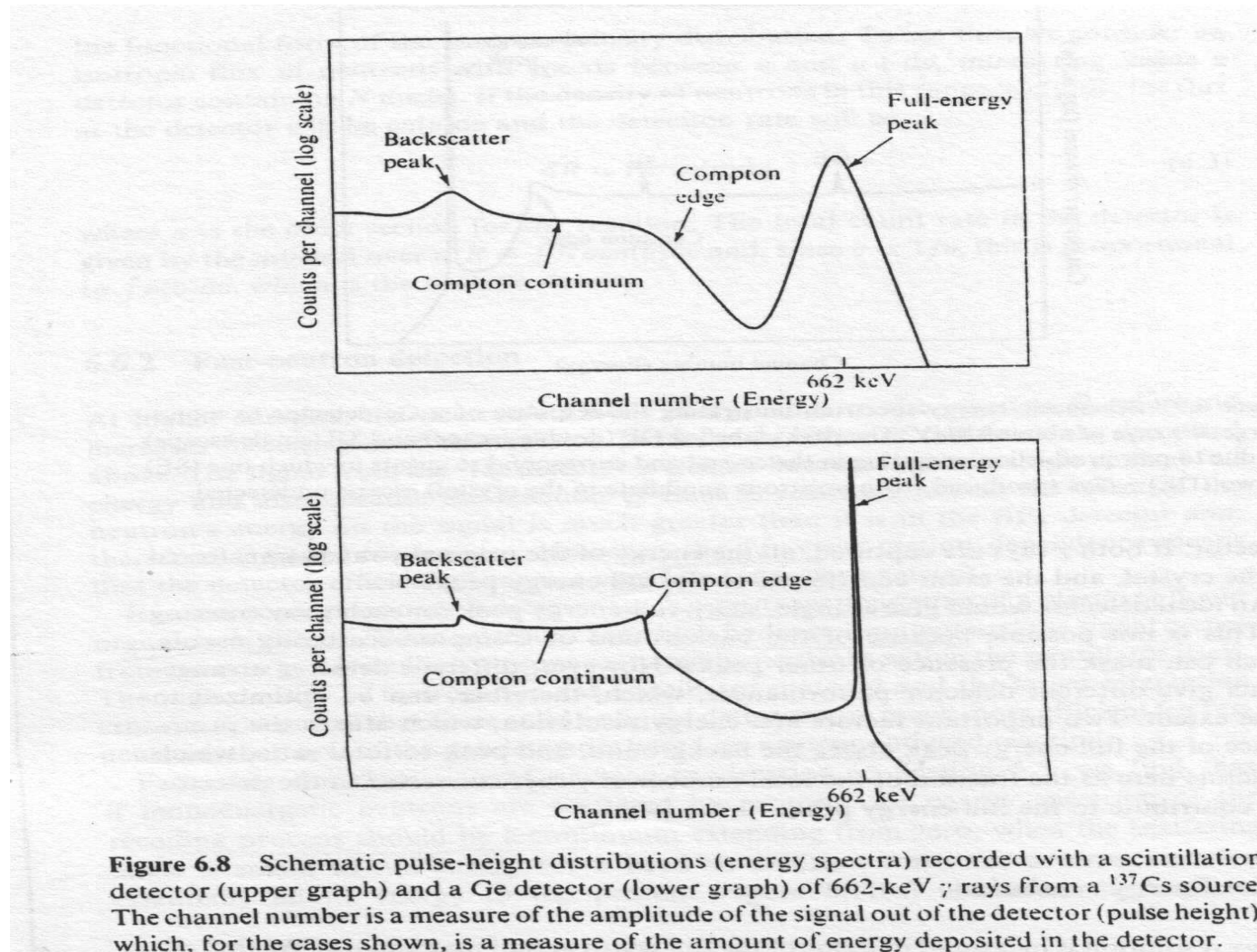
aktivní vrstva detektora (je to "ochudobnená" vrstva či objemová oblasť bez voľných nosičov náboja)





- Mechanismem přímého elektrického využití ionizačních účinků záření se polovodičový detektor svým principem poněkud podobá ionizační komoře, přičemž ovšem citlivým médiem není plyn, ale vhodný polovodičový materiál.** Vnikne-li do aktivní vrstvy detektoru (je to "ochuzená" vrstva či objemová oblast bez volných nosičů náboje) kvantum ionizujícího záření, ionizační energie způsobí v polovodiči **přeskok úměrného množství elektronů do vodivého pásma a vznik elektron-děrových párů.** Tyto elektrony se v elektrickém poli okamžitě začnou pohybovat ke kladné elektrodě (a díry k záporné) - elektrickým obvodem projde krátký proudový **impuls**, na pracovním odporu R vznikne napěťový úbytek a přes kondenzátor C se elektrický impuls vede k předzesilovači.

Porovnanie spektier scintilačného a polovodičového detektora

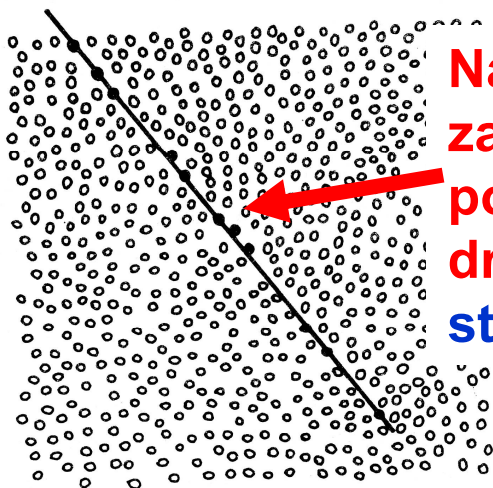


Porovnanie spektrometrických vlastností

Typ spektrometru	Částice	Energ. rozlišení η v %	Světelnost L
Ionizační komora	α	0,7	0,5–1
Scintilační spektrometr	$\beta \sim 1 \text{ MeV}$	5	0,5
	$\alpha \sim 5 \text{ MeV}$	5	0,5
Polovodičový spektrometr	$\beta \sim 1 \text{ MeV}$	0,2	0,5
	$\alpha \sim 5 \text{ MeV}$	0,3	0,5
Magnetické spektrometry			
Příčné pole	$\alpha \sim 7 \text{ MeV}$	0,1	$2 \cdot 10^{-4}$
Podélné pole	β	0,4	$2 \cdot 10^{-2}$

Jadrové fotoemulzie

- IČ aktivuje pri prechode bromid strieborný AgBr vytvára **latentný obraz**, ktorý možno po vyvolaní pozorovať. Používa sa pri štúdiu kozmického žiarenia a dozimetrické účely. Obraz možno analyzovať mikroskopom.



Nabitá častica zanecháva pozdĺž svojej dráhy ionizačnú stopu.

Fotochemickou reakciou dochádza k uvoľňovaniu Ag v zrnkách halogénov Ag rozptýlených v želatíne emulzie

hustota zrnčok striebra pozdĺž dráhy závisí na druhu a energii častice



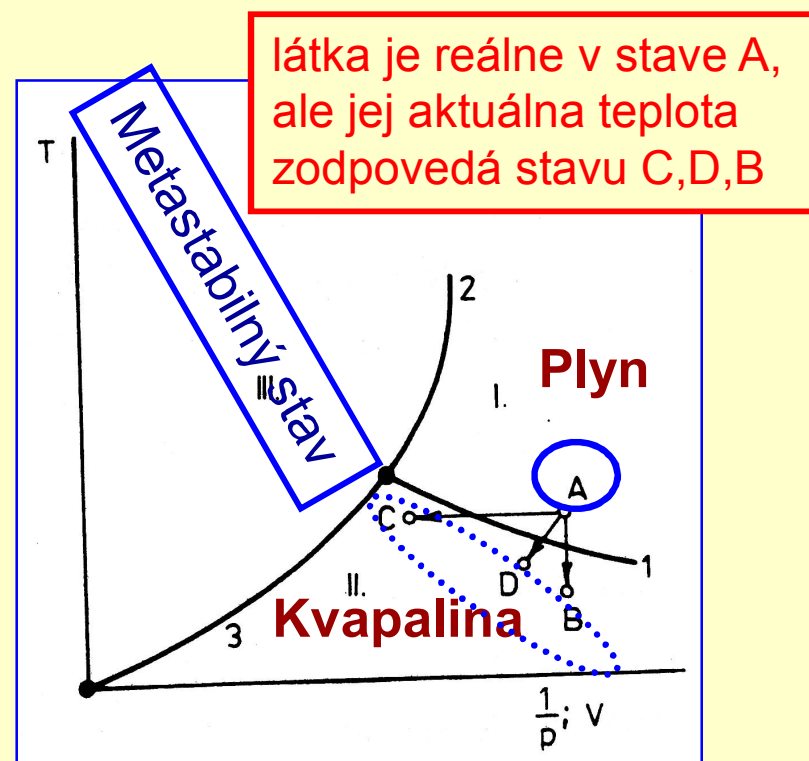
zanechává podél dráhy svého pohybu **ionizační stopu**, v níž fotochemickou reakcí dochází k uvolňování stříbra v zrníčkách halogenů stříbra rozptýlených v želatině emulze. Částice tím zanechává na své dráze v emulzi od zrna k zrnu stopy **uvolněného stříbra**, čili vzniká **latentní obraz její dráhy**; po vyvolání vznikne **viditelná stopa** více či méně hustého sledu černých částeček, přičemž **hustota zrníček stříbra podél dráhy závisí na druhu a energii částice**.

Hmlové komory

- **zrážanie presýtených pár na iónoch → zviditeľnenie dráhy IČ**
- látka zbavená zárodočných centier (ióny vytvorené časticou tvoria kondenzačné jadrá)

Vznik presýtených pár

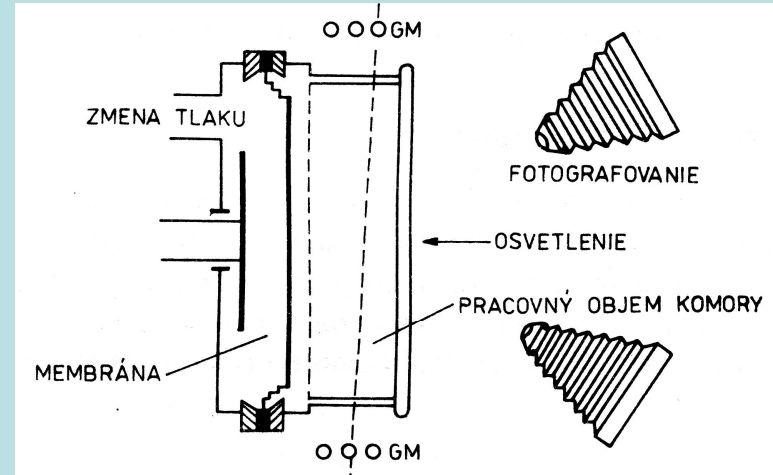
prudká zmena termodynamických veličín A môže previesť látku do **metastabilný stavu** C, B, D



Hmlové komory

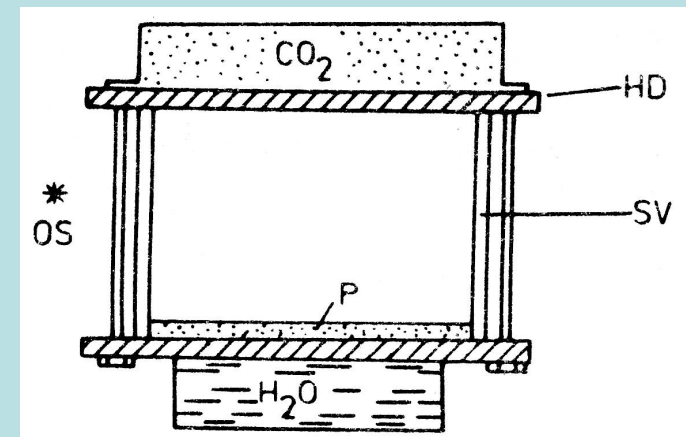
Expanzné hmlové komory

Wilson – zariadenie so zmesou pár vody a alkoholu v **nasýtenom stave**. Adiabatickým zväčšením objemu dosiahol prudké ochladenie pár a tým ich **presýtenie** (**expanzná komora**)



Difúzne hmlové komory

V pracovnom priestore vytvoril tepelný spád. **Z nahrievaných miest para difundovala do miest s nižšou teplotou, kde sa javila ako presýtená** → schopná kondenzovať na iónoch (**difúzna komora**)



V určitej časti priestoru vznikne pásmo, v ktorom nastáva stav presýtenej pary.

Bublinové komory

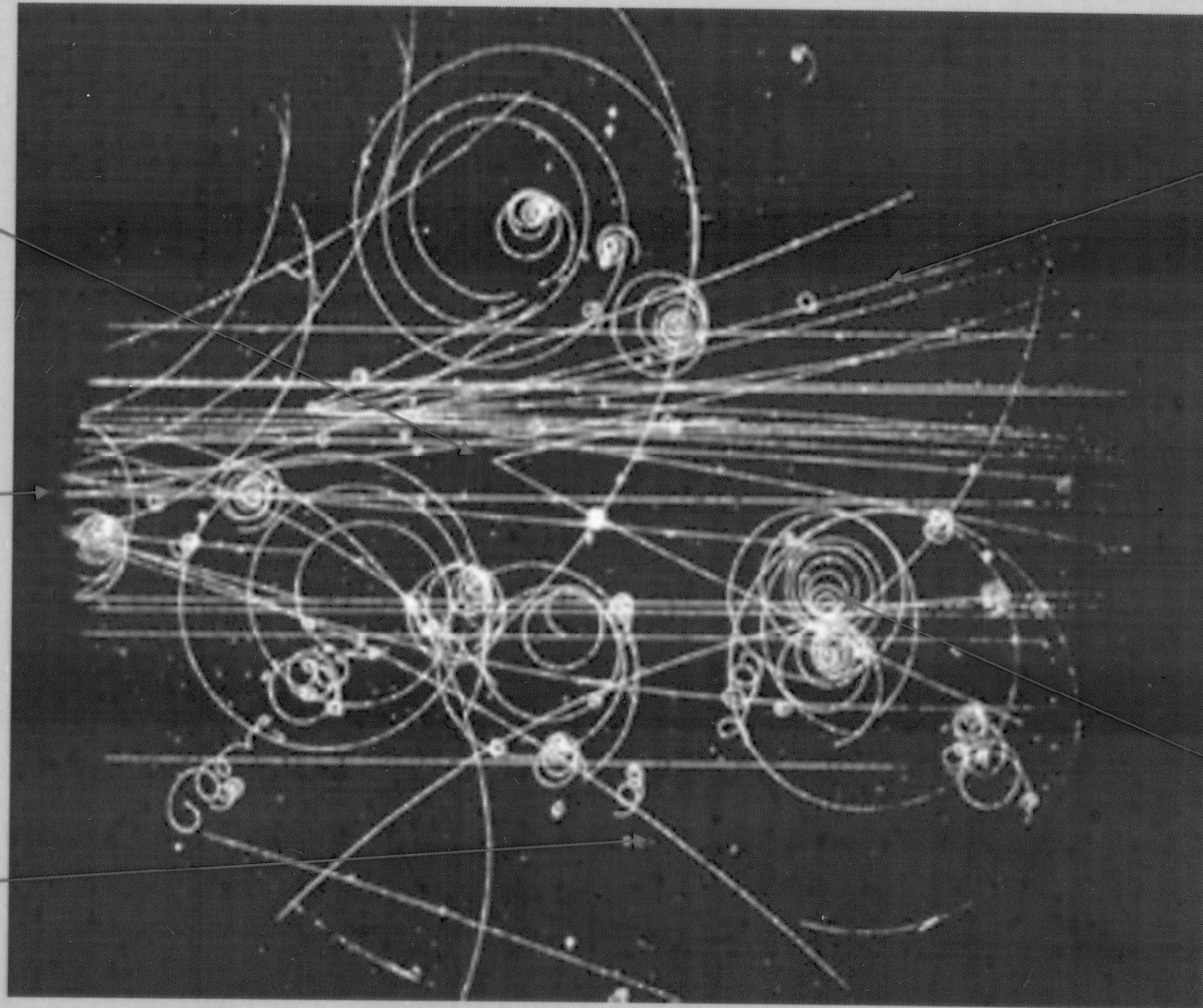
- Nedostatok hmlových komôr → malá brzdná schopnosť náplne.
- Bublinová komora nádoba naplnená priesvitnou kvapalinou **prehriatou kvapalina** (t.j s teplotou **nad bodom varu**). IČ prechodom spôsobuje **var** kvapaliny t.j objavia sa **bubliny**, ktoré zviditeľňujú jej stopu
- *umiestňujú sa do mag. poľa* a fotografovaním dráh z rôznych smerov možno zrekonštruovať stopu častice
- z krivosti dráh v mag. poli → **p, q, druh častice..**

Bubble Chambers

Neutral
particle leaves
no track then
decays

Beam comes in
from this side

Particles bend
in magnetic
field \rightarrow
momentum +
charge



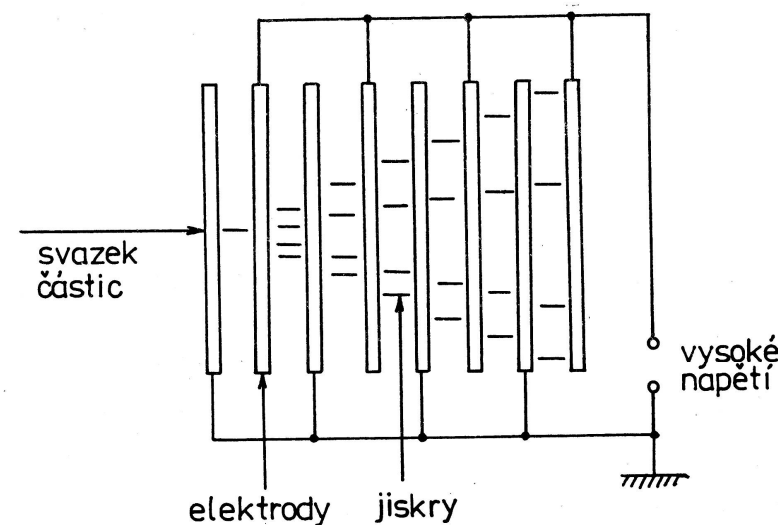
Trails of
bubbles

Atomic
electrons
knocked
out by
particles

Iskrové komory

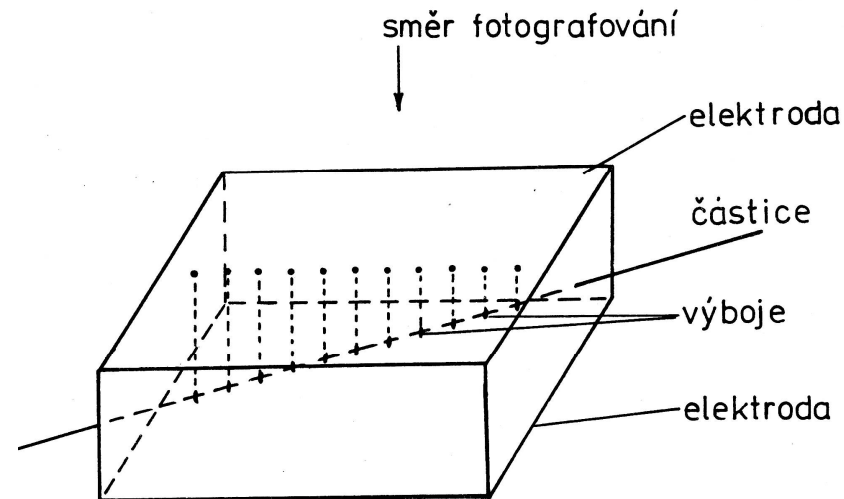
Iskrové komory registrujú iskrové výboje spôsobené IČ. **Výboj** nastáva **medzi dvomi elektródami**, na ktorých je vysoké napätie(**nepatrne nižšie ako prierazné napätie vedúce k trvalému výboju**). Iskra sa zaznamenáva fotograficky.

Iskrová komora **zložená z vodivých dosiek alebo tenkých drátov napnutých na ráme.**



Výbojová (streamerová) komora

- modifikácia iskrovej komory je výbojová komora → streamerová
- má **iba dve elektródy**, na ktoré sa **nakladajú veľmi krátke impulzy vysokého napätia**. Čas trvania impulzu krátky → iskrový výboj sa zastaví v štádiu vzniku stĺpca plazmy, ktorý sa fotograficky zachytí ako svetelný bod.



Porovnanie výbojových a bublinových komôr

	Normální bublinová komora		Výbojová komora
	vodíková	freonová	
Chyba v měření hybnosti částice pro hybnosti $pc = 1 \text{ GeV}$ $\Delta p/p$ v %	0,5	5	0,5
Přesnost měření souřadnice v μm	150–300	150–300	150 v rovině desek 500 kolmo na desky
Časové rozlišení Δt	1 ms	1 ms	2 μs
Pravděpodobnost re- gistrace kvant γ (e^+e^- párů) v %	15	50–90	0
Výhody	přesnost měření při nižších energiích, lze vidět dráhy $> 1 \text{ mm}$	vhodná pro studium reakcí neutrin a k detekci kvant γ , dovoluje od- lišit elektrony od těž- kých částic	velmi rychle pracuje, experiment se dá při- pravit vhodným spouštěním dalšími detektory
Nevýhody	pomalou pracuje, ne- lze registrovat γ , při vysokých energiích malá přesnost	pomalou pracuje, ter- číkem jsou jádra, a proto je analýza jednotlivých případů obtížná	do terčíku „není vi- dět“, náhodné výbo- je, detekce je možná pouze mimo komoru

Spôsoby vzniku signálu pre detekciu - zhrnutie

Výsledkom interakcie žiarenia s látkovým prostredím vzniká signál, ktorý sa ďalej spracováva.

Spôsob vzniku signálu pre detekciu	Typ detektora
Zber a meranie náboja vzniknutého ionizáciou plynu	Plynové detektory
Exitácia elektrónov v polovodičoch	Polovodičové detektory
Sledovanie fluoresenčných fotónov vzniknutých deexitáciou	Scintilačné detektory
zrážanie presýtených pár na iónoch var prehriatej kvapaliny na iónoch uvolňovaniu Ag v zrnkách halogénov lokálne radiačné poškodenie materiálu iskrový výboj medzi dvomi elektródami	Hmlové komory Bublinové komory Jadrové emulzie Stopové detektory Iskrové detektory

Zviditeľnenie
ionizačných
stôp
rôznymi
formami

Detektory zaznamenávajú nielen prítomnosť žiarenia, ale časovo poskytujú informáciu o jeho energii a type

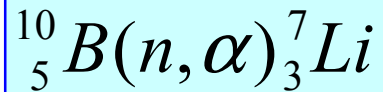
Detekcia neutrónov

Detekcia neutrónov

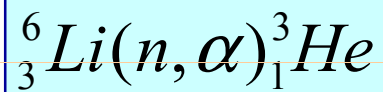
Konverzia na nabité častice

- **Metóda odrazených jadier** → na ľahkých jadrách (detekujú sa jadrá vodíka (protóny))
- **Metóda jadrových reakcií** → detekujú sa vzniknuté častice (napr. α ...)
- **Metóda štiepenia** → detekujú sa silne ionizované štiepne fragmenty U-235, U-233, Pu-239
- **Metóda aktivácie** → neutróny vytvoria rádioaktívne jadrá, ktoré pri premene vysielajú IŽ, ktoré sa detekuje

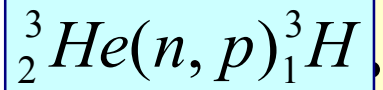
Detekcia pomalých neutrónov



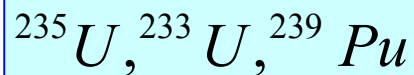
- Najbežnejšia reakcia, detekuje sa α s $E_\alpha = 1.78\text{MeV}$
 $E_{\text{Li}} = 1.01\text{MeV}$ $\sigma(E_n = 0.0025\text{eV}) = 3.84 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$
 ${}^{10}\text{B}$ prítomný v prírodnej zmesi B - 20% → priame použitie). V praxi proporcionálne detektory **plnené plynom BF_3**



- $E_\alpha = 2.05\text{MeV}$ $E_t = 2.37\text{MeV}$ $\sigma(E_n = 0.0025\text{eV}) = 0.94 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. V prírodnej zmesi iba 7% - použitie separovaného izotopu. **Li netvorí plynné zmesi** - nepoužiteľný v plynových detektoroch. Vhodné vlastnosti scintilátor kryštál joditu litia s prímiesou európie **LiJ(Eu)**



He – plyn, vhodná náplň do plynových detektorov



- Štiepenie jadier – pre nuklidy U-235, U-233, Pu-239 vysoký $\sigma = 10^{-26} \text{ m}^2$ pre $E_n \sim 0.5 \text{ eV}$. Vysoký zisk energie $Q = 200\text{MeV} \Rightarrow$ **jednoduché oddelenie signálu od štiepných produktov od pozadia alebo iných reakcií.**

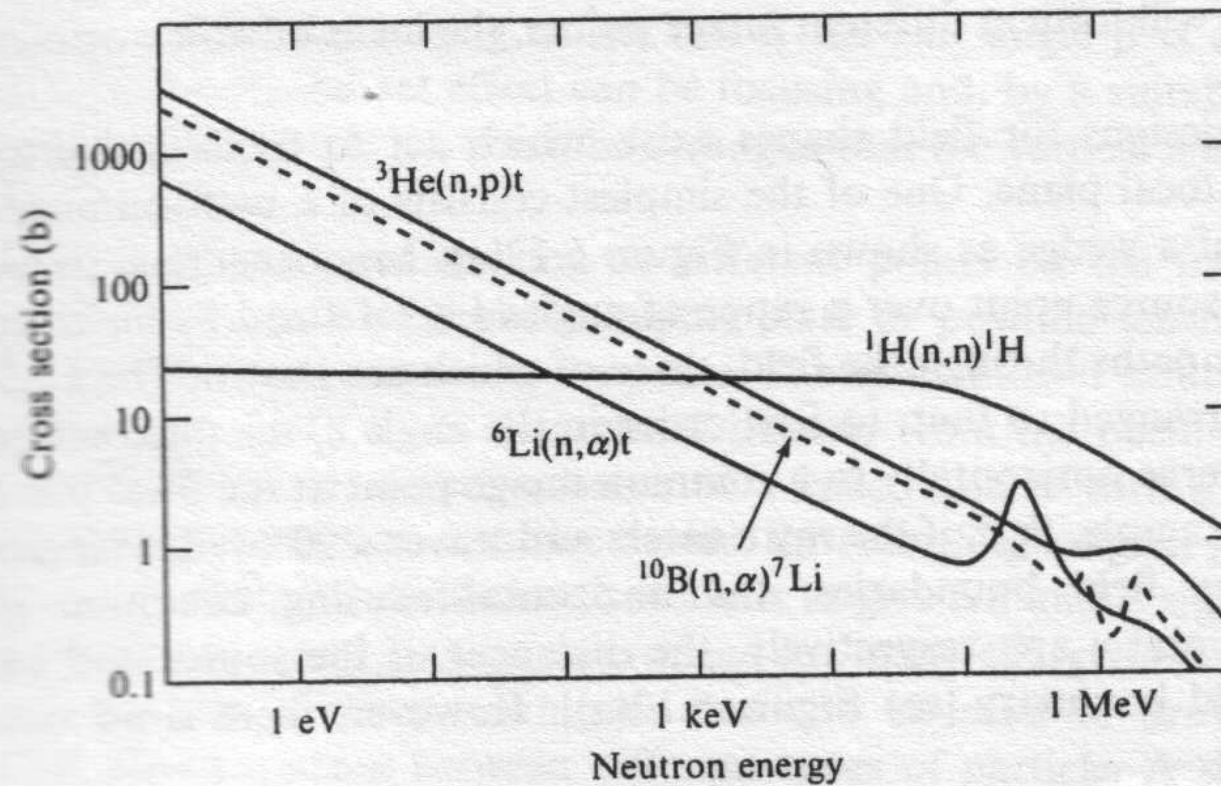


Figure 6.20 Energy dependence of cross sections for neutron reactions on ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$ and for total scattering by H.

Detekcia rýchlych neutrónov

- Účinný prierez $\sigma \sim 1/v^2 \Rightarrow$ účinnosť detekcie je veľmi nízka pre rýchlejšie n
- Vhodnejšie plastové alebo kvapalné organické **scintilátory obsahujúce H**. Signál sa získava od p na ktorom sa pružne rozptýlil n. **Detekujú sa odrazené protóny**. *Závislosť účinného prierezu pre pružný rozptyl na energiu dopadajúceho žiarenia je slabá v širokom intervale 10keV-10MeV*