

IZMB – fotonové záření

4. přednáška



$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V \psi = E \psi$$

$$2 \tan \theta_B = \frac{m_2}{m_1} = m_{21}$$

$$pV = nRT$$

$$\Psi = \iint \vec{D} d\vec{S} = AD$$

$$H_\lambda = \frac{\Delta M_e}{\Delta \lambda}$$

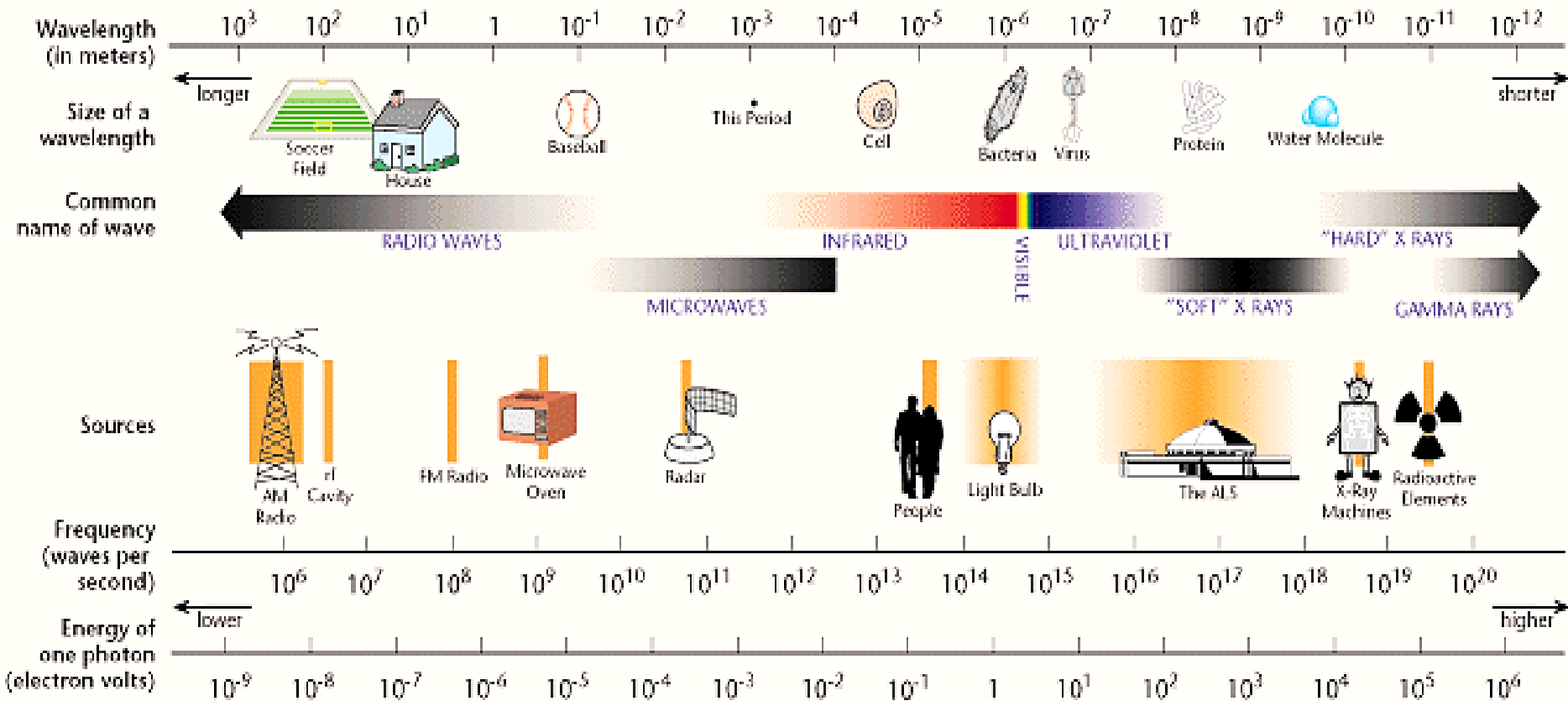
$$Me = \sigma T^4$$

$$\Phi = NBS$$

$$C \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{x_2 - x_1}{\lambda} S_2$$

$$V = c/\lambda$$

THE ELECTROMAGNETIC SPECTRUM



$$E_y = E_0 \sin(kx - \omega t)$$

$$S = \frac{1}{A} \frac{dW}{dt}$$

$$\cos(\theta_1 - \theta_2) \sin(\theta_1 + \theta_2)$$

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}$$

$$\int \vec{E} d\vec{l} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

$$u = U_m \sin \omega(t - \tau) = U_m \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

RTG

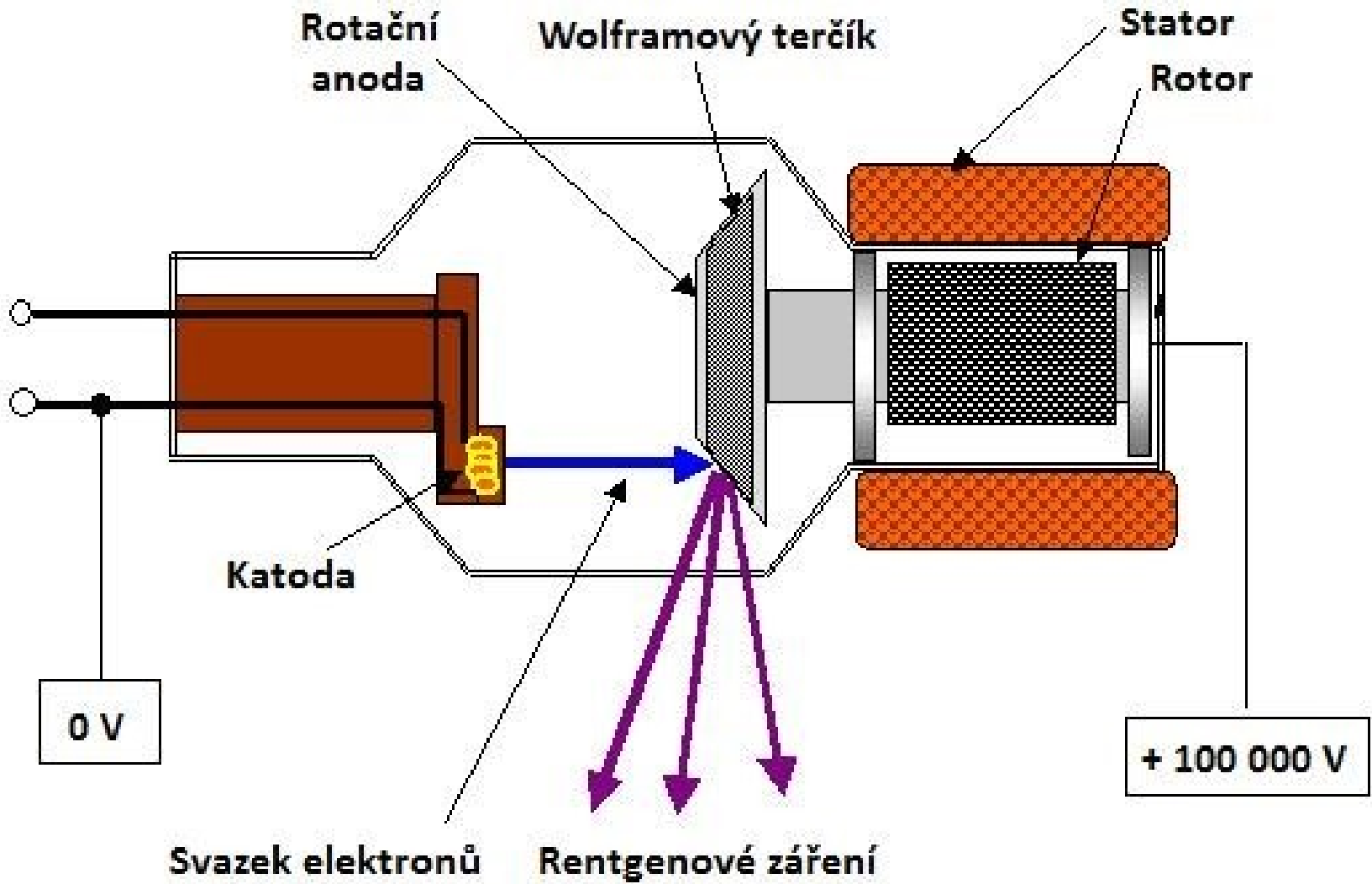
- RTG je nepostradatelné v dnešní medicíně.
- Jak ovšem vzniká?
- Jak je detekujeme?
- Jak interaguje s látkou?
- Jaké veličiny jsou s ionizujícím zářením spjaté?
- O všem bude řeč...

RTG

- Ze zákona elektromagnetické indukce vyplývá, že při pohybu el. náboje se indukuje magnetické pole.
- Pokud je náboj prudce zpomalen, přebytečná energie se přemění v elektromagnetické záření.
- Intenzita a energetické spektrum záření je obvykle značně široké, ale má své fyzikální limity.

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V \psi = E \psi$$

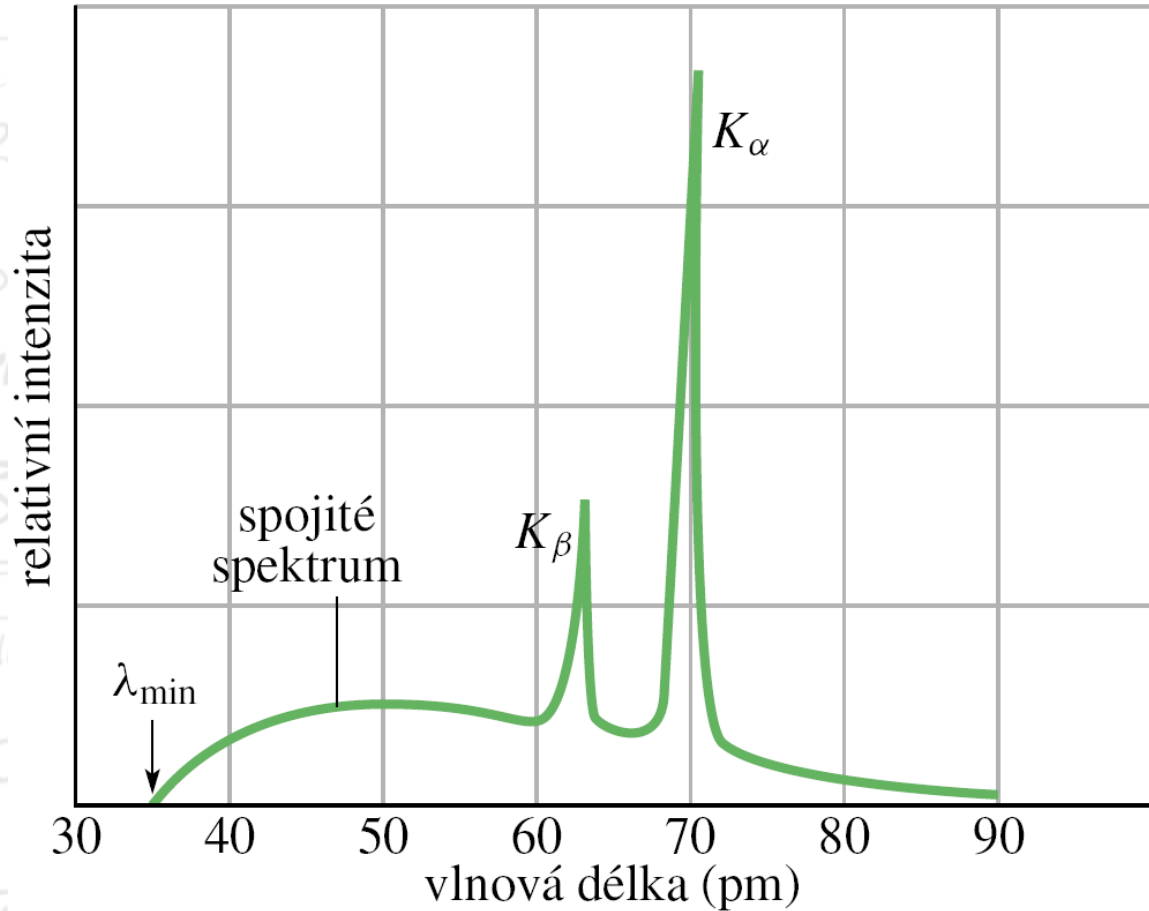
Rentgenka



$$S = \frac{1}{A} \frac{dW}{dt}$$

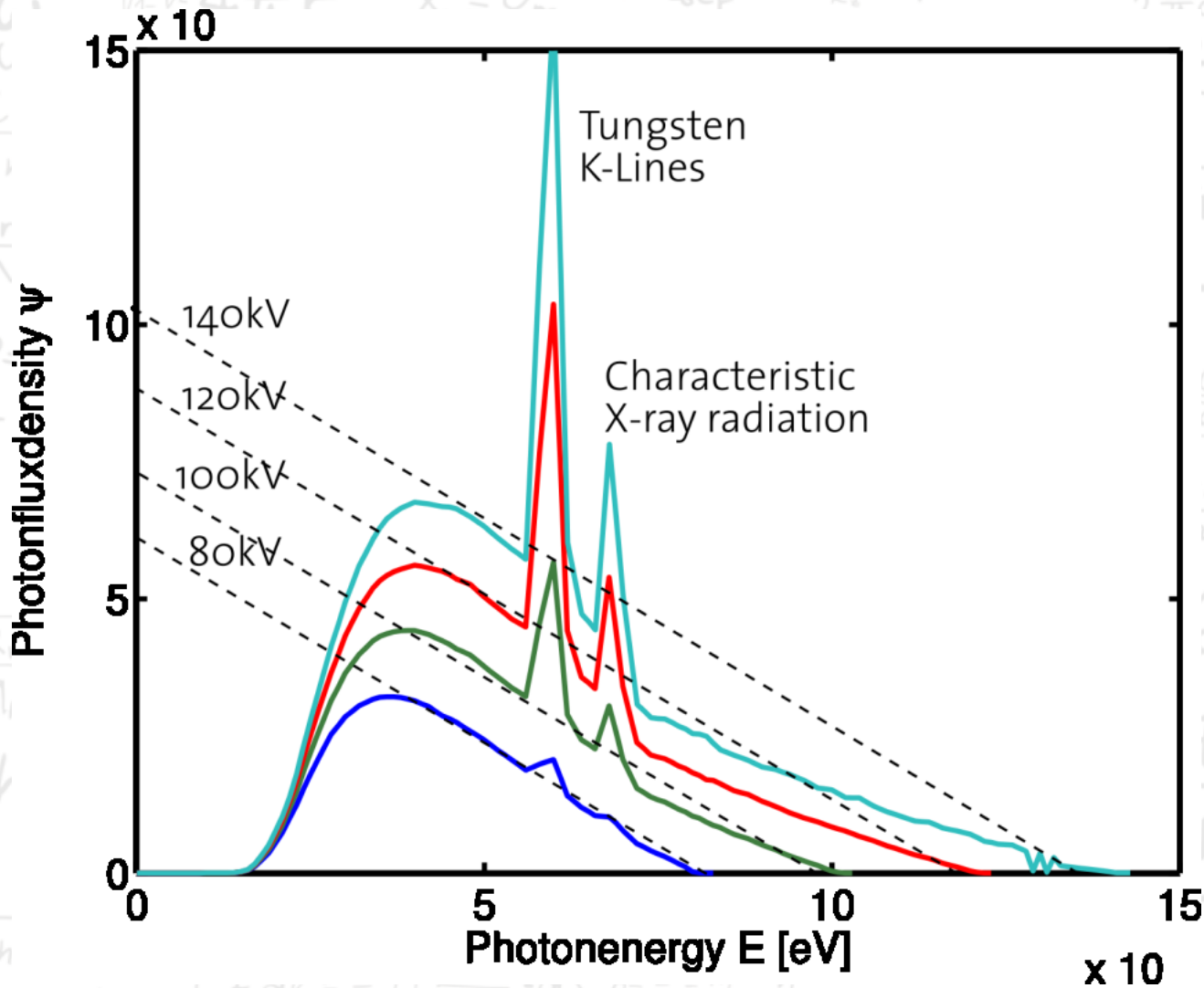
$$u = U_m \sin \omega(t - \tau) = U_m \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Rentgenka



Závislost intenzity rtg záření na vlnové délce při dopadu elektronů s kinetickou energií $E_{k,0} = 35$ keV na **molybdenový** terč (urychlovací napětí 35 kV). Na x ose vlnová délka (lambda min = energie max)

RTG



Na ose x je tentokrát energie fotonů! Tungsten = wolfram

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V \psi = E \psi$$

$$U_{ef} = U_n$$

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{NI \sqrt{2}}{r}$$

$$k = \frac{p^2}{2m m_0} = \frac{h^2}{2m \lambda^2}$$

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

$$v = \frac{\sqrt{2e}}{m}$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I$$

$$C(s)$$

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

$$\left(\frac{E_{\tau}}{E_0} \right)_{\parallel} = \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos \theta}$$

$$E_y = E_0 \sin(kx - \omega t)$$

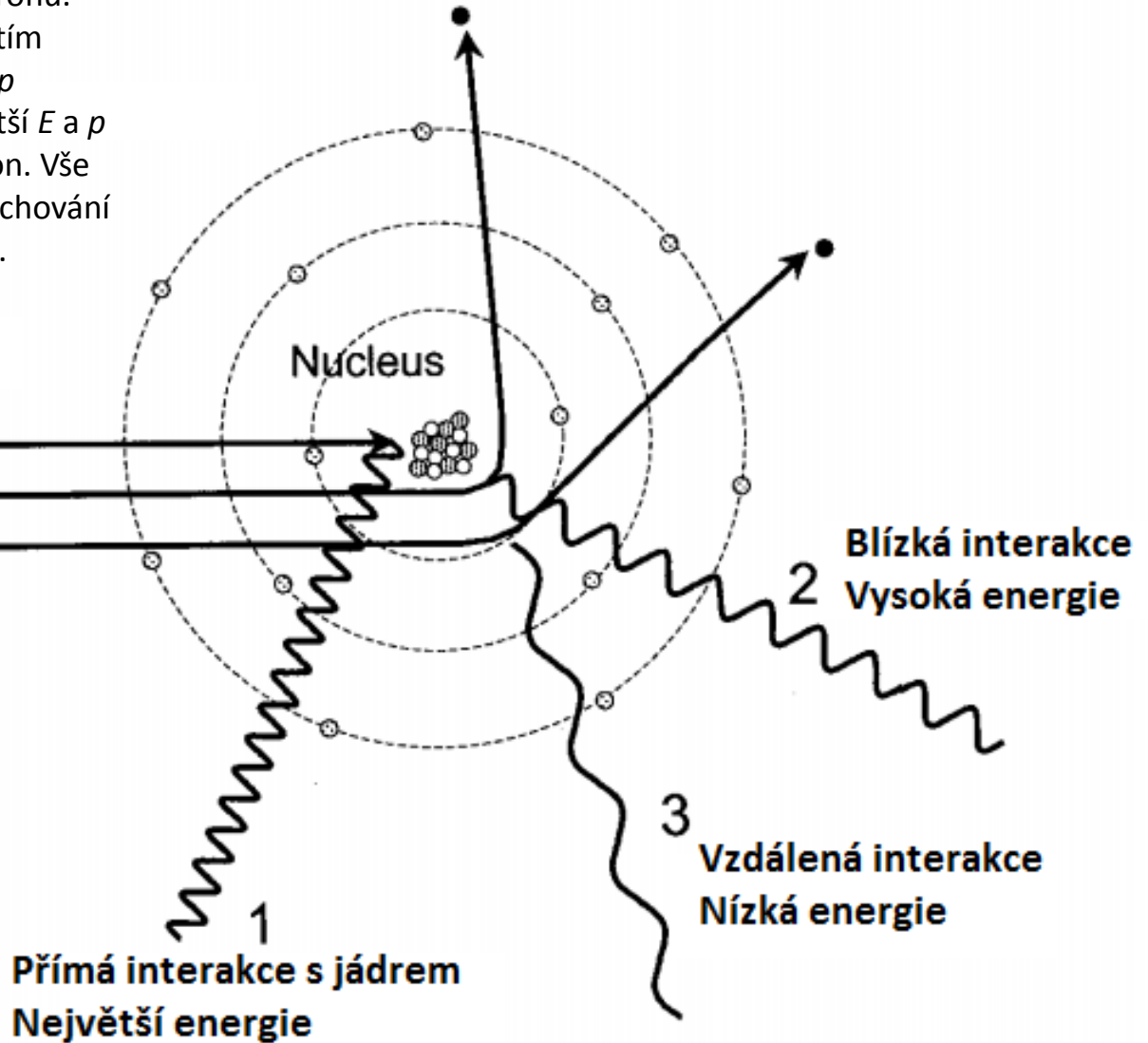
$$S = \frac{1}{A} \frac{dE}{dt}$$

Brzdné záření má spojité spektrum. Je to dáno různými směry dopadů, při kterých dochází k různým ohybům drah dopadajících elektronů. Čím větší je ohyb, tím větší je změna E a p elektronu a tím větší E a p má emitovaný foton. Vše plyne ze zákonů zachování energie a hybnosti.

Brzdné RTG

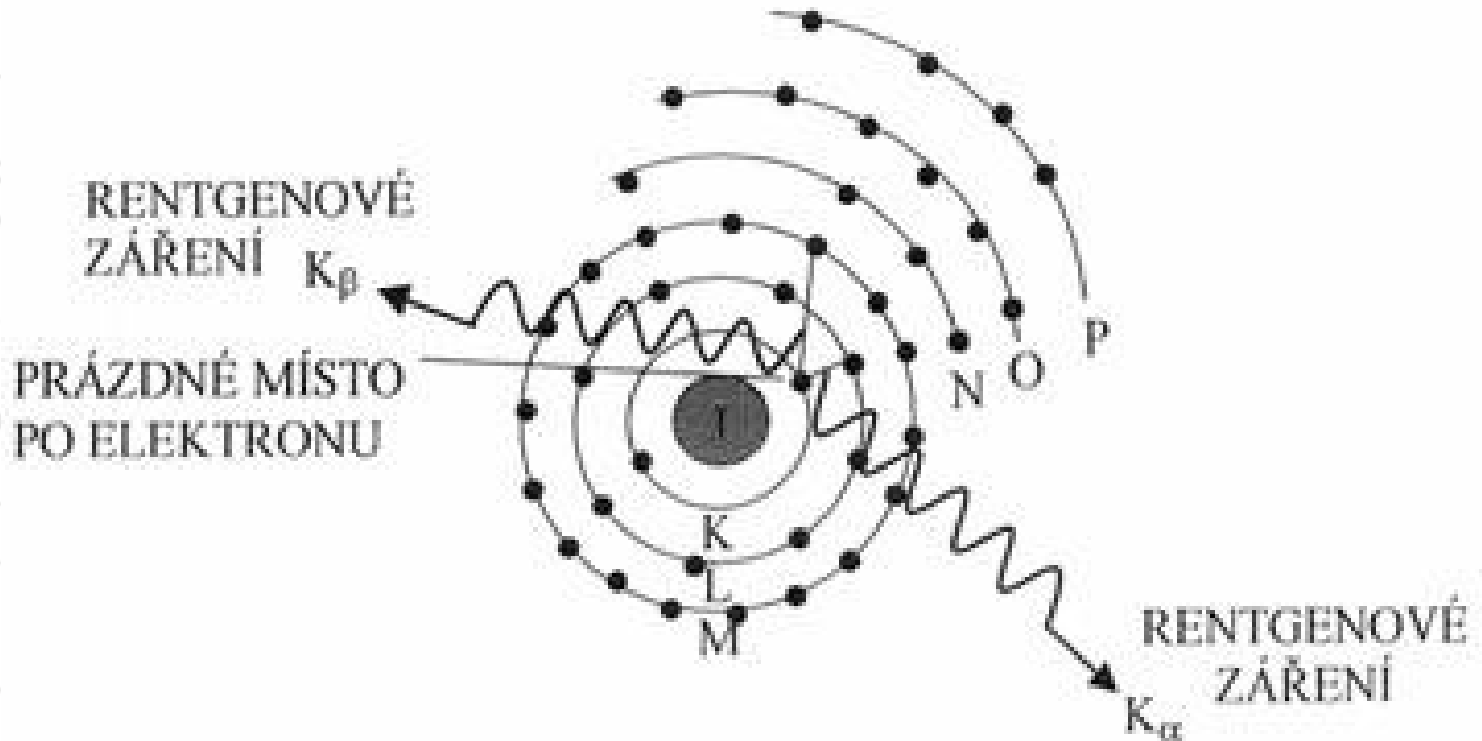
Dopadající elektrony

- 1 ●
- 2 ●
- 3 ●



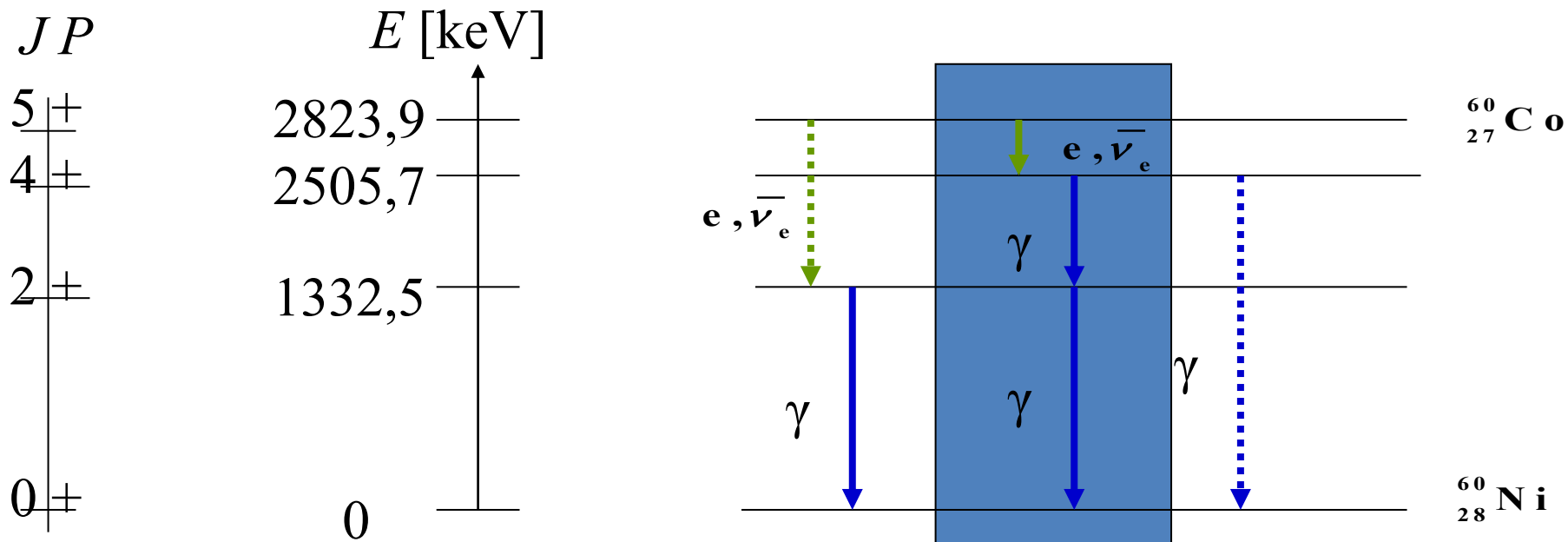
Charakteristické RTG

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V\psi = E\psi$$
$$U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$
$$\vec{B} = \mu_0 \frac{NI\sqrt{2}}{r}$$
$$k = \frac{p}{\hbar} = \frac{m_0 v}{\hbar} = \frac{m_0 \lambda}{h}$$
$$\lambda = \frac{h}{m_0 v}$$
$$v = \sqrt{2eU_m}$$
$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{l}} \psi(\alpha)$$
$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{C}(s)$$
$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3kTN}{M_m}}$$
$$\lambda = \frac{h \ln 2}{T} F_h$$
$$\left(\frac{E_t}{E_0}\right)_{\parallel} = \frac{2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)}$$
$$E_y = E_0 \sin(kx - \omega t)$$
$$S = \frac{1}{A} \frac{dW}{dt}$$



Charakteristické záření nemá spojité spektrum, protože vzniká jinak než brzdné záření. Char. RTG vzniká při deexcitaci elektronů u těžších atomů ve vrstvách blízkých jádru ($n=1-3$), kdy se emituje foton o energiích RTG. Pro přeskoky mezi danými dvěma hladinami el. obalu je energie u daného prvku vždy stejná a proto i frekvence vyzářeného fotonu je stejná a výsledné spektrum je diskrétní.

Vznik γ záření (Co)



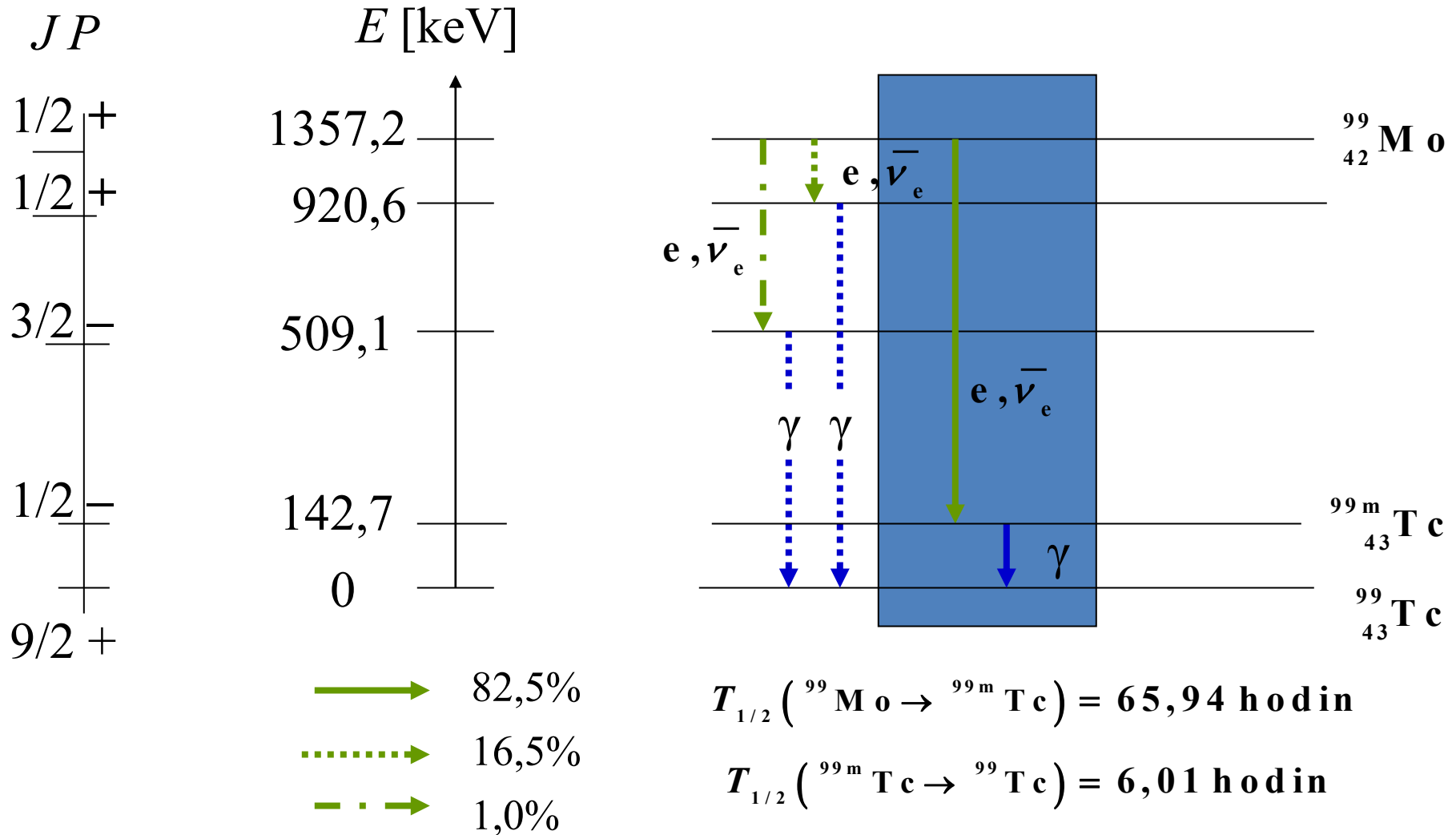
→ 99,88% → > 99,9%

→ 0,12% → < 0,1%

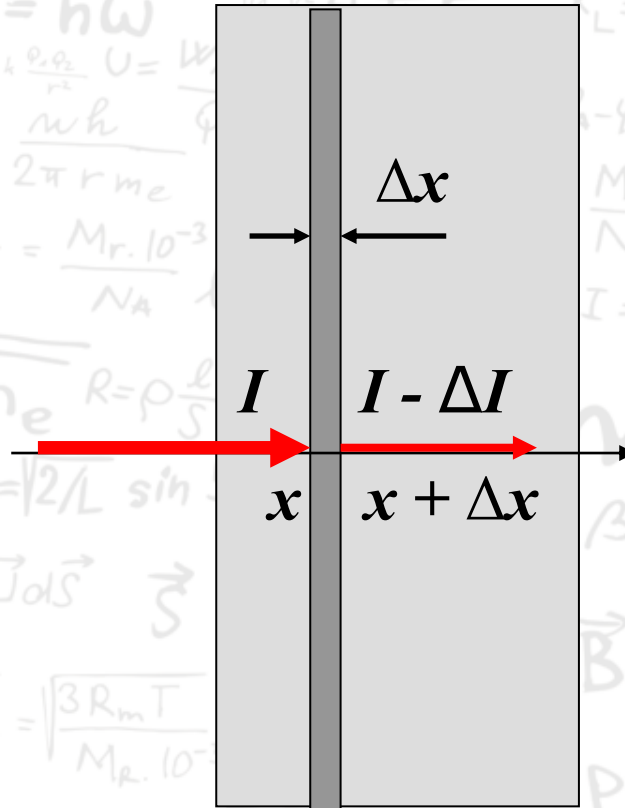
$$T_{1/2} (^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}) = 1925,28 \text{ dní}$$

Protože jsou protony a neutrony fermiony, mohou se nacházet pouze na přesně daných energetických hladinách (podobně jako elektrony - viz Pauliho vylučovací princip), proto i energie celého jádra může nabývat pouze daných hladin. Při štěpení se energie jádra zmenšuje a přebytek energie je buď předáván nově vznikajícím částicím a nebo je vyzářen formou fotonů. Zde Co přechází beta-rozpadem na excitovaný Ni (existují 2 různé cesty), který posléze deexcituje (jeho jádro deexcituje) a vyzáří se fotony.

Vznik γ záření (Tc)



Útlum záření



$$\frac{dI(x)}{dx} = -\mu I(x)$$

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x}$$

$$I(d_{1/2}) = \frac{1}{2} I(0)$$

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

$$\mu_a = \frac{m_{mol} \mu}{N_A \rho}$$

$D_{1/2}$ je polotloušťka a μ je lineární koeficient útlumu. Zavádí se hmotnostní koeficient útlumu, který je nezávislý na hustotě látky a atomový koeficient útlumu, který je nezávislý jak na hustotě tak i na látkovém množství.

Útlum záření

- Foton předává energii částicím látky.
- Energie částic je buď absorbována nebo opětovně vyzářena (rozptýlena).
- Zavádí se koeficient útlumu a koeficient absorpce.

$$\mu_{tr} = \frac{\langle E_{tr} \rangle}{\hbar\omega} \mu$$

$$\mu_{ab} = \frac{\langle E_{ab} \rangle}{\hbar\omega} \mu$$

Pokud lineární koeficient **útlumu** vynásobíme poměrem střední hodnoty absorbované energie a energie původního záření ($\hbar\omega$) dostáváme koeficient **absorpce**. ($\hbar = h/2\pi$)

Koeficienty popisují jak moc je záření utlumeno/absorbováno.

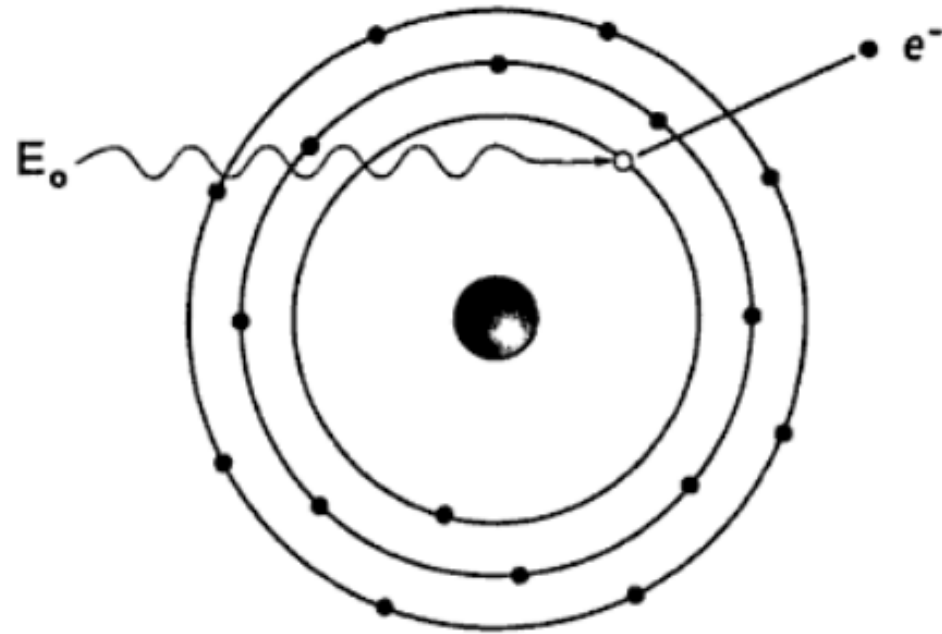
Interakce fotonů

- Fotoelektrický jev
 - Lin. Koeficient útlumu - τ
- Rayleighův rozptyl
 - Lin. Koeficient útlumu - σ_R
- Comptonův jev
 - Lin. Koeficient útlumu - σ_C
- Tvorba elektron-pozitronový pár
 - Lin. Koeficient útlumu - κ

Každý z těchto jevů má svůj vlastní lineární koeficient útlumu, který se podílí na celkovém útlumu záření!!!

Fotoelektrický jev

- Energie fotonu je absorbována elektronem a následně je využita k jeho ionizaci.
- Energie musí být dostatečná k ionizaci.



Fotoelektrický jev

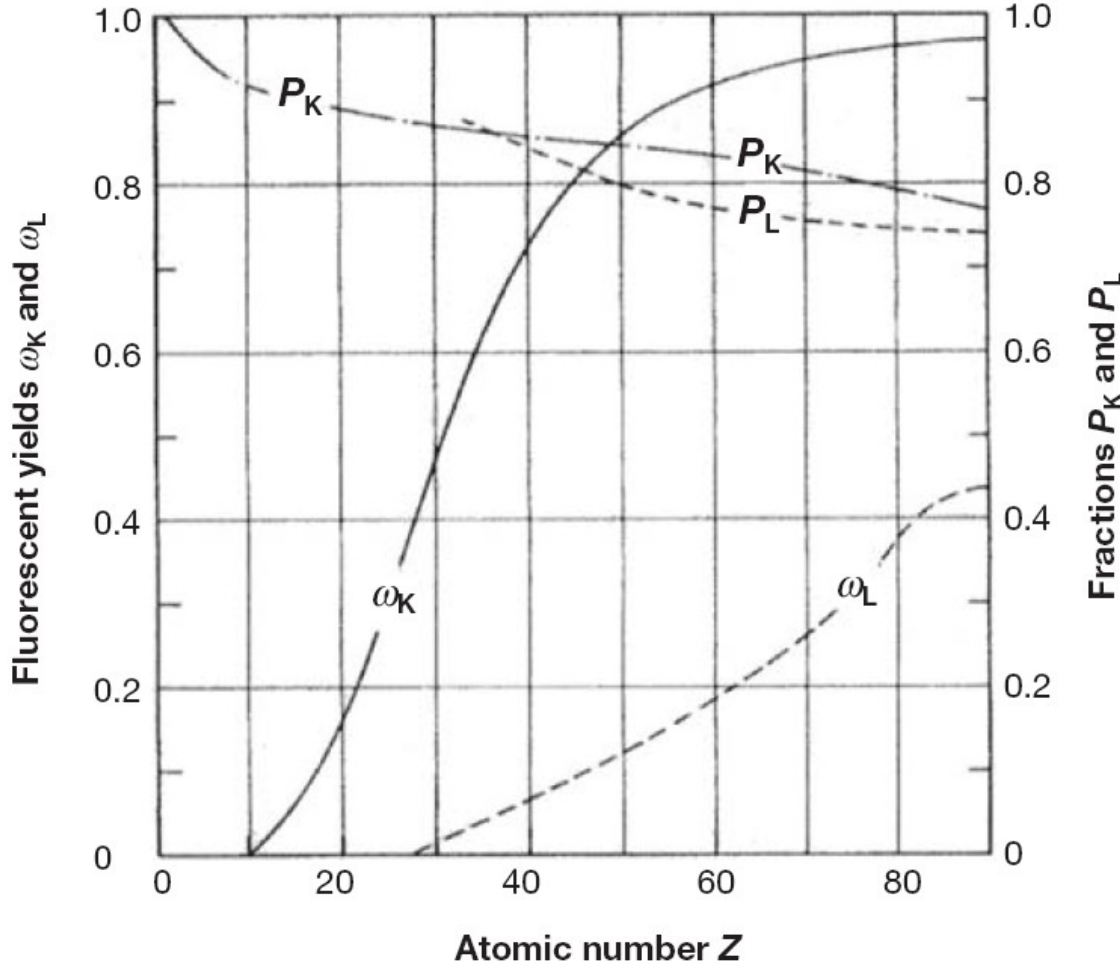
➤ Vnitřní:

- Elektron je vytržen z elektronového obalu.
- Neopouští ovšem látku, ale není vázán na konkrétní atom.
- Stává se z něj vodivostní elektron a podílí se na lepším vedení elektrického proudu látkou, např. polovodiče.

➤ Vnější:

- Elektron je vytržen z el. obalu.
- Opouští látku a je zcela volným.
- Vzniklou „díru“ může zaplnit elektron z vyšší vrstvy a vyzářit foton.
- Vyzářený foton může okamžitě způsobit vnější fotoelektrický jev a vyrazit další (tzv. Augerův) elektron.

Fotoelektrický jev



Fluorescenční výtěžek $\omega_{K(L)}$ udává podíl pravděpodobností emise fotonu a Augerova elektronu při zaplnění dané volné hladiny (K nebo L).

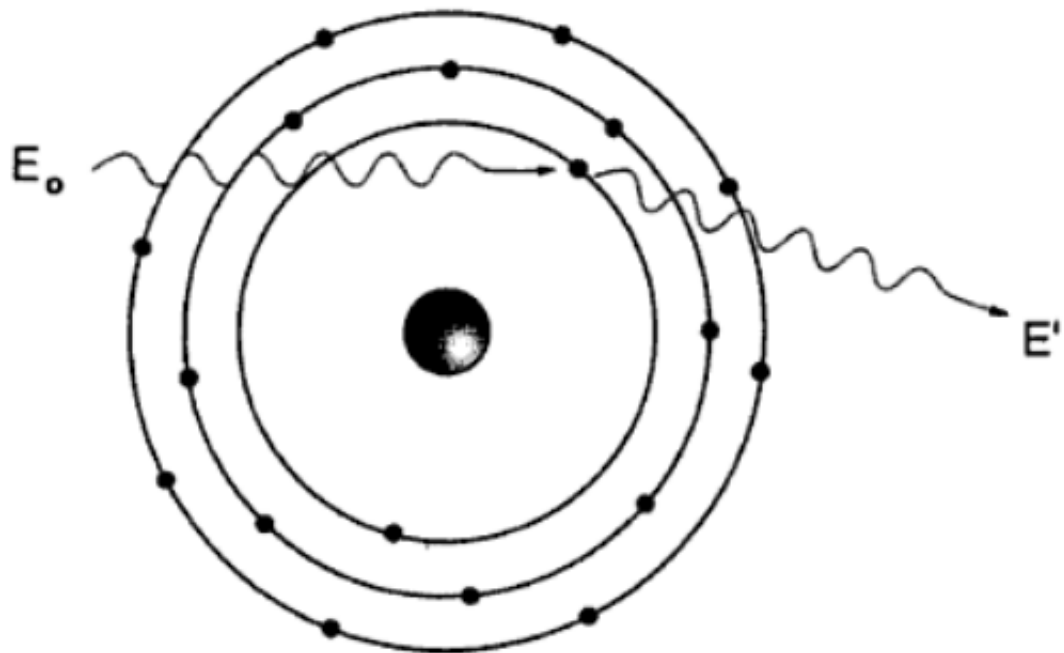
Je patrné, že Augerovy elektrony mají větší pravděpodobnost emise u lehčích atomů. U těžších převažuje fotoemise (pro vrstvu K velmi výrazně). Pro hladinu L je poměr výrazně nižší, takže při absorpci fotonu elektronem z hladiny L je větší pravděpodobnost emise Augerova elektronu než při absorpci na K hladině i pro těžší atomy.

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi$$

$$\left(\frac{E_t}{E_0}\right)_{\parallel} = \frac{2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)}$$
$$E_y = E_0 \sin(k_x x - \omega t)$$
$$S = \frac{1}{A} \frac{dW}{dt}$$

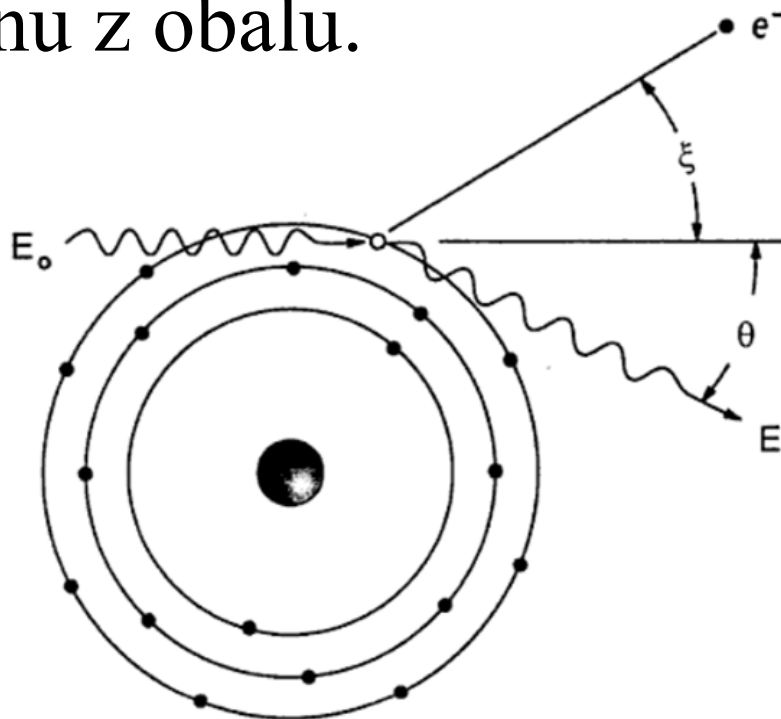
Rayleighův rozptyl

- Foton interaguje s elektronem z obalu.
- Dojde pouze k rozptylu fotonu, což nemá za následek ztrátu jeho energie.



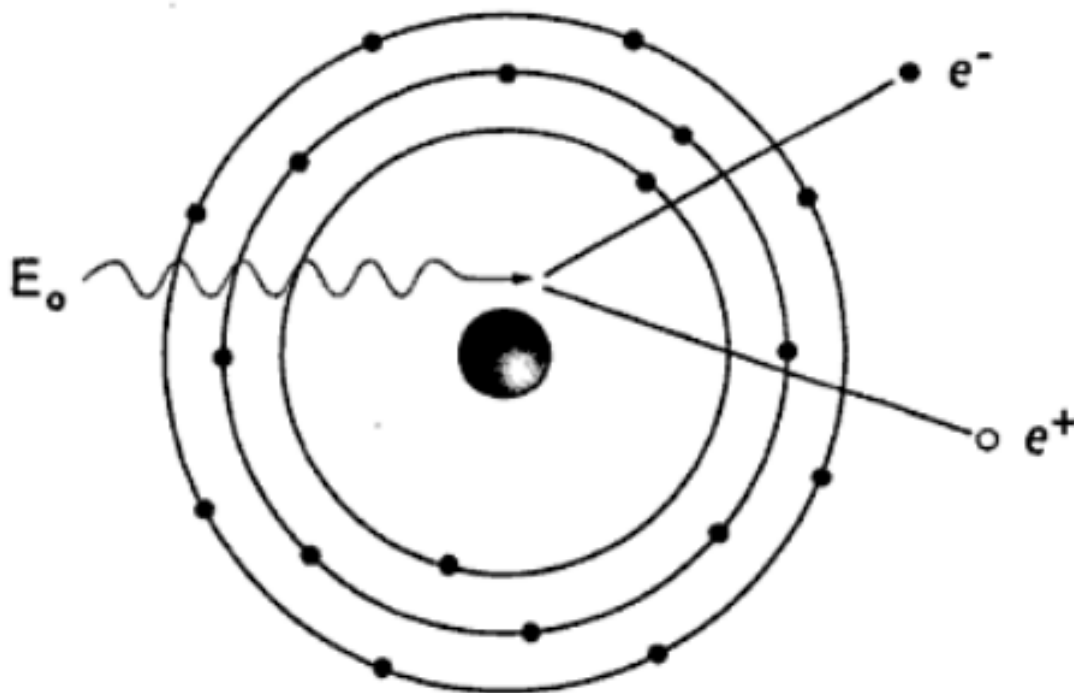
Comptonův rozptyl

- Foton interaguje s elektronem z vyšší vrstvy obalu.
- Dojde k rozptylu fotonu i vyražení elektronu z obalu.



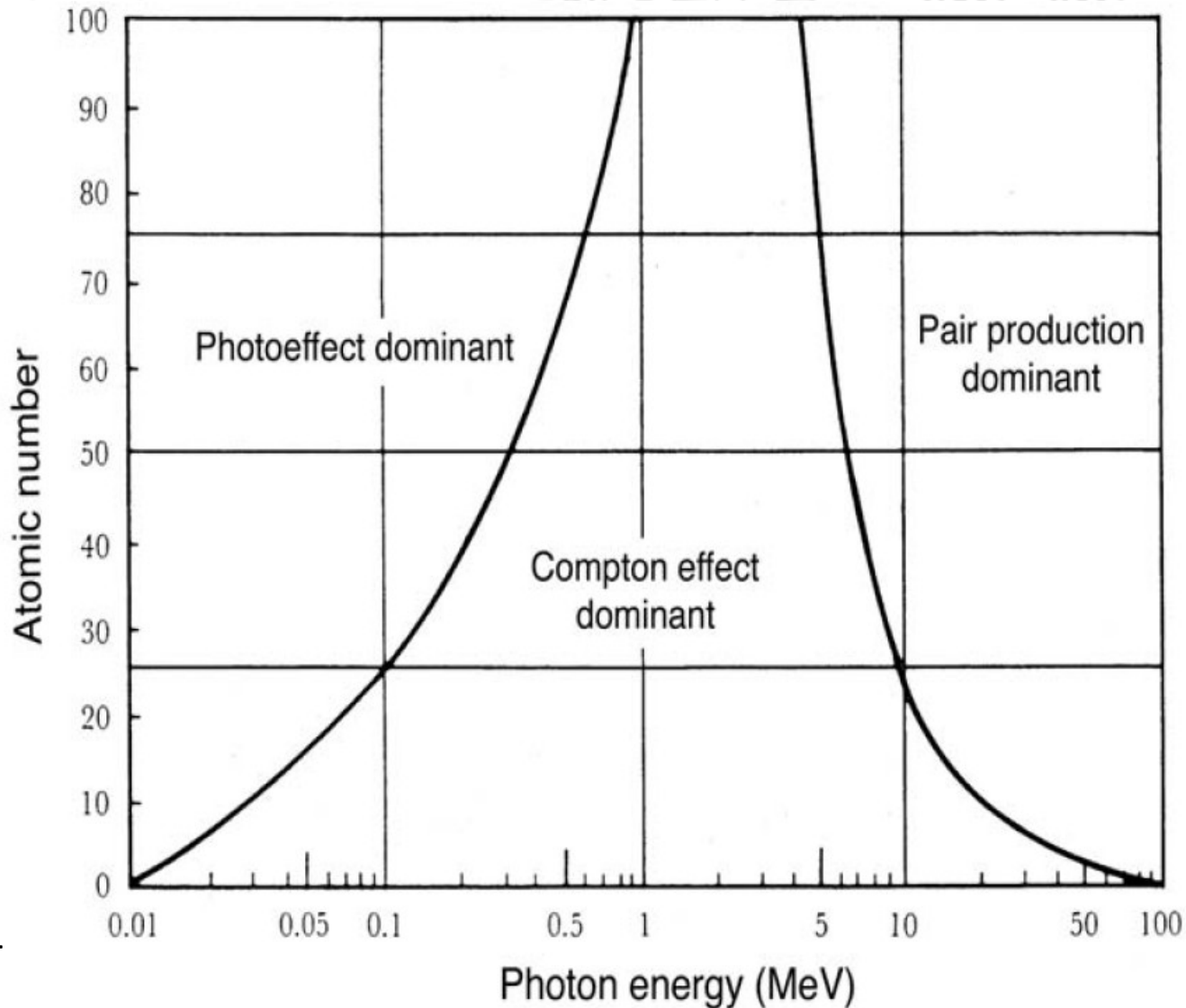
$e^- - e^+$ pár

- V blízkosti těžkého jádra se může foton přeměnit na elektron a pozitron.
- Důkaz, že hmota a energie jedno jest.



Dominance

Graf je rozdělen na 3 oblasti podle dominance daného jevu. Tato dominance je ovlivněna energií dopadajícího fotonu a atomovým číslem atomu na který foton dopadá.



$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V \psi = E \psi$$
$$U_{ef} = U_m$$
$$\vec{B} = \mu_0 \frac{NI\sqrt{2}}{r}$$
$$k = \frac{p^2}{2m} m_0 = \frac{M}{N}$$
$$\lambda = \frac{h}{p}$$
$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{e}} \psi(x)$$
$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int \vec{J} d\vec{s}$$
$$C(s)$$
$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3kTN}{M_m}}$$
$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} F_h$$
$$\left(\frac{E_t}{E_0}\right)_{\parallel} = \frac{2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)}$$
$$E_y = E_0 \sin(k_x x - \omega t)$$
$$S = \frac{1}{A} \frac{dW}{dt}$$

Lin. Koef. útlumu

- Na celkovém lineárním koeficientu útlumu záření se podílejí všechny čtyři interakce.

$$\mu = \tau + \sigma_R + \sigma_C + \kappa$$

- Zavádí se také lineární koeficient absorpce.

$$\mu_{ab} = \tau_{ab} + (\sigma_C)_{ab} + \kappa_{ab}$$

- U Rayleighova rozptylu nedochází k absorpci energie (je to rozptyl).

Ionizující záření

- Je tok částic, které mohou ionizovat atomy či excitovat jádra.
- Rozlišujeme dva typy:
 - Přímě ionizující záření.
 - Nepřímě ionizující záření.

Přímo ionizující z.

- Je tvořeno elektricky nabitými částicemi (α, β^+, β^- -záření, protony...).
- Mohu mít dostatečnou energii k ionizaci atomů.
- Při průchodu absorbuji prostředím dochází k ionizačním ztrátám (záření předává energii okolním částicím), čímž dochází k narušení rovnováhy.

Přímo ionizující z.

- Čím větší hmotnost nebo náboj tím větší je ionizační ztráta.
- Větší ionizační ztráta znamená předání víc energie na malé dráze letu.
- Tudíž záření má malou pronikavost, ale na malé ploše dochází k velkému počtu ionizací.
- Tento stav popisuje veličina lineární přenos energie (L).

Přímo ionizující z.

- Lineární přenos energie (LET) je pro nabitě částice definován vztahem:
$$L = \left(\frac{dE}{dl} \right)$$
- dE vyjadřuje ztrátu energie a dl na jaké dráze k této ztrátě došlo.
- Jak už bylo řečeno, těžké a nabitě částice mají L větší.
- Hustě ionizující záření (velké L).
- Řídce ionizující záření (malé L).

Nepřímo ionizující z.

- Je tvořeno elektricky neutrálními částicemi jako jsou fotony a neutrony.
- Jejich průchod látkou téměř neionizuje prostředí.
- Ovšem po interakci s látkou se mohou uvolnit sekundární, přímo ionizující částice, které již mohou prostředí ionizovat (pokud mají dostatečnou energii).

Veličiny

- Z logiky věci se dělí na čtyři skupiny.
 - Popisující zdroj ionizujícího záření.
 - Popisující ionizující záření v prostoru.
 - Popisující interakci s hmotou.
 - Popisující interakci s živou hmotou.

Veličiny

- U radionuklidů se používá aktivita:

$$A = \frac{dN}{dt}$$

- Jednotka becquerel ($\text{Bq} = \text{s}^{-1}$).

- Odvozené:

➤ Hmotnostní aktivita a_m ($\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$)

➤ Objemová aktivita a_V ($\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}$)

➤ Plošná aktivita a_S ($\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2}$)

Veličiny

- Přeměnová konst. (u radionuklidů):

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad [\lambda] = s^{-1}$$

- Emise zdroje (u umělých zdrojů):

$$N_z = \frac{dN_z}{dt} \quad [N_z] = s^{-1}$$

➤ Počet emitovaných částic za 1 s.

Veličiny

- Ionizující záření v prostoru se dá charakterizovat více veličinami:

- Fluence částic $\Phi = \frac{dN}{da}$ [m^{-2}]

- Příkon fluence částic $\varphi = \frac{d\Phi}{dt}$ [$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]

- Fluence energie $\Psi = \frac{dR}{da}$ [$\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$]

- Příkon fluence energie $\psi = \frac{d\Phi}{dt}$ [$\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]

Fluence částic udává podíl počtu částic dN , které dopadly na plochu da .

Příkon fluence částic již uvažuje i časovou složku a dá se mluvit o „rychlosti fluence částic“

Zbylé dvě veličiny jsou obdobné, jen se nezabývají počtem částic, ale celkovou energií dR , která dopadla na plochu da .

Veličiny

- Pravděpodobnost interakce ionizujícího záření je charakterizována účinným průřezem σ .
- Pokud již k interakci dojde, tak nás zajímá, kolik energie látka absorbuje, což můžeme popsat veličinami dávka (D) a kerma (K).

Veličiny

- Dávka nám udává střední energii nabitých částic absorbovaných v látce:

$$D = \frac{d\langle E \rangle}{dm} \quad [J \cdot kg^{-1}] = [Gy]$$

- Kerma nám popisuje součet kinetických energií nabitých částic, které vznikly nepřímo ionizujícím zářením (fotony, neutrony):

$$K = \frac{dE_{se}}{dm} \quad [Gy]$$

Veličiny

- Okamžitou situaci vystihují kermová případně dávková rychlost:

$$v_D = \frac{dD}{dt} \quad v_K = \frac{dK}{dt} \quad [Gy \cdot s^{-1}]$$

- Připomeňme lineární přenos energie (L), který představuje energii, kterou při zpomalování nabitě částice látka absorbuje.

Veličiny

- Při interakci ionizujícího záření s živou hmotou závisí nejen na dávce, ale také na druhu záření a na tkáni, kterou ionizující záření prochází.
- Existuje několik veličin.
- Dávkový ekvivalent vyjadřuje biologický účinek záření na člověka, které je charakterizováno veličinou L (lineární přenos energie).
- Atd..... příště podrobněji

Konec

WOO
HOO!

