

Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma G$.

škoda že jsem si neopsal zdrojovou adresu, ale doufám že mi čtenář věří že fyzika uvádí → elektron a pozitron dají foton a graviton

$$e^- + e^+ = \gamma^- + \Gamma$$

dosadím tam své „vzorečky“ →

$$\frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^1} \cdot \frac{x^2 \cdot t^1}{x^2 \cdot t^2} = \frac{x^3 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^3} \cdot \frac{x^0 \cdot t^2}{x^1 \cdot t^1} \quad \begin{matrix} 7 & 7 \\ 7 & 7 \end{matrix}$$

????????????????????????????????????

můj starší návrh z r. 2004 byl :

foton je *něco* jako elektron vynásobený dt/t ; a obdobně : graviton je *něco* jako anitkvark \bar{d} vynásobený dt/t

$$(e^-) \cdot \frac{\Delta t}{t} = \frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^1} \cdot \frac{t^1}{t^1} = \gamma \text{ (foton) } \quad \text{-viz moje tabulka leptonů}$$

$$(d^-) \cdot \frac{\Delta t}{t} = \frac{x^0 \cdot t^{4/3}}{x^1 \cdot t^{2/3}} \cdot \frac{t^{2/3}}{t^{1/3}} = g \text{ (graviton) } \quad \text{-viz moje tabulka kvarků}$$

<http://dvouvelicinovyvesmir.wz.cz/f/fa02.doc>

V. Ullmann →

Fotony

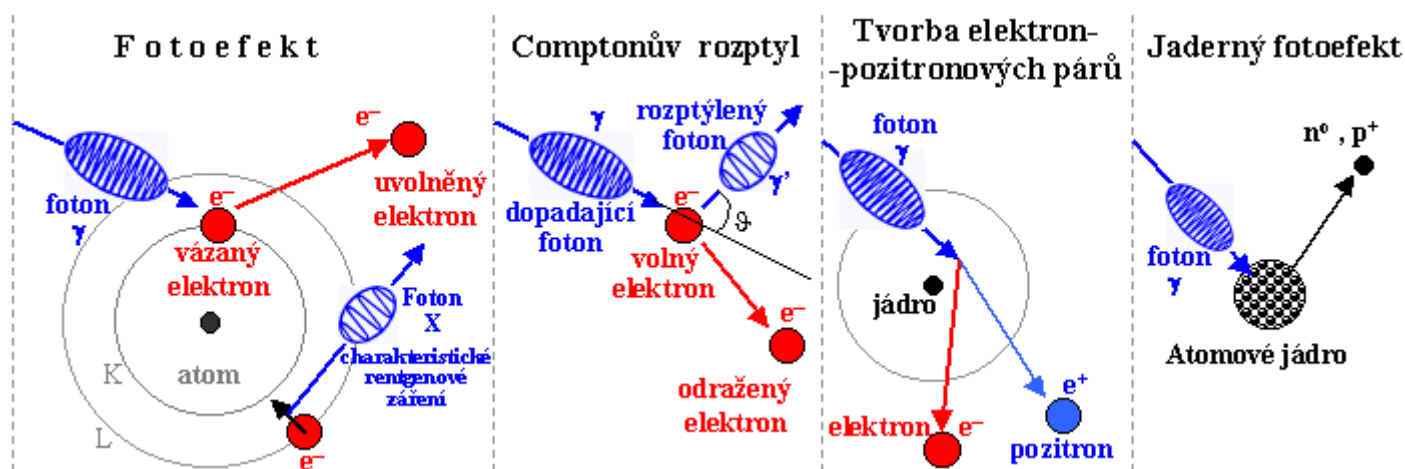
Fotony jsou kvanta elektromagnetického záření. Mají nulovou klidovou hmotnost, pohybují se rychlostí světla, jsou nositeli energie $E = h \cdot \nu$, kde h je Planckova konstanta a ν je

frekvence elektromagnetické vlny o vlnové délce $\lambda = c/v$. Jsou bosony se spinovým číslem 1. Fotony vznikají při všech zrychlených pohybech elektricky nabitých částic (např. brzdné záření), emitují se při **deexcitacích** v atomových obalech a atomových jádrech, kde odnášejí příslušný energetický rozdíl excitovaného stavu. Fotony záření gama dále vznikají při anihilacích pozitronů s elektrony ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$), jakož i v řadě dalších interakcí elementárních částic.

Interakce fotonů středních energií s látkou (fotoefekt, Comptonův rozptyl, tvorba e^-e^+ -párů) jsou popsány v §1.6. Fotony **vysokých energií** mohou svými interakcemi vyvolávat tzv. **fotojaderné reakce**, při nichž jsou z jader vyráženy neutrony, protony, popř. více nukleonů, deuterony, α -částice; nad prahovou energii záření gama asi 140MeV pak při interakci vznikají další částice, např. π -mesony: $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, a pod.

Ionizační procesy

Interakce záření γ a X (pro krátkost budeme v dalším psát jen γ , pro X-záření je situace analogická) s látkou, vedoucí k ionizačním účinkům, může probíhat čtyřmi různými způsoby vyznačenými na obr.1.6.3 (pátý způsob, rezonanční jaderná absorpce - Mösbauerův jev, zde zobrazen není, je však níže podrobně popsán):



Obr.1.6.3. Čtyři způsoby interakce záření gama s látkou.

- **Fotoefekt**

Foton záření γ se "srazí" s elektronem e^- vázaným v atomovém obalu, předá mu **veškerou svou energii a zanikne**. Energie fotonu při tomto absorpčním ději se spotřebuje na uvolnění elektronu z atomového obalu a na kinetickou energii vyraženého fotoelektronu. Elektron který získal tuto energii se uvolní z vazby v atomu a **vyletí** s kinetickou energií $E_e = E_\gamma - E_v$, danou rozdílem energie záření E_γ a vazbové energie E_v elektronu v atomu. Další chování tohoto fotoelektronu e^- je stejné jako u záření β : bude se "cik-cak" pohybovat a odrážet mezi atomy, **ionizovat** je až se nakonec zabrzdí (a příp. zrekombinuje s některým atomem). Na místo "uprázdněné"

po elektronu, který vyletěl fotoefektem, okamžitě přeskočí z vyšší slupky v atomovém obalu elektron, přičemž energetický rozdíl vazbové energie na vyšší a nižší slupce se **vyzáří** ve formě kvanta (fotonu) elektromagnetického záření - vyzáří se **charakteristické rentgenové záření** (pokud je to slupka K, jedná se o čáry $K_{\alpha,\beta}$ o energiích cca 20-80keV u těžších prvků, pro slupku L jsou to čáry $L_{\alpha,\beta}$ o podstatně nižších energiích). Při tomto pochodu však nemusí dojít k vyzaření charakteristického elektromagnetického záření, ale jako alternativní jev může nastat předání energie některému elektronu na vyšší slupce, který se pak uvolní a vyzáří jako tzv. **Augerův elektron**. Tento jev bývá někdy vykládán jako proces *vnitřní konverze* Rentgenova záření, i když podobně jako u vnitřní konverze záření γ jde o *alternativní jev*, při němž se energie předává elektromagnetickou interakcí *přímo*, bez faktického vyzaření fotonu - viz obr.1.2.7 v §1.2 "[Radioaktivita](#)", pasáž "Vnitřní konverze záření gama".

Pro účinný průřez σ_K fotoefektu záření γ o vlnové délce λ na K slupce atomu s protonovým číslem Z platí přibližná závislost $\sigma_K \sim Z^5 \cdot \lambda^{7/2} \sim Z^5/E_\gamma^3$ (platí za předpokladu, že energie E_γ je vyšší než vazbová energie elektronu na této slupce). Pravděpodobnost fotoefektu je tedy úměrná 5.mocnině protonového čísla ozařovaných atomů a nepřímo úměrná 3.mocnině energie fotonů γ či X. A pro látku celkově tato pravděpodobnost roste s hustotou terčových atomů, tj. s hustotou látky ρ . Fotoefekt proto nastává nejčastěji u záření γ s nižšími energiemi a v látkách s velkým protonovým číslem Z . Nejvyšší účinný průřez pro fotoefekt je tehdy, když záření γ má energii jen o málo vyšší než je vazbová energie elektronů E_K na slupce K či E_L na slupce L v atomech dané látky (*rezonanční jev* - viz zářez na grafu na obr.1.6.4). Při energiích γ nad 1-2MeV je pravděpodobnost fotoefektu již minimální.

▪ **Comptonův rozptyl**

Pokud se foton záření γ "srazí" s elektronem buďto volným, nebo jen slabě vázaným (energie fotonu musí být podstatně větší než vazbová energie elektronu v atomu), předá mu jen **část své energie**, pružně se "odrazí" od tohoto elektronu a bude pokračovat ve svém pohybu ve **změněném směru** a s **nižší energií**. Kinematickou analýzou srážky fotonu s volným elektronem, při níž platí zákony zachování energie a hybnosti, lze pro energii $E_{\gamma'}$ kvanta γ' rozptýleného o úhel ϑ vzhledem ke směru primárního dopadajícího fotonu γ s energií E_γ odvodit vztah:

$$E_{\gamma'} = E_\gamma / [1 + (E_\gamma / m_{0e} c^2) \cdot (1 - \cos \vartheta)] ,$$

kde m_{0e} je klidová hmotnost elektronu. Energie rozptýleného fotonu je tedy závislá na úhlu rozptylu - čím větší úhel rozptylu, tím více energie foton ztratí (a tím více jí získá odražený elektron). Pro zpětný rozptyl (tj. $\vartheta=180^\circ$, $\cos \vartheta = -1$) je $E_{\gamma'} = E_\gamma / [1 + (E_\gamma / 0,256)]$ - v MeV.

Elektron se touto "srážkou" urychlí na příslušnou kinetickou energii $E_\gamma - E_{\gamma'}$ a bude ionizovat podobně jako každé jiné záření beta.

Pravděpodobnost Comptonova rozptylu roste s hustotou terčových elektronů v látce, tedy s hmotnostní hustotou látky ρ a protonovým číslem Z ; klesá s rostoucí energií fotonů. Comptonův rozptyl se relativně nejvíc uplatňuje u záření γ středních a vyšších energií a v látkách s nízkým protonovým číslem Z (voda, tkáň).

Pozn.: Comptonův rozptyl v zásadě může probíhat i na atomových jádrech; má však velmi nízký účinný průřez a vzhledem k velké hmotnosti jader je změna energie odraženého kvanta γ též relativně velmi malá. Tento jev se v praxi neuplatňuje, projevuje se jen v korekcích materiálových parametrů, charakterizujících průchod záření γ látkami.

Comptonův rozptyl se může několikrát opakovat, až foton buď opustí látku, nebo ztratí tolik energie, že zaniká fotoefektem na některé z elektronových hladin atomů.

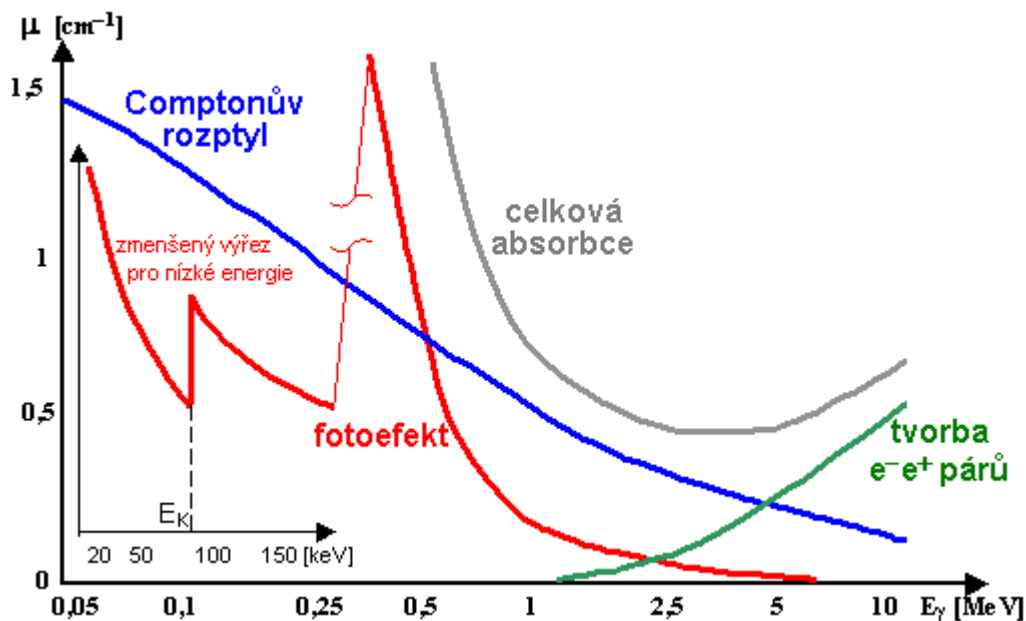
- **Tvorba elektron-pozitronových párů**

Pokud do látky vletí foton záření γ o dostatečně **vysoké energii** (větší než $2 \cdot m_{e^0} c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ - součet klidové energie elektronu a pozitronu, které jsou stejné), pak při svém průletu kolem atomového jádra se může foton γ přeměnit na **dvojici** částic **elektron+pozitron**: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Z této dvojice zůstává (po ionizačním zabrzdění stejným mechanismem jako β^-) v látce jako trvalá částice jen elektron. Pozitron po zabrzdění anihiluje s některým z dalších elektronů za vzniku dvou fotonů záření γ o energii 511 keV, jak již bylo výše zmíněno u záření β^+ .

Samovolná přeměna fotonu záření γ při jeho pohybu ve vakuu na elektron-pozitronový pár není možná z důvodu zákona zachování hybnosti: součet hybností vzniklého elektronu a pozitronu je menší než hybnost dodaná fotonem. Proto je třeba třetí částice, která by přebytek hybnosti přijala; částicí, která přebírá tento přebytek v bilanci hybnosti elektron-pozitronového páru je atomové jádro.

Přeměna fotonu na elektron-pozitronový pár probíhá v bezprostřední blízkosti atomového jádra pod vlivem jeho elektrického pole, takže čím větší bude mít jádro náboj, tím bude větší pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru. Podrobnější výpočty ukazují, že účinný průřez tvorby elektron-pozitronových párů je úměrný Z^2 - druhé mocnině protonového čísla atomů látky.

Proces tvorby elektron-pozitronových párů se nejvíce uplatňuje při vysokých energiích záření γ a u látek s vysokým protonovým (atomovým) číslem.



Obr.1.6.4. Závislost účinného průřezu pro fotoefekt, Comptonův rozptyl a tvorbu elektron-pozitronových párů v olovu na energii záření γ - je vyjádřeno pomocí příslušných příspěvků k lineárnímu absorpčnímu koeficientu μ .

Pro lehčí materiály jsou křivky nižší (menší hodnoty μ), plošší a jakoby posunuty k nižším energiím; relativně nejvíce snížen je podíl fotoefektu.

- **Jaderný fotoefekt (fotojaderná reakce)**

Pokud mají kvanta záření γ dostatečně **vysokou energii** (větší než je vazbová energie nukleonů v jádře, nejméně cca 2,5 MeV), mohou vyvolat přímo v jádře **jadernou reakci** (viz §1.3), při níž je z jádra vyražen neutron či proton: fotojaderné reakce (γ, n), (γ, p); při velmi vysokých energiích γ popř. i více částic: ($\gamma, 2n$), (γ, np), ($\gamma, 2p$), ($\gamma,$

α). Nejjednodušší fotojadernou reakcí je vyražení neutronu z jádra deuteria $\gamma + {}^2\text{H}_1 \rightarrow \text{p} + \text{n}$ (tj. jeho rozštěpení na proton a neutron), která má prahovou energii 2,23 MeV. Pro těžší jádra je ke vzniku fotojaderné reakce potřeba zpravidla podstatně vyšší energie záření γ . Výsledné jádro po fotojaderné reakci může být radioaktivní - říkáme, že dochází k tzv. **gama-aktivaci**.

Při ozáření těžkých jader v oblasti transuranů (jako je ${}^{238}\text{U}$) tvrdým zářením γ o energii vyšší než 15MeV, může dojít k **fotoštěpení** takových jader na dva fragmenty - středně těžká jádra z prostředku Mendělejevovy tabulky, podobně jako při jejich štěpení spontánním či účinkem neutronů.

Při velmi vysokých energiích záření gama, přesahujících $\approx 150\text{MeV}$, pak již dochází k **produkci nových elementárních částic** (jako jsou π -mezony, při ještě vyšších energiích pak i K-mezony a hyperony), jak je podrobněji zmíněno v §1.5 "[Elementární částice](#)".