

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Josef Šilar
Scintilační detektory

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 5 (1960), No. 1, 65--74

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137066>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1960

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

SCINTILAČNÍ DETEKTORY

JOSEF ŠILAR

Tesla-Liberec, Výzk. závod

Přemyšlení u Prahy

1. Úvod

Scintilační detektory představují svými vyjímečně dobrými vlastnostmi jedny z nejdůležitějších přístrojů používaných v nukleární fyzice pro detekci radioaktivního záření.

Vhodná volba detekčního prostředí — scintilátoru — umožňuje detekovat s vysokou účinností všechny druhy radioaktivního záření. Největším praktickým přínosem scintilačních detektorů je podstatné zvýšení detekční účinnosti pro záření gama oproti jiným detektorům. Zatím co běžné GM počítače — které byly do nedávna považovány za nejcitlivější přístroje pro detekci radioaktivního záření — detekují záření gama s účinností kolem 1%, dosahujeme u scintilačních detektorů bez obtíží detekčních účinností 30—60krát vyšších.

Tato vlastnost scintilačních detektorů podmníla řadu aplikací scintilačních detektorů v nejrůznějších oborech. V lékařství se scintilační detektory skvěle uplatnily v řadě diagnostických měření, kde umožnily podstatné snížení aktivit značkových látek, podávaných pacientům.

V radiologii, v radiochemii, v hutnictví a průmyslu se scintilační detektory uplatňují zejména ve stopovací technice.

Vysoce citlivé scintilační detektory záření gama došly použití ve vyhledávání uranových a thoriových rud; extrémně citlivé přístroje umožňují i leteckou prospekci. Speciálně konstruované scintilační sondy mohou být spouštěny do geologických vrtů a podle jejich údajů lze usoudit na složení horniny nebo na přítomnost ložisek nafty.

Širokého použití došly velkoplošné scintilační detektory záření alfa v preventivní ochraně pracovníků. Vysoká detekční účinnost 80—100% a extrémně nízké pozadí umožňují u těchto přístrojů měřit aktivitu hluboko pod přípustnou normou.

Bezokénkové scintilační detektory jsou používány pro přesnou detekci nebo i spektrální analýsu záření alfa. Detekční účinnost těchto detektorů je 100%.

Scintilační detektory v koincidenčním zapojení jsou často používány k účinné detekci nízkooenergetického záření beta. (C^{14} , H^3 , S^{35} ...). Oproti jiným způsobům detekce zaručují 4π detekční úhel a nevyžadují náročnou přípravu měřeného preparátu. Koincidenčním detektorem můžeme detekovat až 80% všech rozpadů isotopu C^{14} s maximální energií částic beta 156 KeV.

Spojení práškových scintilátorů s bórovými sloučeninami umožňuje na principu $n \rightarrow \alpha$ nukleárních reakcí účinnou detekci pomalých neutronů. Pro detekci rychlých neutronů jsou používány kombinace látek s velkým obsahem vodíku a scintilátoru detekujícího s velkou účinností protony.

Vysoká detekční účinnost není jediným přínosem scintilačních detektorů. V principu jsou scintilační detektory proporcionalní počítače. Za jistých předpokladů je výška impulsu na výstupu detektoru přímo úměrná energii absorbované scintilátorem. Je-li v scintilátoru pohlcena všechna energie jednotlivých částic radioaktivního záření, pak je výška impulsu úměrná energii nukleární částice nebo kvanta. Rozložení výšek napětových impulsů na výstupu detektoru je úměrné rozložení energií absorbovaných částic. Zatím co

ve spektrometrii záření alfa a beta byly vyvinuty kvalitní přístroje na jiném principu, ve spektrometrii záření gama znamená aplikace scintilačních detektorů značné zlepšení.

Významné zlepšení měřicí techniky — zvláště v základním nukleárním výzkumu — představuje vysoká rozlišovací schopnost scintilačních detektorů. Při výběru vhodných součástí a zapojení dostáváme přístroj, umožňující měření extrémně krátkých časových intervalů, řádově 10^{-9} až 10^{-10} vteř.

Vysoká rozlišovací schopnost scintilačních detektorů umožňuje měření intenzit radioaktivního záření v širokém rozmezí, aniž by při vysokých intenzitách nastávaly větší scintilační chyby. Rozlišovací schopnost scintilačního detektoru je teoreticky dána zhášeací dobou scintilátoru, která je u anorganických krystalů 10^{-5} — 10^{-7} sec. a u organických scintilátorů 10^{-8} — 10^{-9} sec.

Princip scintilačního detektoru umožňuje takřka neomezené aplikace přístroje v nejrůznějších oborech. Na tomtéž principu byly sestaveny jak detektory se scintilátorem o objemu několika mm^3 (tzv. „jehlové“ detektory), tak detektory o detekčním objemu několika set litrů. Malé scintilátory, které jsou zpravidla s fotokatodou fotonásobiče opticky spojeny světlovodičem je možno zavádět do dutin lidského těla nebo při malých průměrech i do otevřené tkáně.

Scintilačními detektory s velkým objemem scintilátoru můžeme detekovat přirozenou aktivitu zvířecích nebo i lidských těl. Scintilátor obklopuje zpravidla válcový tunel, do něhož je vsunut měřený objekt.

2. Historický přehled

Rozvoj scintilačních detektorů byl vázán na vývoj fotonásobičů. První pokusy detekovat scintilace buzené $\text{ZnS}(\text{Ag})$ zářením alfa pomocí fotonásobiče byly provedeny v roce 1945. Uspořádání se sirníkem zinečnatým, aktivovaným stříbrem, a fotonásobičem v proudovém zapojení umožnilo jen hrubou indikaci záření alfa.

Aby se scintilační technika mohla rozvinout v celé šíři, bylo nutno vedle klasických práškových fosforů jako $\text{ZnS}(\text{Ag})$, CaWO_4 atd. najít další luminiscenční látky, které by umožnily účinnou detekci záření beta a gama.

Prvním krokem k tomu bylo zjištění, že uměle vyrobené krystaly naftalinu scintilují po dopadu záření beta a gama. (Kallmann 1947.) Tyto scintilace bylo možno tehdejšími ještě nedokonalými fotonásobiči detekovat.

O rok později — v roce 1948 — bylo dokázáno, že krystaly antracenu dávají za stejných podmínek 5krát intenzivnější scintilace než krystaly naftalinu.

V tomtéž roce byly uměle vyrobeny anorganické krystaly, které umožnily o mnoho zvýšit detekční účinnost pro záření gama oproti organickým krystalům. Z těchto látek se nejlépe osvědčil jodid sodný, aktivovaný thaliem. Velká hustota a vysoký průměr atomového čísla tohoto scintilátoru zajišťují vysokou absorpci záření gama.

Rozsáhlým výzkumem v oboru luminiscenčních látek byla objevena řada vhodných látek pro scintilační techniku.

Značný význam pro některé aplikace mají kapalné a plastické scintilátory vyvinuté v dalších letech.

Současně s vývojem účinných scintilátorů byly zlepšovány vlastnosti fotonásobičů s ohledem na požadavky scintilační techniky.

V současné době je ve vývoji a výrobě několik desítek typů fotonásobičů různých velikostí a vlastností. Jednotlivé parametry (jako např. citlivost fotokatody, zesílení, stabilita, rozlišovací schopnost atd.) jsou neustále zdokonalovány.

3. Princip scintilačního detektoru

Funkce scintilačního detektoru zahrnuje několik procesů

1. absorpci energie detekovaného záření scintilátorem
2. převod absorbované energie na fotony emisního spektra
3. soustředění vzniklých fotonů na fotokatodu fotonásobiče
4. absorpci fotonů fotokatodou a emise fotoelektronů
5. násobení elektronů zesilovacím systémem fotonásobiče.

Na obr. 1 je schematicky zachycen postup jednotlivých dějů.

Zdroj záření gama vyzařuje kvanta gama. Některá z nich jsou v scintilátoru převedena na vysokoenergetické elektrony. Elektrony ionisují a vybudí molekuly scintilátoru do vyšších energetických hladin. Po návratu vybuděných molekul do základního stavu je část absorbované energie vyzařena ve formě fotonů; vzniká scintilace.

Fotony vyletují z místa vzniku scintilace všemi směry. Část dopadá přímo na fotokatodu fotonásobiče, část je reflektována na povrchu krystalu směrem k fotokatodě, zbytek je reabsorbován scintilátorem nebo absorbován na jeho povrchu a dalšího děje se nezúčastní.

Fotony, které dopadnou na fotokatodu, vyvolávají s určitou pravděpodobností z fotokatody nízkoenergetické elektrony. Ty jsou fokusovány elektrooptickým systémem na první dynodu zesilovacího systému a pak postupně násobeny na dalších zesilovacích stupních. Výsledný náboj vytvoří na rozptylové kapacitě anody fotonásobiče napěťový impuls, který můžeme dále zpracovat běžnými elektronickými zařízeními.

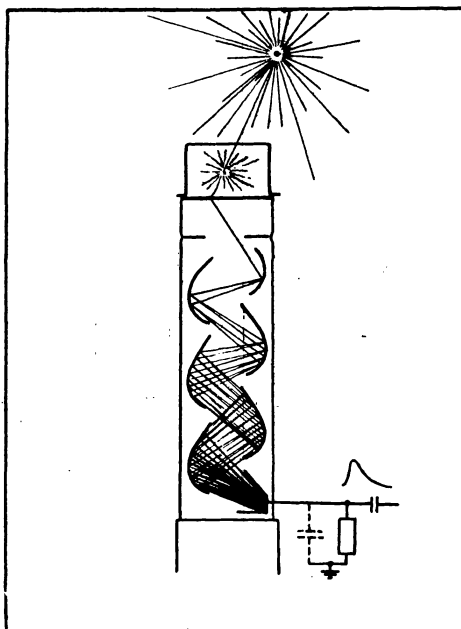
Pro lepší názor je na schématu zachycen případ jednoelektronového impulsu (z fotokatody byl vyražen jediný elektron) při koeficientu sekundární emise všech zesilovacích stupňů rovném dvěma.

Všechny procesy, vystupující při detekci radioaktivního záření scintilačním detektorem, ovlivňují základní charakteristiky celého detektoru. Nevhodná volba součástky, špatně volené geometrické uspořádání, neúčinný elektrooptický systém atd. mohou vést k podstatnému zhoršení vlastností přístroje. Záleží proto jak na výběru co nevhodnějších součástí, tak na konstrukci přístroje, aby výsledné charakteristiky celého detektoru byly co nejlepší.

3.1 Absorpce energie radiativního záření scintilátorem

3.1.1 Absorpce energie elektricky nabitých částic.

Ztráta energie elektricky nabitých nukleárních částic při průchodu hmotou je způsobena interakcí elektrického pole pohybující se částice s elektrickou strukturou prostředí. Tato interakce se projevuje zabrzděním nukleární částice a předáváním energie elektronům;



Obr. 1. Schéma scintilačního detektoru.

ty se mohou dostat na vyšší energetické hladiny nebo získat energii vyšší než je ionizační potenciál a odtrhnout se od atomu.

Neelastickou srážkou — případ, kdy energie je předána elektronové struktuře detekčního prostředí — ztrácí nukleární částice převážnou část energie, není-li energie částice velká ve srovnání s hmotou Mc^2 — kde M je hmota částice.

U částic, jejichž $E \gg Mc^2$, přistupuje další způsob ztráty energie tzv. brzdným zářením, které má charakter elektromagnetického záření.

Brzdným zářením a elastickou srážkou, která se uplatňuje jen u těžkých částic, ztrácejí elektricky nabitá částice (elektrony, protony, částice alfa) o středních energiích poměrně malou část své energie.

Praktický význam ve většině případů má proto jen ionisace prostředí. Na tvorbu iontového páru v plynu ztrácí částice energii kolem 30 eV; v kapalinách nebo pevných látkách je třeba k odtržení elektronu přibližně 5 eV. Ionisací ztrácí elektricky nabitá částice spojitě svou energii. Délka dráhy, kterou částice ve hmotě proběhne, než ztratí všechnu energii, je dána energií částice, jejím druhem (elektron, proton, částice alfa, atd.) a hustotou hmoty.

Doběh pro částice alfa v oboru 0,1–10 MeV v různých plynech za normálních podmínek (15°C a 760 mm Hg) udává tabulka 1.

Tabulka 1

Doběh částic alfa v různých plynech.

E_{alfa} MeV		0,1	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	5,3	7,0	10,0
R cm při 15°C a 760 mm Hg	vzduch	0,1	0,3	0,5	1,0	1,67	2,5	3,52	3,85	5,9	10,6
	H ₂	0,3	0,88	1,9	3,87	7,1	11,05	16,0	17,6	17,8	51,5
	CH ₄	—	0,3	0,5	1,06	1,85	2,73	3,88	4,28	6,55	12,4
	A	—	—	0,5	1,1	1,88	2,78	3,80	4,18	6,36	10,9

Tabulka 2

Srovnání doběhu částic alfa ve vzduchu, biologické tkáni a v hliníku.

E_{α} (MeV)	Vzduch R (cm)	Biologická tkáň R (mikrony)	Hliník R (mikrony)
4	2,5	31	16
4,5	3,0	37	20
5	3,5	43	23
5,5	4,0	49	26
6	4,6	56	30
6,5	5,2	64	34
7	5,9	72	38
7,5	6,6	81	43
8	7,4	91	48
8,5	8,1	100	53
9	8,9	110	58
9,5	9,8	120	64
10	10,6	130	69

V kapalinách nebo tuhých látkách činí doběh částic alfa v oboru energií od 4–10 MeV řádově desítky až stovky mikronů.

Tabulka 2 podává srovnání doběhu částic alfa ve vzduchu, biologické tkáni a hliníku.

Elektrony při daleko menší hmotě a při polovičním náboji oproti částicím alfa mají podstatně větší doběh. U elektronů o středních energiích (0,1–5 MeV) je obor doběhů v organických látkách řádově od desetin do desítek mm. (Viz tab. 3).

Tabulka 3

Doběh elektronů v hliníku, ve vodě a ve vzduchu

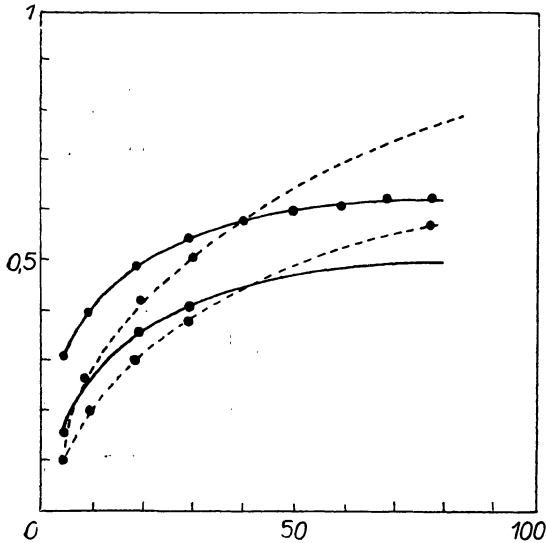
Maximální energie částic β E (MeV)	Hliník		Tkáň nebo voda R_β (mm)	Vzduch R_β (cm)
	R_β (mg/cm ²)	R_β (mm)		
0,01	0,16	0,0006	0,002	0,13
0,02	0,70	0,0026	0,003	0,52
0,03	1,50	0,0056	0,018	1,12
0,04	2,60	0,0096	0,030	1,94
0,05	3,90	0,0144	0,046	2,91
0,10	14,00	0,0500	0,158	10,10
0,50	160,00	0,5970	1,870	119,00
1,00	410,00	1,5200	4,800	306,00
1,50	670,00	2,4700	7,800	494,00
2,00	950,00	3,5100	11,100	710,00
2,50	1220,00	4,5200	14,300	910,00
3,00	1500,00	5,5000	17,400	1100,00
5,00	2540,00	9,4200	29,800	1900,00
10,00	5200,00	19,2000	60,800	3900,00
20,00	10500,00	39,0000	123,000	7800,00

Porovnání doběhu elektronů, protonů a částic alfa o stejných energiích v organickém scintilátoru-antracenu je zachyceno na obr. 2. Z obrázku vidíme, že pro totální absorpci energie elektricky nabitých částic stačí poměrně slabá vrstva organického scintilátoru, což po konstrukční stránce lze lehce splnit.

Totální absorpce energie detekovaných částic není nutná; v některých případech volíme tloušťku scintilátoru vědomě daleko menší než je doběh detekovaných částic. Příkladem takového uspořádání je použití velmi slabé (několik desítek mikronů) vrstvičky antracenu při detekci záření alfa v silném pozadí záření beta. Částice beta ztrácejí v scintilátoru jen malou část své energie; tím i intenzita scintilací je značně snížena.

K účinné detekci záření alfa a protonů používáme vrstviček práškových scintilátorů, (většinou ZnS(Ag)) o hmotě 7 mg/cm² do 25 mg/cm² podle druhu a energie detekovaných částic. Nezáleží-li nám na zachování extrémně nízkého pozadí detektoru nebo chceme-li provádět spektrometrická měření, můžeme použít slabé destičky vyřiznuté z krystalů KI(Tl) nebo lépe z CsI(Tl).

Při detekci záření beta jsme omezeni na použití organického scintilátoru. Dopadají-li částice beta na hmotu, je část částic zpětně rozptýlena. Koeficient rozptýlení závisí na energii dopadajících částic a podstatně na atomovém čísle absorbující látky. Se zvyšujícím se atomovým číslem scintilátoru roste procento zpětně rozptýlených elektronů a detekční účinnost přístroje klesá. Ztráty dosahují až 80%.



Obr. 2. Doběh elektronů, protonů a částic alfa v antracenu.

Energie vyražených protonů neutrony o energiích $E_n < 14$ MeV je dána vztahem

$$E = E_n \cdot \cos^2 \vartheta .$$

Sraží-li se neutron s jádrem o hmotě M -krátě větší než hmota neutronu, předá mu energii

$$E_M = \frac{4ME_n}{(1+M)^2} \cdot \cos^2 \vartheta .$$

Proces detekce může proběhnout ve dvou různých látkách, v jedné – zpravidla organické látce bohaté na vodík – vznikají protony o určité energii a v druhé protony ztrácejí svou energii ionisací a umožňují tak detekci.

V scintilační technice jsou vyvinuty systémy jak s oddělenými látkami (prokládané vrstvy organické látky a anorganického scintilátoru), tak homogenní detekční prostředí, v němž protony vznikají a jsou zároveň i detekovány. (Organické scintilátory nebo homogenně rozptýlený práškový scintilátor v organické látce.)

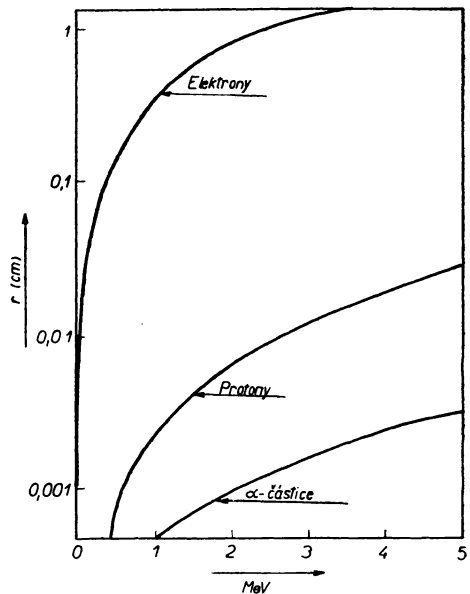
Termické neutrony snadno pronikají do atomových jader. Je-li neutron jádrem zachycen, vznikne jádro s nadbytkem energie. Tato může být okamžitě vyzářena ve formě elektricky nabitých částic

Na obr. 3. je zachycena procentuální závislost zpětně rozptýlených elektronů na atomovém čísle rozptylující látky pro elektrony isotopů P^{32} a pozitrony emitované isotopem Na^{22} .

Elektricky nenabitě částice (neutrony) a elektromagnetické záření (záření-X a záření gama) nemohou ionisovat prostředí, ve kterém se pohybují, přímo. Detekce takového záření je proto podmíněna některým druhem interakce nebo nukleární reakce nenabitě částice nebo kvanta s hmotou, při které vzniká jedna nebo i několik elektricky nabitých částic.

Detekce rychlých neutronů je založena na elastické kolisi neutronu s jádrem vodíku.

Účinný průřez pro rozptyl neutronů na protonech a deuterech udává tabulka 4.



Obr. 3. Zpětný rozptyl elektronů na hmotě.

nebo kvanta gama. Nově vzniklá jádra mohou být radioaktivní a mohou vyzářit další radioaktivní záření.

Podle toho, jaké záření vznikne po zachycení neutronu, rozeznáváme několik druhů nukleárních reakcí:

Tabulka 4

Účinný průřez pro rozptyl neutronů na protonech a deutronech.

E_r (MeV)	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	14
σ_p barn (10^{-24} cm ²)	9,6	6,5	4,5	3,0	1,6	0,68
σ_α barn	3,8	3,4	3,1	2,5	1,5	—

$n - p$ a $n - \alpha$, při kterých vznikají protony a částice alfa,

$n - \gamma$, při kterých jsou atomovými jádry emitována kvanta gama,

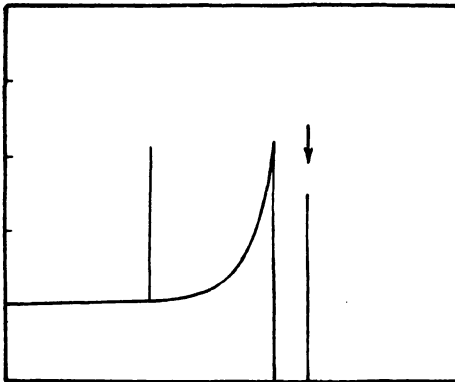
$n - 2n$, při této reakci dostáváme nestabilní jádro, a

štěpení jádra, při kterém se jádro rozpadá na dvě nebo více částí a větší počet elektricky nabitých částic o vysoké energii.

Nejčastěji používané isotopy pro detekci neutronů jsou: Li⁶, B¹⁰, O¹⁸, S³², Cd¹¹³, In¹¹⁵. Reakce, které probíhají při zachytu neutronu jádrem ukazuje tab. 5.

Zmíněné isotopy jsou v scintilační technice používány v různých formách. Velmi často je připravována opticky účinná směs látek s obsahem zvoleného isotopu s účinným scintilátorem pro detekci vzniklého druhu částic (např. kyselina boritá s práškovým ZnS(Ag)).

Někdy jsou isotopy, v nichž probíhá nukleární reakce komponentou hmoty účinného scintilátoru (např. LiI, ZnS(Ag), krystal antracenu) nebo jsou ve formě vhodné chemické sloučeniny rozpuštěny v kapalném nebo plastickém scintilátoru. V těchto případech dostáváme vysokou detekční účinnost pro vzniklé radioaktivní záření.



Obr. 4. Schematické rozložení energií vzniklých elektronů.

Nelze-li použít těchto způsobů, detekuje se běžnými detektory neutrony indukované aktivity ve foliích zvolené látky.

Při tomto způsobu umožňuje existence prahových energií pro řadu nukleárních reakcí hrubé určení rozložení energií neutronového zdroje. (Tab. 6.)

Pro kvanta-X a záření- γ známe 3 způsoby, kterými nastává interakce s elektronovou strukturou hmoty a při nichž energie kvant je převedena na elektrony a jejich kinetickou energii.

Jsou to:

a) Fotoelektrická absorpce, při níž je elektron vyražen z K nebo L slupky atomu s energií $E = E_k$, kde E_k je vazební energie elektronu. Atom se tak do-

stane do excitovaného stavu při vyzáření kvanta X . Kvantum X je s velkou pravděpodobností hustým prostředím scintilátoru současně s elektronem absorbováno fotoefektem, a tak celá energie průměrného kvanta gama je detekčním prostředím absorbována.

Tabulka 5
Nukleární reakce.

Isotop	Percentuální zastoupení	Reakce	Energetický práh	σ tepelný	Poznámky
B ¹⁰	18,83	(1) B ¹⁰ + n → α + Li ⁷ + 2,78 MeV	—	3,7705	σ _v = 1,61 ± 0,2 Barn. metr/μsec (0,01 — 1.000 eV)
		(2) B ¹⁰ + n → α + Li ^{7*} + 2,34 MeV Li ^{7*} → Li ⁷ + 0,44 MeV γ			
Li ⁶	7,30	Li ⁶ + n → α + H ³ + 4,80 MeV	—	902b	$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 0,075$ pro tepelné neutrony E _n MeV 0,5 2 3 4 $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ 0,3 1,5 2 1
N ¹⁴	99,63	N ¹⁴ + n → p + C ¹⁴ + 0,628 MeV	— 0,3 MeV	1,75b —	1/ν pro E _n až k 15 eV
		N ¹⁴ + n → α + B ¹¹			
S ³²	95,06	S ³² + n → p + P ³²	~ 1 MeV (σ = 0,012b) ~ 1,16 MeV	— —	E _n 2 3 4 6 MeV σ _{n,p} 0,01 0,22 0,43 0,4b σ _{n,α} 2,9b
		S ³² + n → α + Si ²⁸			
C ¹²	98,89	C ¹² + n → C ¹¹ + 2n C ¹¹ rozpad s emisí pozitronu, 0,97 MeV E _{max} , poločas 20 min.	20,4	—	E _n 90 MeV σ 0,02b
In ¹¹⁵	95,84	In ¹¹⁵ + n → In ¹¹⁶ + (E _{max} 8,2 MeV) 54 min. poločas In ¹¹⁶ 13 min. poločas I _r ¹¹⁶	— —	145b 52b	Resonance při 1,4; 3,8; a 9 eV v pětiroz, prvcích

Tabulka 6

Energetický práh pro různé materiály.

Isotop	Be ⁹	H ²	Li ⁶	Cd ¹¹³	Li ⁷	Bi ²⁰⁹
Percentuální zastoupení	100	0,015	7,5	12,3	92,5	100
E_p (MeV)	1,67	2,23	5,35	6,55	7,15	7,4

b) Comptonův rozptyl, při němž primární kvantum je rozptýleno volně vázaným elektronem, kterému předá část své energie. Energie sekundárního kvanta je dána vztahem

$$E'_\gamma = \frac{mc^2 E_\gamma}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos \vartheta)}$$

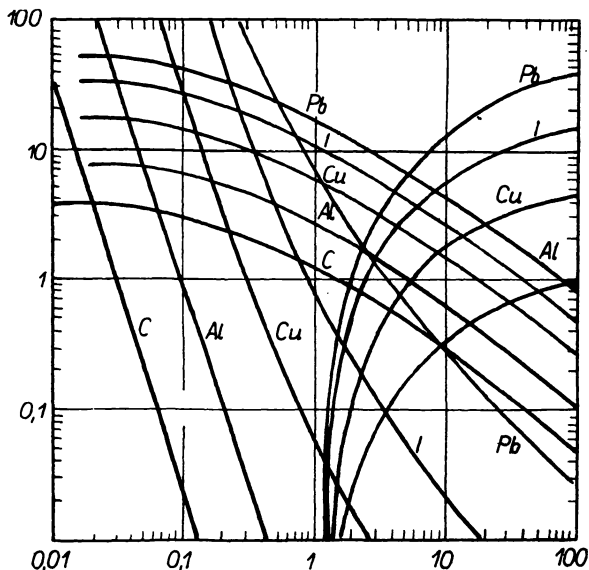
c) Tvorba dvojic, při níž se kvantum gama o minimální energii 1,02 MeV mění ve dvojici elektron-positron v blízkosti atomového jádra. Kinetická energie páru je dána vztahem

$$E_\gamma = 2mc^2.$$

Schematicky je rozložení energií vzniklých elektronů všemi třemi procesy znázorněno na obr. 4.

Účinné průřezy pro fotoelektrickou absorpci, Comptonův rozptyl a tvorbu dvojic jsou vyneseny v závislosti na energii pro několik látek na obr. 5.

Zatím co u elektricky nabitých částic lze dosáhnout 100% detekční účinnosti, u záření gama může být detekována jen část na scintilátor dopadajícího záření. Jak velká část záření je absorbována scintilátorem, závisí na absorpčním koeficientu, na tloušťce scintilátoru a na tvrdosti záření.



Obr. 5. Účinné průřezy pro fotoelektrickou absorpci.

Část absorbovaných částic je dána vztahem:

$$f = 1 - e^{-kd},$$

kde $K = K_{\text{fot}} + K_o + K_{\text{t.d.}}$ je celkový absorpční koeficient, d tloušťka scintilátoru. Všechny tři absorpční koeficienty jsou závislé jak na energii dopadajících kvant, tak na hustotě a atomových číslech komponent absorbující látky.

Známe-li jednotlivé absorpční koeficienty některé látky pro danou energii záření gama, můžeme podle přibližných vzorců určit absorpční koeficienty libovolné látky:

$$K_{\text{tot}} = \left(\frac{K_{\text{pt } o} A_o}{Z_o^{4,1}} \right) \cdot \rho \cdot \frac{Z^{4,1}}{A}, \quad K_o = \left(\frac{K_{o o} A_o}{Z_o} \right) \rho \cdot \frac{Z}{A},$$
$$K_{\text{t.d}} = \left(\frac{K_{\text{t.d } o} A_o}{Z_o^3} \right) \rho \cdot \frac{Z^3}{A},$$

kde hodnoty s indexem *o* patří látce se známými koeficienty.

(Dokončení)