



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA CHEMICKÁ

FACULTY OF CHEMISTRY

ÚSTAV CHEMIE MATERIÁLŮ

INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE

**KOMPOZITNÍ MATERIÁLY SE ZVÝŠENÝM KOEFICIENTEM
LINEÁRNÍHO ZESLABENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ**

COMPOSITE MATERIALS WITH ENHANCED COEFFICIENT OF LINEAR ATTENUATION OF IONIZING
RADIATION

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Kamil Novotný

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Mgr. František Kučera, Ph.D.

BRNO 2023

Zadání diplomové práce

Číslo práce: FCH-DIP1816/2022 Akademický rok: 2022/23
Ústav: Ústav chemie materiálů
Student: **Bc. Kamil Novotný**
Studijní program: Chemie a technologie materiálů
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **Mgr. František Kučera, Ph.D.**

Název diplomové práce:

Kompozitní materiály se zvýšeným koeficientem lineárního zeslabení ionizujícího záření

Zadání diplomové práce:

Teoretická část s literární rešerší stínících materiálů, především pro gama záření.
Experimentální část zaměřená na přípravu stínících kompozitních materiálů a stanovení lineárního součinitele zeslabení.
Vyhodnocení výsledků měření a porovnání s teoretickým modelem.
Závěr.

Termín odevzdání diplomové práce: 15.5.2023:

Diplomová práce se odevzdává v děkanem stanoveném počtu exemplářů na sekretariát ústavu.
Toto zadání je součástí diplomové práce.

Bc. Kamil Novotný
student

Mgr. František Kučera, Ph.D.
vedoucí práce

doc. Ing. František Šoukal, Ph.D.
vedoucí ústavu

V Brně dne 1.2.2023

prof. Ing. Michal Veselý, CSc.
děkan

ABSTRAKT

Ionizující záření nachází mnoho uplatnění v oblastech zdravotnictví, potravinářství, jaderné energetiky a dalších, ale ve větších dávkách představuje velké nebezpečí pro lidské zdraví. V této práci byly připraveny kompozitní materiály se zvýšenou schopností absorpce ionizujícího gama záření. Nenasycená polyesterová pryskyřice byla vyztužená anorganickými plnivými obsahujícími mimo jiné bismut nebo baryum. Morfologie vzorků byla prozkoumána elektronovou rastrovací mikroskopií. Teoretické hodnoty hmotnostních koeficientů zeslabení kompozitů byly vypočteny programem XCOM pro energie fotonů 662 keV a 1253 keV. Experimentálně bylo měřeno zeslabení intenzity gama záření zdrojů ^{137}Cs a ^{60}Co . Z experimentálních dat byly stanoveny lineární koeficienty zeslabení a polotloušťky připravených materiálů. Přídavkem plniv byly zlepšeny stínící vlastnosti matrice. Nejvyšších hodnot hmotnostních a lineárních koeficientů dosáhl kompozit s obsahem oxidu bismutitého. Byla zjištěna dobrá shoda experimentálních a teoretických výsledků. Navíc bylo posouzeno, jakým způsobem ovlivnil přídavek plniv rázovou houževnatost.

ABSTRACT

Ionizing radiation has many useful applications in the fields of healthcare, food industry, nuclear energy and others but poses a hazard to human health in higher doses. In this work, composite materials with enhanced ionizing radiation attenuation properties were prepared. Unsaturated polyester resin was reinforced with inorganic fillers containing elements such as bismuth or barium. Morphology of the samples was studied using scanning electron microscopy. Theoretical values of mass attenuation coefficients were obtained for photon energies 662 keV and 1253 keV using the XCOM software. The attenuation of ionizing gamma radiation was experimentally measured using radioactive sources ^{137}Cs and ^{60}Co . Linear attenuation coefficients and half value layers of the materials were determined using the obtained data. Addition of the fillers improved the shielding properties of the matrix. Composite containing bismuth oxide achieved the highest values of linear and mass attenuation coefficients. The experimental results were found to be in good agreement with theoretical values. Moreover, influence of the fillers on impact toughness has been evaluated.

KLÍČOVÁ SLOVA

Ionizující záření, záření gama, radioaktivita, stínící vlastnosti, lineární koeficient zeslabení, částicový kompozit, nenasycená polyesterová pryskyřice

KEYWORDS

Ionizing radiation, gamma ray, radioactivity, shielding properties, linear attenuation coefficient, particulate composite, unsaturated polyester resin

NOVOTNÝ, Kamil. Kompozitní materiály se zvýšeným koeficientem lineárního zeslabení ionizujícího záření [online]. Brno, 2023 [cit. 2023-05-12]. Dostupné z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/148135>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, Ústav chemie materiálů. Vedoucí práce František Kučera.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně, a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citoval. Diplomová práce je z hlediska obsahu majetkem fakulty chemické VUT v Brně a může být využita ke komerčním účelům jen se souhlasem vedoucího diplomové práce a děkana FCH VUT.

.....

podpis studenta

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu mé diplomové práce Mgr. Františku Kučerovi, Ph. D. za veškeré cenné znalosti a rady, které mi během konzultací předával a za čas, který mi při vypracování práce věnoval. Dále děkuji kolektivu pracovníků výzkumné skupiny Pokročilé polymerní materiály a kompozity CEITEC a zaměstnancům Fakulty chemické VUT v Brně, kteří mi pomohli s měřeními. Dále chci poděkovat doc. Ing. Karlu Katovskému, Ph. D. a jeho týmu za umožnění měření zeslabení ionizujícího záření. Závěrem hluboce děkuji svým přátelům a rodině, neboť mě po celou dobu mého studia bezmezně podporovali a vždy mi byli ochotní pomoci. Část práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

OBSAH

Úvod	7
1. Teoretická část.....	8
1.1 Ionizující záření	8
1.1.1 Radioaktivita.....	8
1.1.2 Druhy radioaktivního záření.....	9
1.1.3 Radionuklidy	13
1.2 Interakce gama záření s hmotou	16
1.2.1 Pružný rozptyl	16
1.2.2 Nepružný rozptyl	16
1.2.3 Fotoelektrický jev	17
1.2.4 Tvorba páru	18
1.2.5 Celková absorpce záření.....	19
1.3 Detekce radioaktivního záření	20
1.3.1 Plynové trubice	20
1.3.2 Scintilační detektory	22
1.3.3 Polovodičové detektory	24
1.4 Stínění elektromagnetického záření.....	25
1.4.1 Stínění záření polymery a polymerními kompozity	27
2. Cíle práce.....	30
3. Experimentální část	31
3.1 Použité materiály a chemikálie	31
3.2 Přístroje	31
3.3 Příprava vzorků.....	32
3.4 Metody charakterizace výchozích materiálů a připravených vzorků	33
3.4.1 Pyknometrické stanovení hustoty	33
3.4.2 Určení distribuce velikosti částic práškových plniv laserovou difrakcí... 34	
3.4.3 Prvková analýza vytvrzené pryskyřice bez aditiv	34
3.4.4 Posouzení zpracovatelnosti nevytvrzených směsí měřením viskozity	35
3.4.5 Zvolení teploty vytvrzování pomocí diferenčního skenovacího kalorimetru 36	
3.4.6 Ověření kvality vytvrzení vzorků a určení teploty dotvrzení.....	38
3.4.7 Studium struktury plniv a kompozitů rastrovacím elektronovým mikroskopem.....	39

3.4.8	Posouzení vlivu plniva zkouškou vrubové houževnatosti	39
3.4.9	Stanovení lineárního koeficientu zeslabení	40
4.	Výsledky a diskuze.....	42
4.1	Kontrola morfologie připravených kompozitů a referenčního vzorku	42
4.2	Lineární koeficienty zeslabení gama záření.....	45
4.2.1	Teoretický model hmotnostních koeficientů zeslabení	45
4.2.2	Výsledky experimentálního stanovení a srovnání s teoretickým modelem 46	
4.2.3	Aplikační posouzení připravených materiálů	53
4.3	Ovlivnění rázové houževnatosti přídavkem plniv	54
5.	Závěr.....	57
6.	Bibliografie.....	58
7.	Seznam použitých zkratk a symbolů	64

ÚVOD

Už krátce po objevu rentgenového záření a radioaktivity na přelomu 19. a 20. století byla patrná jejich důležitost v diagnostické oblasti medicíny. Během prvních měsíců byly vyzorovány baktericidní účinky záření a schopnost zastavovat dělení buněk, což vedlo k využití radiace při léčbě rakoviny. Zároveň s pozitivními účinky začaly být postupně chápané krátkodobé negativní účinky expozice záření, jako byly obtížně léčitelné popáleniny. Dlouhodobé účinky, jako vznik nádorů, nebyly zprvu kvůli dlouhé latenci objeveny. Než došlo k dostatečnému prozkoumání a pochopení biologických účinků radiace, objevilo se v důsledku aplikace záření mnoho vážných problémů.

V první čtvrtině 20. století postupně rostlo povědomí o škodlivosti ionizujícího záření a pro zabránění nepříznivých účinků se postupně začaly používat cihly a desky z těžkých materiálů (např. olovo). Díky kvantové mechanice v druhém čtvrtletí rapidně vzrostla znalost základů mechanismů interakce záření a hmoty. Objev neutronu přinesl vznik jaderných reaktorů a jaderných zbraní a rychle bylo patrné, že se jedná o komplikovanou problematiku vyžadující velkou pozornost. Přesto neexistoval obecný soubor znalostí a většina informací byla přinášena pouze pro konkrétní případy. Druhá polovina 20. století přinesla intenzivní experimentální výzkum v souvislosti s testováním jaderných zbraní doplněný rozsáhlou teoretickou prací. Kombinací teoretických výpočtů, experimentální práce a vývoje inženýrských metod postupně vznikl dobře vyvinutý systém stínící analýzy.

Obecně se ochrana před nepříznivými účinky ionizujícího záření dělí do tří základních principů: čas, vzdálenost a stínění. Protože množství absorbovaného záření závisí na době expozice, je prvním principem snaha zcela eliminovat, nebo alespoň snížit trvání expozice pouze na nezbytné minimum. Částice záření putující vzduchem postupně ztrácí energii, a proto závisí dávka na vzdálenosti jedince od radioaktivního zdroje; pro rentgenové a gama záření intenzita klesá s druhou mocninou vzdálenosti.

V případech, kdy není možné zcela eliminovat kontakt s ionizujícím zářením, je pro zajištění bezpečnosti nutno použití štítů z materiálů, které jsou schopny maximálně snížit intenzitu záření. Mezi dané případy patří odvětví radiologie a nukleární medicíny, které dnes patří k nepostradatelným součástem diagnostických a léčebných zdravotnických metod. Jaderné reakce jsou hojně využívány rovněž v oblasti energetiky; jen v Česku vyrábí jaderné elektrárny posledních deset let přibližně třetinu veškeré elektrické energie.

S příchodem kompozitních materiálů začalo postupné nahrazování tradičních kovových štítů s vysokou hustotou a hmotností. Popularita kompozitů rychle rostla především díky jejich nízké hmotnosti, chemické odolnosti a mechanickým vlastnostem. Protože začala být s přibývajícím množstvím zdravotních studií patrnější toxicita olova, představovaly kompozity vhodnou náhradu. Jak již bylo uvedeno, vzhledem k prospěšným aplikacím ionizujícího záření je neustálá potřeba vyvíjet netoxické stínící materiály s nízkou hmotností, dobrou odolností a především vysokou stínící schopností.

1. TEORETICKÁ ČÁST

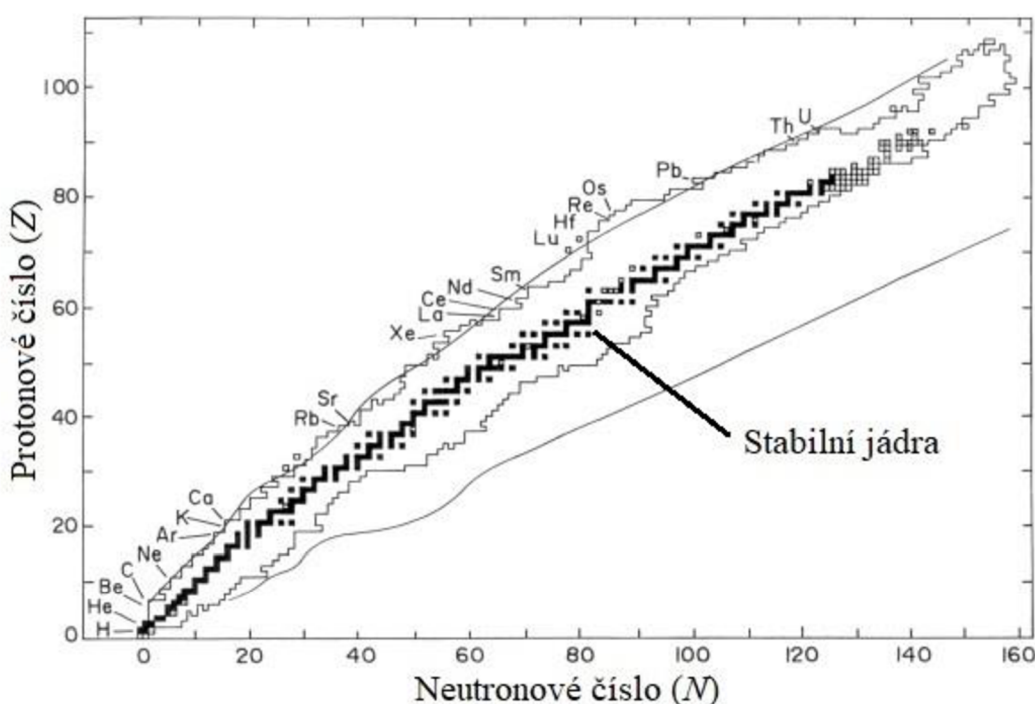
1.1 Ionizující záření

Pojem ionizující záření označuje elektromagnetické záření s energií dostatečně velkou k tomu, aby způsobilo vyražení elektronů z obalu atomu. Ionizující záření lze rozdělit na dvě kategorie, a to neutrální záření a nabitě částice. Neutrální záření se dělí na fotony, neutrony, rentgenové paprsky a gama paprsky, zatímco nabitě částice zahrnují elektrony, protony a ionty atomů. Zmíněné kategorie ionizujícího záření jsou označovány jako nepřímo resp. přímo ionizující záření. [1], [2]

Částice při průchodu materiálem postupně ztrácí kinetickou energii. Ztráta energie procházející částice je způsobena kombinací dvou typů účinků. Prvním typem účinků jsou kolizní ztráty energie způsobené Coulombickými interakcemi částic, jako jsou excitace, ionizace a rozptyl. Druhým typem účinků jsou radiační (nukleární) ztráty energie způsobené např. nukleárními interakcemi nebo vznikem brzděného záření. [1]

1.1.1 Radioaktivita

Jádra atomů jsou tvořena protony a neutrony, jež společně označujeme jako nukleony. Mezi nukleony působí silné přitažlivé síly, které kompenzují odpuzivé Coulombovské síly mezi jednotlivými protony a udržují tak jádro pohromadě. Na Obr. 1 je znázorněn pás stability jader. Je patrné, že zpočátku je počet neutronů potřebný ke kompenzaci odpuzivých sil téměř rovný počtu protonů v jádře. Se zvyšujícím se Z však přestává lineární závislost platit a pro udržení jádra je třeba více neutronů. Od určité hranice počtu neutronů se jádra stávají nestabilními a podléhají rozkladu. [1], [3]



Obr. 1: Pás jaderné stability

Spontánní rozklad nestabilních jader na jádra s větší stabilitou je označován jako radioaktivita. Při přeměně zároveň dochází k emisi částice nebo záření. Jako přirozenou radioaktivitu označujeme případ, kdy je přeměna samovolná. Pokud je nestabilita vyvolána uměle (nejčastěji jadernými reakcemi), označujeme radioaktivitu jako umělou. Pro oba případy platí stejné zákonitosti. [1], [2]

Radioaktivní rozpad je specifický tím, že je až na pár výjimek nezávislý na teplotě, tlaku, chemické podobě a dalších faktorech. Necitlivost ke vnějším podmínkám umožňuje charakterizaci radioaktivních jader pomocí periody rozkladu a při něm uvolněné energie bez vztahu k fyzikálnímu nebo chemickému stavu jader. Časová závislost radioaktivního rozpadu je popisována pomocí poločasu přeměny, čímž rozumíme dobu, za kterou se ve vzorku přemění přesně polovina jader. Hodnota poločasu přeměny může dosahovat milionu let, ale zároveň může činit pouze zlomky sekundy. Při rozpadu dochází k přeměně určitého kvantového stavu původního nuklidu na jiný kvantový stav nového nuklidu s nižší energií. Energetický rozdíl mezi kvantovými stavy je označován jako rozpadová energie. [3]

Rozpadový zákon

Přestože je rychlost rozpadu radioaktivní látky specifická pro jednotlivé izotopy, existuje zákon, který celý proces popisuje. Za určitou časovou periodu má každé jádro izotopu stejnou pravděpodobnost přeměny. Konstanta, která popisuje pravděpodobnost uskutečnění rozkladu se nazývá rozpadová konstanta a je značena písmenem λ . Pro určitý časový interval dt můžeme pravděpodobnost přeměny jádra vyjádřit jako λdt . Pro N jader následně platí

$$dN = -\lambda N dt . \quad (1)$$

Pokud počet jader v čase nula označíme jako N_0 a integrujeme rovnici 1, získáme obecnou rovnici popisující počet radioaktivních izotopů (radioizotopů) v libovolném čase

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} . \quad (2)$$

Počet rozpadů za sekundu je označován jako aktivita radioizotopu A . Jako jednotky aktivity se nejčastěji uvádí becquerel [Bq] po Henrim Becquerelovi a curie [Ci] po manželích Curieových. Protože je aktivita závislá na počtu jader, je podle vztahu 2 zřejmé, že se bude s časem měnit následujícím způsobem

$$A(t) = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} , \quad (3)$$

kde A_0 je původní aktivita. Aktivita vyjádřená v závislosti na počtu jader radionuklidu se nazývá specifická aktivita. [1]

1.1.2 Druhy radioaktivního záření

V počátečních studiích radioaktivity bylo předpokládáno, že existují tři druhy emitovaného záření, a to alfa, beta a gama. Později se ukázalo, že je klasifikace mnohem komplexnější a výše zmíněné jsou pouze zástupci přírodní radioaktivity. Dnes může být radioaktivní rozklad obecně dělen až do devíti kategorií. [4]

Záření alfa

Záření alfa bylo prvním objeveným typem přírodní radioaktivity. Alfa rozklad je typický pro těžší prvky; pouze několik málo nuklidů s atomovým číslem menším než 83 vyzařuje alfa částice. Částice α nese dvojitý kladný náboj a je strukturně ekvivalentní jádru atomu helia. Symbolicky lze proces vyjádřit následujícím způsobem:



kde P vyjadřuje mateřský nuklid a D dceřinný nuklid. Jako příklad přeměny lze zmínit rozpad uranu 238 na thorium.



Částice α mají přibližně čtyřikrát větší hmotnost než proton a neutron a jsou přibližně 8000krát těžší než β -částice. [3], [5]

Díky vysoké hmotnosti mají α -částice největší schopnost poškozovat molekuly, kterou označujeme jako ionizační sílu. Velká hmotnost částic způsobuje, že ztrácí veškerou energii po uražení krátkých drah a nejsou tak schopny se výrazně vzdálit od atomu. Zároveň mají nejnižší schopnost pronikat látkami (penetrační schopnost) a k zastavení α -částic stačí list papíru. Z těchto důvodů nedokážou prorazit ani vnější vrstvu kůže, a pro člověka při vnějším ozáření nepředstavují velké riziko. Pokud ovšem dojde k pozření nebo vdechnutí α -zářiče, je poškození buněk a DNA daleko závažnější ve srovnání s ostatními typy záření. [5], [6]

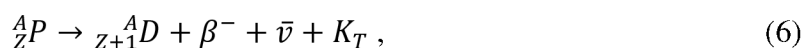
Alfa záření má několik využití, například při prvkové analýze, pro studium materiálových vlastností a v neposlední řadě také v medicíně. Základním principem při použití v diagnostické medicíně je, aby radiační dávka pro pacienta byla co nejmenší. Zároveň musí být prokazatelně výhodnější oproti neradiačním metodám. Jednou ze zajímavých možností aplikace je použití cílených radionuklidů k léčbě širokého spektra rakovin v různých stádiích. [7], [8]

Záření beta

Částice β mají stejnou hmotnost a náboj jako elektrony, ale liší se od nich svým původem. Zatímco elektron se vyskytuje v obalu atomu, β -částice je vyzařována při rozpadu jádra. Záporně nabitá částice se nazývají elektrony a kladně nabitá pozitrony. β -částice mohou vzniknout i v páru, kdy jedna je kladně a druhá záporně nabitá. Existují tři typy β -záření, a to elektronové záření, pozitronové záření a elektronový záchyt, který se od prvních dvou odlišuje tím, že při něm nedochází k emisi žádné β -částice. [9]

Pokud radionuklid obsahuje takový přebytek neutronů, že je nerovnováha mezi neutrony a protony, dojde k přeměně neutronu na proton za současného uvolnění β -částice (elektronu). Jev doprovází vznik antineutrína, což je částice s nulovým nábojem a nenulovou hmotností.

Proces se nazývá elektronové záření (β^-) a je znázorněn rovnicí 6



kde P a D jsou mateřský a dceřinný nuklid, β^- je záporná beta částice, $\bar{\nu}$ je antineutrino a K_T celková kinetická energie uvolněná při rozpadu. [9]

Pozitronové záření (β^+) nastává při opačném případě nestability jádra, tedy pokud se v něm nachází přebytek protonů. Stabilita jádra se zvýší tím, že dojde k přeměně protonu na neutron. Děj lze popsat obecnou rovnicí



kde P a D jsou mateřský a dceřinný nuklid, β^+ je kladná beta částice, ν je neutrino a K_T celková kinetická energie uvolněná při procesu. Stejně jako v případě elektronového záření je i zde současně uvolněna částice nazývaná neutrino. [9]

Posledním případem β -záření je elektronový záchyt (EC). Při elektronovém záchytu dochází ke stejné změně atomového čísla jako v případě pozitronového záření. U většiny radionuklidů vykazujících pozitronové záření byl pozorován elektronový záchyt a tyto dva mechanismy mezi sebou v podstatě soutěží. Mechanismus elektronového záchyty je popsán rovnicí 8



kde P a D jsou mateřský a dceřinný nuklid, e je elektron zachycený mateřským nuklidem, ν je neutrino a K_T je celková uvolněná kinetická energie. [9]

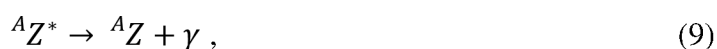
Oproti α -částicím mají β -částice daleko menší hmotnost, a proto mají při letu daleko vyšší rychlost než α -částice stejné energie. Kvůli těmto vlastnostem a zároveň nízkému náboji mají výrazně nižší ionizační sílu. Mechanismus interakce s hmotou je stejný jako u záření α ; částice při ztrátě energie způsobuje ionizaci a excitaci. Navíc se zde vyskytuje třetí mechanismus, což je rozptyl energie vznikem brzdného záření. Brzdné záření je proud fotonů uvolněný v důsledku interakcí elektronu s atomy vedoucími k jeho zastavení. Spektrum brzdného záření je spojitě, čímž se odlišuje od rentgenového záření. [9], [10]

β -částice mají sice oproti α -částicím větší penetrační schopnost, ale jimi způsobené poškození tkání není vážné. Zastavení je možné pomocí vrstvy oblečení nebo tenkou vrstvou materiálu (např. hliníku). Velmi zajímavou aplikací pozitronového záření je pozitronová emisní tomografie, což je jedna z nejmodernějších zobrazovacích metod používaných při diagnostice a terapii chorob. Mezi další použití patří například sterilizace potravin a průmyslová radiografie, která umožňuje identifikaci defektů v kovových součástech. [6], [11]

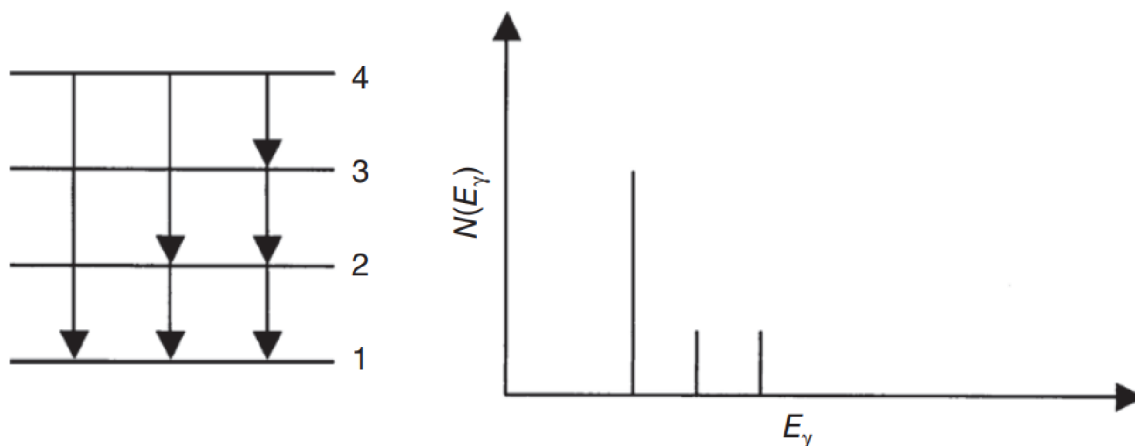
Záření gama

Produkt radioaktivního rozpadu je často nuklid v energeticky excitovaném stavu. Gama záření vzniká, když nuklid v excitovaném stavu uvolňuje přebytečnou energii emisí kvanta elektromagnetického záření, fotonu. Oproti předchozím typům radioaktivního záření zde dochází pouze k uvolnění energie, zatímco chemická povaha nuklidu a nukleonové číslo zůstávají nezměněny. Přechod excitovaného stavu nemusí být přímo na základní energetickou

hladinu, ale může probíhat postupně přes níže položené excitované stavy jádra. Možnosti přechodů a výsledné energetické spektrum jsou schematicky znázorněny na Obr. 2. Proces lze zjednodušeně popsat rovnicí

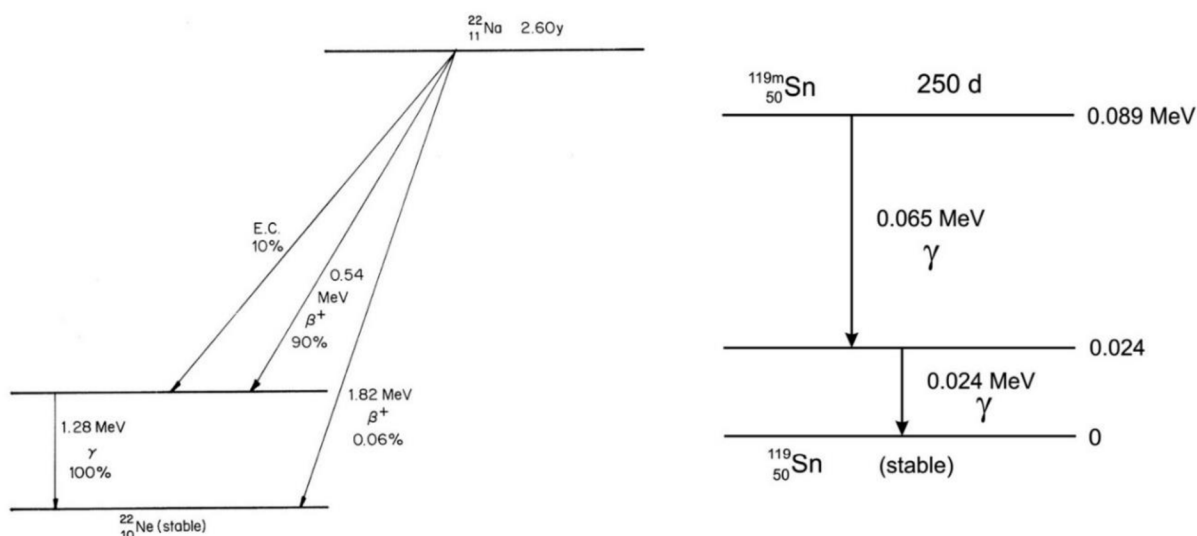


kde ${}^AZ^*$ značí excitovaný stav jádra.



Obr. 2: Znázornění možných přechodů excitovaného stavu a výsledné energetické spektrum [12]

Ve většině případů jsou excitované stavy velmi nestabilní a k vyzaření fotonů dochází prakticky okamžitě. Zpravidla se jedná o proces následující jiný rozpadový děj. V některých neobvyklých případech mohou existovat dvě různé nukleonové konfigurace jádra s velmi podobnými nízkopoloženými energetickými stavy, ale zcela odlišnými momenty hybnosti. Jeden ze stavů bude položen níže, ale přechod mezi těmito stavy bude potlačován, neboť foton bude nucen vyrovnávat velkou změnu momentu hybnosti.



Obr. 3: Beta rozpad nuklidu ${}^{22}_{11}\text{Na}$ doprovázený okamžitou emisí gama záření (vlevo) a metastabilní nuklid ${}^{119\text{m}}_{50}\text{Sn}$ (vpravo) [9]

Pokud se excitované jaderné hladiny nedeexcitují okamžitě, ale až po určité době, označujeme nuklidy jako metastabilní nebo izomerní. Rozpad izomerních jader pak označujeme jako izomerní přechod nebo IT rozpad. Příklady obou případů jsou uvedeny na Obr. 3. [9], [12]

Existuje případ, kdy excitované jádro elektromagneticky interaguje s elektronem ve svém atomovém orbitalu a vyrazí ho, který nazýváme vnitřní konverze. Jedná se o jev soutěžící s γ -rozpadem, při němž přenos energie probíhá bez emise záření v podobě fotonu. Jádro interaguje s největší pravděpodobností s elektrony v jemu nejbližší slupce K, ale zároveň i s elektrony ve vzdálenějších slupkách. Pro charakterizaci procesu je používán koeficient vnitřní konverze α , který je definován jako poměr počtu vnitřních konverzí a počtu γ -rozpadů.

$$\alpha = \frac{\text{Počet vnitřních konverzí}}{\text{Počet } \gamma \text{ rozpadů}} \quad (10)$$

Koeficient vnitřní konverze musí být definován zvlášť individuálně pro elektrony každé slupky. Celková pravděpodobnost rozpadu je rovna součtu dílčích koeficientů. [12]

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (11)$$

Přestože nemají γ -paprsky takovou ionizační sílu jako např. α -paprsky, jsou kvůli vysoké penetrační schopnosti považovány za velmi nebezpečné. Fotony γ -záření představují zdravotní hazard i při externí expozici, neboť nemohou být zastaveny tenkými bariérami jako jsou kůže nebo oblečení. Pro úplné zastavení fotonů je třeba několik centimetrů materiálu s vysokou hustotou (např. olovo) nebo větší vrstva betonu. Při expozici nízkým dávkám jsou nepříznivé zdravotní účinky stochastické, ale riziko roste s delší dobou expozice. [6], [13]

Stejně jako dříve popsaná radioaktivní záření, i γ -záření je používáno při léčbě rakoviny nebo při sterilizaci potravin a chirurgických nástrojů. Některé studie ukazují netradiční možnosti použití, jako je genetická modifikace rýže ke zvýšení její tolerance k suchu a salinitě prostředí, syntéza kopolymerní sítě pro kontrolované podávání léčiv nebo k recyklaci směsi vysokohustostního polyethylenu a mletých pneumatik pro zlepšení vlastností polymerbetonu. Gama záření může být použito i pro síťování polyethylenu. [14], [15], [16], [17], [18]

1.1.3 Radionuklidy

Při posuzování možnosti práce s nestabilními nuklidy a nebezpečí, které mohou představovat, je jednou z nejdůležitějších charakteristik poločas přeměny. Radionuklidy s velmi dlouhou životností mají zanedbatelnou specifickou aktivitu. Jako příklad lze uvést soli uranu, které jsou široce používané v chemickém průmyslu a jsou ve volném prodeji. Nuklidy s poločasem přeměny menším než 1 s nemají velké praktické využití a zároveň nepředstavují velké nebezpečí pro člověka, neboť nestihnou způsobit velké poškození. Daleko větší nebezpečí představují nuklidy s životností několik desítek minut až několik hodin. [19]

Dalšími důležitými charakteristikami radionuklidů jsou mód rozpadu, typ radiace a soubor částic a kvantových energií. Ve většině případů nuklidy podléhají některé z variant β -rozpadů s přechodem na excitované dceřinné jádro a následnou emisí kvanta záření gama. V přírodě se nevyskytují radioaktivní zdroje produkující pouze gama záření, neboť to vzniká při deexcitaci jader vzniklých α -rozpadem, β -rozpadem nebo jadernými reakcemi. [19]

Ve světě bylo do roku 2021 objeveno 118 prvků, z čehož 81 se v přírodě vyskytuje ve stabilní formě. Jedná se o prvky od vodíku s atomovým číslem 1 po bismut s atomovým číslem 83 bez dvou radioaktivních prvků, kterými jsou technecium a promethium. Nedávno bylo prokázáno, že jeden z izotopů bismutu, jenž byl považován za stabilní, je α -zářičem s poločasem rozpadu mnohonásobně větším, než je stáří vesmíru.

Všechny prvky od bismutu po uran s atomovým číslem 92 jsou radioaktivní a další prvky jsou již pouze uměle připravené, a proto je nazýváme jako prvky transuranové. Celkově bylo detekováno a charakterizováno více než 3000 radioaktivních nuklidů. Poločas rozpadu delší než hodinu má pouze 650 nuklidů, z nichž 290 disponuje poločasem rozpadu delším než jeden den. [19]

Přírodně se vyskytující radionuklidy

Zdroje přírodní radioaktivity můžeme rozdělit do tří kategorií, a to na primordiální, sekundární a kosmogenní radionuklidy. Dále můžeme radionuklidy dělit podle toho, zda se v přírodě vyskytují samostatně, nebo jako složky tří rozpadových řad radioaktivních prvků. [20]

Primordiální radionuklidy vznikly při vesmírné nukleogenezi a mají poločasy přeměny podobné stáří vesmíru. Jedním z nejrozšířenějších primordiálních radionuklidů je izotop draslíku ^{40}K s poločasem přeměny $1,3 \cdot 10^9$ let, který představuje přibližně $1,18 \cdot 10^{-2}$ % celkového množství draslíku v přírodě. Z 89 % se přeměňuje β -rozpadem na ^{40}Ca a z 11 % elektronovým záchytem na ^{40}Ar s následným uvolněním γ -záření. Jako další samostatně se vyskytující nuklid lze uvést ^{87}Rb s poločasem přeměny $4,81 \cdot 10^{10}$ let, jenž nachází využití při určování stáří materiálů a hornin. Dalšími významnými zástupci jsou mateřské nuklidy tří rozpadových řad s dlouhým poločasem přeměny, a to ^{232}Th , ^{238}U a ^{235}U . [10], [21]

Rozpadové řady nazýváme podle svých mateřských nuklidů thoriová rozpadová řada, uranová rozpadová řada (často nazývána uran-radiová) a aktiniová rozpadová řada (uran-aktiniová). Ve všech tří řadách dochází k produkci α -, β - i γ -záření. V jednotlivých řadách se vyskytují radionuklidy s velmi krátkými poločasy přeměny (v řádech minut a sekund). V přírodě je setrvání nestabilních nuklidů s krátkým poločasem rozpadu po miliony let od vzniku Země možné díky tomu, že se mezi mateřskými nuklidy s dlouhou životností a dceřinými nuklidy s krátkou životností ustanovuje rovnováha. Produkty rozpadů mateřských nuklidů jsou zástupci sekundárních radionuklidů. Všechny řady končí stabilním izotopem olova, jmenovitě ^{208}Pb , ^{206}Pb , resp. ^{207}Pb . [10]

Poslední kategorii přírodně se vyskytujících radionuklidů nazýváme kosmogenní. Vznikají interakcí kosmických paprsků tvořených především protony a neutrony s atomy nebo molekulami kyslíku, dusíku, argonu a dalších plynů. Reakce způsobené sekundárními částicemi kosmického záření jsou méně frekventované v povrchových vrstvách zemské atmosféry a pouze přibližně 30 % kosmogenních radionuklidů vzniká v troposféře. Zbýlých 70 % vzniká ve vyšších vrstvách atmosféry. Kosmogenní radionuklidy s výjimkou vzácných plynů po vzniku prudce oxidují. Jedním z nejznámějších zástupců je tritium ^3H s poločasem přeměny 12,3 let. Jedná se o izotop vodíku vznikající interakcí částic kosmického záření především s jádry dusíku a kyslíku ve vyšších vrstvách atmosféry.

Dalším známým zástupcem je izotop uhlíku ^{14}C , jenž má nejdelší poločas přeměny ze všech nestabilních izotopů uhlíku, a to 5730 let. Vzniká interakcí kosmických paprsků s dusíkem a prudce oxiduje na $^{14}\text{CO}_2$, čímž dosahuje rovnováhy. Nuklid ^{14}C je široce využíván při radiouhlíkovém datování. Principem metody je, že se v mrtvém organismu stanoví zbytková koncentrace ^{14}C , a protože je známý poměr koncentrací $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ charakterizující organismus při životě, můžeme ze stanovené hodnoty určit dobu úmrtí organismu. Výše zmíněné platí pouze pro organismy, které při perspiraci spotřebovávají oxid uhličitý. Jako další zajímavý nuklid lze uvést ^{10}Be s poločasem přeměny $1,5 \cdot 10^6$ let. Protože se usazuje na dně oceánů, můžeme po stanovení množství ^{10}Be ve vzorku vrstvy oceánského dna určit její stáří. [10], [19]

Uměle vytvořené radionuklidy

Objev prvních uměle vytvořených radioizotopů přišel roku 1934, když F. Joliot a I. Curie ozařovali různé kovy zdrojem α -částic. Při zkoumání, zda budou produkovány neutrony nebo pozitrony zjistili, že ozařovaný kov po oddálení zdroje dále vyzařoval pozitrony. Objev uměle vyvolané radioaktivity otevřel zcela nové a velmi důležité odvětví. V dnešní době je příprava radionuklidů běžnou praxí a probíhá v cyklotronech, jaderných reaktorech nebo lineárních urychlovačích částic. [22]

V cyklotronu jsou nabitě částice (protony, α -částice, ^3He částice, ...) urychlovány ve vakuu v kruhových drahách pomocí elektromagnetického pole. Urychlené částice mohou dosahovat energií od jednotek kiloelektronvoltů až po gigaelektronvolty. Protože se částice pohybují v magnetickém poli s postupně se zvyšující energií, budou mít částice s největším poloměrem trajektorie největší energii. Svazek částic může být vychýlen deflektorem a z cyklotronu pak přepážkou vystupuje vnější svazek. Pokud jsou stabilní prvky umístěny do dráhy vnitřního nebo vnějšího svazku, jsou ozářeny urychlenými částicemi a dochází k jaderným reakcím. Při jaderné reakci může výchozí částice odevzdat část energie jádru a opustit jej, nebo jím může být zcela absorbována. V obou případech je jádro po interakci v excitovaném stavu a dochází k emisi nukleonů a γ -záření. Množství uvolněných nukleonů závisí na energii výchozí částice. Obecně platí, že částice s vyšší výchozí energií uvolňují více nukleonů a způsobenými interakcemi tak bude vznikat více odlišných radionuklidů. Nuklidy produkované v cyklotronech jsou většinou neutron-deficitní a rozpadají se elektronovým záchytem nebo β^+ zářením. Do této skupiny patří nuklidy jako ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{10}I , ^{201}Tl a další. [22]

Dalším způsobem je výroba v jaderném reaktoru. Jaderné reaktory jsou tvořeny palivovými tyčemi ze štěpitelných materiálů, jako jsou obohacené nuklidy ^{235}U a ^{239}Pu . Spontánní štěpení paliva probíhá pouze s velmi malou pravděpodobností a je definováno jako rozpad těžkého jádra na dva fragmenty s podobnou hmotností. Zároveň dochází k uvolnění dvou až tří neutronů s průměrnou energií přibližně 1,5 MeV a doprovodnému uvolnění energie 200 MeV v teplené formě. Neutrony uvolněné při každé štěpící reakci mohou za určitých podmínek způsobovat další štěpení palivových tyčí a vytvářet tak řetězovou reakci. Aby nedošlo k selhání reaktoru, musí být proces kontrolován, což je realizováno mimo jiné volbou správné velikosti, tvaru a hmotnosti paliva. Neutrony uvolněné z povrchu palivových tyčí mají malou pravděpodobnost interakce s dalšími jádry a neslouží žádnému účelu. Bylo však zjištěno, že neutrony s tepelnou energií reagují s mnoha jádry a tvoří tak odlišné radionuklidy. Ke zpomalení tepelných neutronů

se využívá interakce s látkami s nízkou molekulovou hmotností (voda, beryllium, grafit a jiné), které jsou rozmístěny mezi palivovými tyčemi a nazývají se regulátory (nebo regulační tyče). V reaktoru jsou při produkci radionuklidů důležité především dva probíhající procesy, a to štěpení těžkých prvků a neutronový záchyt. [22]

1.2 Interakce gama záření s hmotou

Radioaktivita byla objevena E. Becquerelem při interakci záření s materiálem na fotografických deskách. Další studium prokázalo, že záření může s hmotou interagovat několika odlišnými způsoby. Jak již bylo zmíněno, γ -záření se od α - a β -záření liší tím, že nemá žádný náboj ani hmotnost. Typy interakce γ -fotonů s látkou závisí především na jejich energii. Jedním z nejdůležitějších jevů je rozptyl záření, jenž můžeme rozdělit na pružný (koherentní) a nepružný (nekoherentní). Je důležité zdůraznit, že γ -fotony nezpůsobují přímou ionizaci, ale interakcí s hmotou pouze vytváří sekundární elektrony, které následně mohou produkovat ionty. Důležitou veličinou při popisu interakce částice s hmotou je účinný průřez σ . Účinný průřez vyjadřuje pravděpodobnost interakce částice s látkou a je závislý na energii částice. Základní vztah pro výpočet σ je uvedena níže, přičemž n je počet částic putujících látkou o atomové hustotě ρ a tloušťce x . [23]

$$dn = -\sigma(E)n\rho dx \quad (12)$$

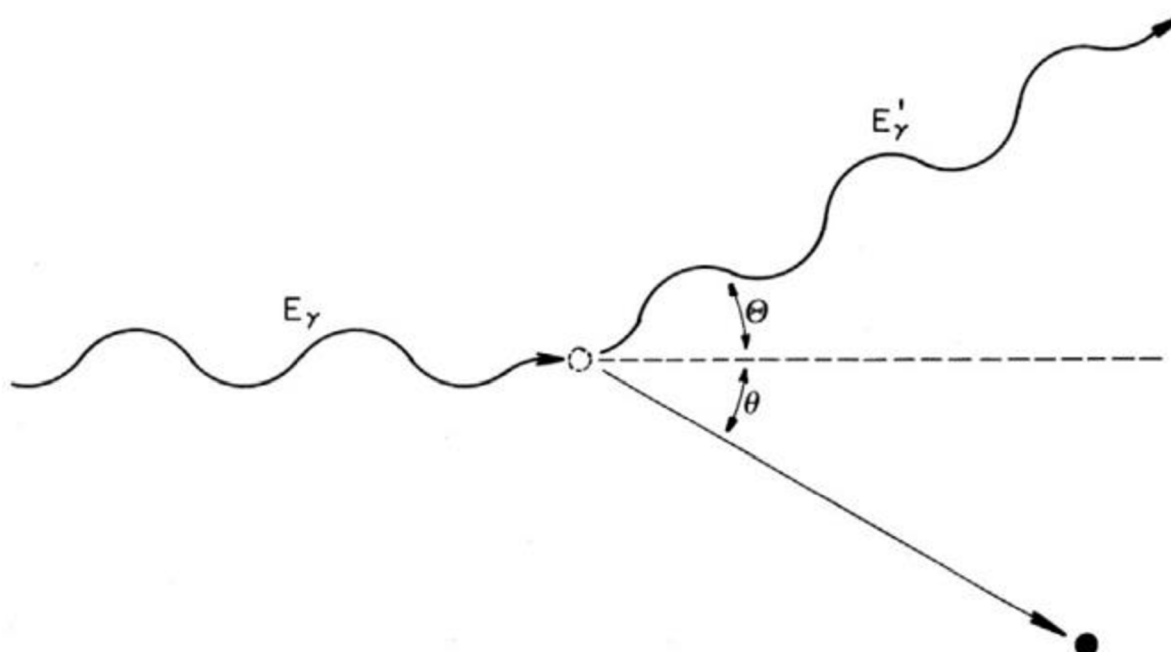
1.2.1 Pružný rozptyl

Rayleighovo pružné rozptyl nastává při interakci elektromagnetického záření o určité vlnové délce s částicemi mnohem menší velikosti. Fotony dopadající na jádra těžkých prvků způsobí polarizaci elektronu. Elektron se stává dipólem a vyžáří fotony s identickou vlnovou délkou, a právě proto nazýváme rozptyl jako pružný. V případě gama záření dochází k tomuto jevu pouze při velmi nízkých energiích (<100 keV) a fotony se na jádrech těžkých prvků a sloučeninách tvořených těžkými prvky rozptylují pod malými úhly. Zvláštním případem pružného rozptylu je tzv. Thomsonův rozptyl, při kterém fotony neinteragují s celými atomy, ale pouze s volnými elektrony. [23]

1.2.2 Nepružný rozptyl

Klasická teorie rozptylu elektromagnetického záření platí pouze v případě velmi nízkých energií. Při vyšších energiích se vlnová délka rozptýleného záření mění a frekvence γ -záření se zmenší, což znamená ztrátu energie. Tento jev je označován jako nepružný nebo neelastický rozptyl po objeviteli Comptonovi jako Comptonův jev. Je vhodné zmínit, že při Comptonově jevu je kinetická energie zachována a γ -kvantum si pouze vyměňuje energii s elektrony, což je vlastnost elastického rozptylu. V jaderné fyzice je ale označován jako neelastický, aby byl jasně odlišen od rozptylu bez ztráty energie. [9], [23]

Comptonův jev je důležitý v případech, kdy energie γ -záření začíná přesahovat vazebné energie elektronů v atomu. Klasické vyjádření Comptonova jevu je odvozeno pro valenční elektrony, přičemž zanedbává vazebnou energii a považuje elektrony za volné.



Obr. 4: Schéma Comptonova jevu. Interakce fotonu a elektronu, přičemž oba jsou vychýleny pod úhly θ resp. θ' vzhledem k výchozí trajektorii fotonu. Převzato z [9]

Foton záření interaguje s volným elektronem a předá mu část energie, přičemž je s energií E' vychýlen pod úhlem θ . Vychýlený foton přitom nadále cestuje látkou, dokud neztratí veškerou kinetickou energii interakcemi s dalšími elektrony. Vyražený elektron ztrácí energii způsobením ionizace. Vlnová délka vychýleného fotonu je funkcí úhlu rozptylu a je popsána rovnicí 13

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta), \quad (13)$$

kde λ' a λ jsou vlnové délky vychýleného a původního fotonu, h je Planckova konstanta, m_0 je klidová hmotnost elektronu, c je rychlost světla ve vakuu a θ je úhel rozptylu vzhledem k původní trajektorii fotonu. Schéma jevu je znázorněno na Obr. 4. [9], [23]

Pravděpodobnost Comptonova jevu klesá s malými rozptylovými úhly a nízkými energiemi kvant γ -záření. Zároveň je menší pro vnitřní slupky atomu. Protože k rozptylu nedochází pouze ve valenční vrstvě, ale ve všech energetických slupkách, musí být příspěvek dalších slupek zahrnut při výpočtech účinného průřezu. [9], [23]

1.2.3 Fotoelektrický jev

Rozdíl fotoelektrického jevu oproti výše popsaným mechanismům spočívá v tom, že při jediné interakci je energie zcela absorbována atomem, zatímco u předchozích případů byla absorpce energie pouze částečná. Absorpce fotonu způsobí vyražení elektronu a tvorbu iontového páru.

Energie uvolněného elektronu E_e je podle Einsteinovy rovnice (rovnice 15) rovna rozdílu energie původního fotonu $h\nu$ a energii potřebné k uvolnění elektronu (ionizační energii) ϕ .

$$E_e = h\nu - \phi \quad (14)$$

Stejně jako v předchozích případech, i zde způsobuje vyražený elektron při průchodu hmotou ionizaci. K fotoelektrickému jevu dochází zpravidla ve vnitřních elektronových slupkách. Při uvolnění elektronu vzniká ve slupce vakance, kterou zaplní elektron z vnější slupky, přičemž rozdíl energií mezi orbitaly je vyzářen jako charakteristické rentgenové záření. [9], [23]

Druhý způsob, jímž se může atom vrátit do stabilního uspořádání, je emise nízkoenergetických Augerových elektronů. Atom zcela pohlcuje foton záření, uvolňuje elektron z vnitřní slupky a vakance je opět zaplněna elektronem z vnější slupky. Rozdíl spočívá v tom, že je záření dané rozdílem energií přeneseno na další elektron a vyrazí jej z orbitalu. Vyšší pravděpodobnost vzniku Augerových elektronů mají lehké prvky, zatímco u těžkých prvků převažuje emise charakteristického rentgenového záření. [23]

Fotoelektrický jev nastává především tehdy, když je energie γ -fotonů srovnatelná s ionizační energií elektronů. Energie fotonů nízkoenergetického γ -záření jsou nejbližší ionizačním energiím pro elektrony z K a L slupek, a proto je emise elektronů z daných slupek nejpravděpodobnější. Vysokoenergetické γ -záření ve většině případů fotoelektrický jev nezpůsobuje a s hmotou interaguje jinými mechanismy. [23]

1.2.4 Tvorba páru

Až doposud spočívaly všechny interakce (s výjimkou Rayleighova rozptylu) v částečném nebo úplném přenosu energie fotonů záření na elektrony ozařovaného materiálu. Při tvorbě páru však nedochází k přenosu energie, nýbrž k jejímu spotřebování za vzniku nové hmoty. Interakcí γ -fotonu s coulombickým polem jádra vznikají dvě částice, a to elektron a pozitron. Pro vznik obou částic je potřeba minimální energie 1,02 MeV, na což jako první přišli laureát Nobelovy ceny P. Blackett se svým spolupracovníkem G.P.S. Occhialinim roku 1933. Výpočet energie potřebné na vznik elektronu lze provést podle známé Einsteinovy rovnice

$$E = m_e c^2, \quad (15)$$

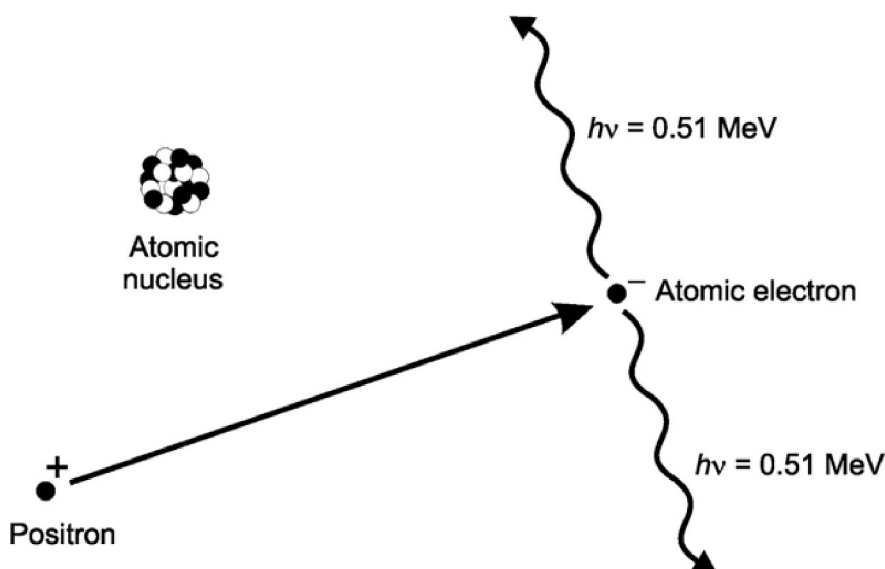
kde m_e je klidová hmotnost elektronu a c je rychlost světla ve vakuu. Dosazením a převedením na elektronvolty je získán následující zápis

$$E = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot (2,997 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})^2 = 8,182 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 0,511 \text{ MeV} \quad (16)$$

Protože vzniká zároveň s elektronem pozitron se stejnou hmotností a opačným nábojem, musí být celková energie γ -záření pro vznik páru dvojnásobkem hodnoty vypočtené v rovnici 16, tedy právě 1,022 MeV. Pravděpodobnost vzniku páru se zvyšuje s rostoucí energií γ -fotonů a je dominantním typem interakce pro fotony s energií 5 MeV a více. Nadbytečná energie záření se projeví jako kinetická energie vznikajících částic. [9]

Anihilační záření

Pozitron (nebo β^+ částice) je považován za antičástici elektronu a v prostředí atomových orbitalů má danou nestabilitu. Stejně jako elektron, i pozitron vzniklý tvorbou páru nebo β^- rozpadem putuje hmotou a kinetickou energii ztrácí v důsledku totožných interakcí, jako je tomu v případě elektronu. Postupnou ztrátou energie pozitron zpomaluje a když téměř úplně zastaví, dochází ke kontaktu s elektronem. Následuje téměř okamžitá anihilace obou částic a uvolnění energie v podobě dvou fotonů podle Obr. 5.



Obr. 5: Znázornění mechanismu vzniku anihilačního záření [9]

Při anihilaci musí být dodrženy zákony zachování energie a hmotnosti. Protože jsou si klidové hmotnosti pozitronu a elektronu rovny, je podle rovnice 16 energie každého z fotonů 0,511 MeV. Emise dvou fotonů nastává přibližně v 90 % případů, přičemž ve zbylých 10 % je emitován pouze jeden foton s energií 1,022 MeV. V některých případech mohou být emitovány dokonce tři fotony, přičemž hodnota součtu energií zůstává totožná. [9]

1.2.5 Celková absorpce záření

Každá z výše popsanych interakcí se jistou mírou podílí na zeslabení výchozího záření, z čehož je zřejmé, že celkové zeslabení gama záření bude součtem příspěvků jednotlivých mechanismů. Pružný rozptyl je z této sumy často vynecháván, neboť je významný především pro částice s energií nižší než 100 keV. Obecně je pro celkové zeslabení záření častěji uváděn následující výraz

$$\mu = \mu_c + \mu_e + \mu_p, \quad (17)$$

kde μ_c , μ_e a μ_p jsou koeficienty zeslabení pro Comptonův jev, fotoelektrický jev a tvorbu páru. Koeficienty odpovídají pravděpodobnosti, s kterou k jednotlivým procesům dochází a popisují, jakou roli hrají při absorpci. [10]

Míra zeslabení gama záření obecně závisí na tloušťce materiálu, jímž prochází. Pro vyjádření závislosti zeslabení na tloušťce materiálu je uvažována úměra mezi zeslabením intenzity záření a původní intenzitou fotonu

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -\mu I, \quad (18)$$

kde x vyjadřuje tloušťku materiálu a μ je lineární koeficient zeslabení (lineární absorpční koeficient). Rovnici 18 lze pro nekonečně tenkou vrstvu přepsat do diferenciálního tvaru a po integraci lze závislost vyjádřit v exponenciálním tvaru jako

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (19)$$

V literatuře je častěji uváděn tzv. hmotnostní koeficient zeslabení (hmotnostní absorpční koeficient) μ_m , neboť není závislý na fyzickém stavu materiálu a je definován následovně

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (20)$$

Stejným způsobem mohou být do hmotnostního vyjádření převedeny i parciální koeficienty z rovnice 17. Často bývá uváděna polotloušťka materiálu (HVL, z anglického half value layer), jenž představuje tloušťku materiálu potřebnou k odstínění přesně poloviny intenzity záření. [9]

1.3 Detekce radioaktivního záření

Zařízení na detekci radiace je běžně tvořeno dvěma částmi, a to detektorem a jednotkou zpracovávající signál. Detektory využívají skutečnosti, že záření interaguje s látkami. Hlavním procesem při detekci je ionizace způsobující změnu elektrických vlastností; často se ovšem využívá i jiných změn, jako jsou jaderné reakce (např. detekce neutronů) nebo tepelné efekty. [23]

Měření radioaktivity zahrnuje určení typu radioaktivního záření, energie, aktivity, intenzity a energetické distribuce uvolněné částice nebo záření. Detektory jsou charakteristické mnoha vlastnostmi, mezi něž patří mrtvá doba, rozlišovací schopnost, detekční účinnost, poměr signálu k šumu, zpracovatelnost signálu a další. U některých detektorů není amplituda signálu úměrná energii záření nebo částic a neumožňují kvantitativní stanovení. [23]

Pro správné fungování celého detekčního zařízení je nutné, aby detektor produkoval signál dobrý pro zpracování. Důležité typy detektorů uvedené v následujících kapitolách tento požadavek splňují, neboť v reakci na záření produkují elektrické impulzy, které mohou být jednoduše rozmnoženy (např. fotonásobičem) a vyhodnoceny. [23]

1.3.1 Plynové trubice

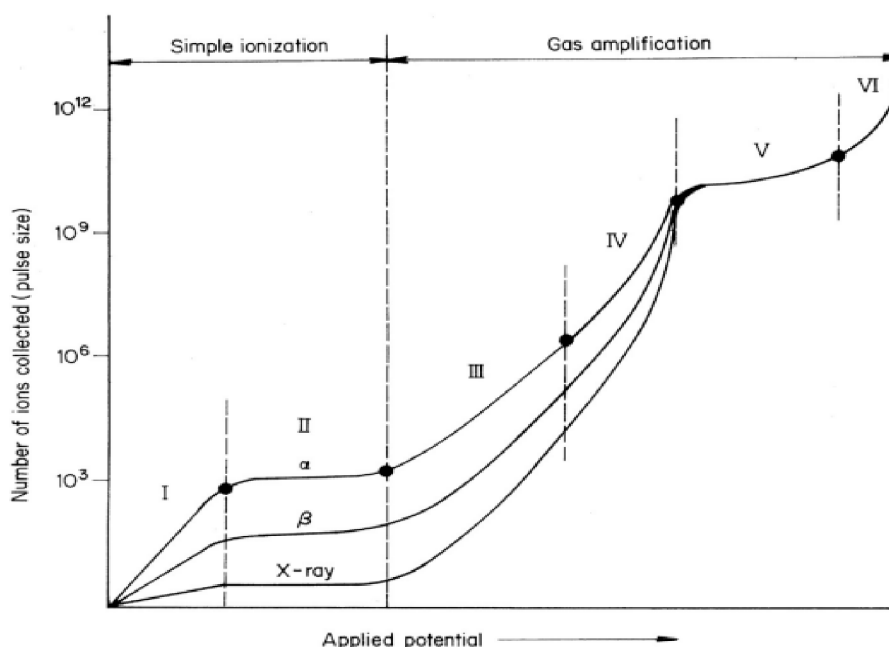
Plynové trubice jsou uzavřené nádoby (nejčastěji válce) vyplněné plynem, nebo konstruovány tak, aby byl umožněn kontinuální proud plynu. Nádoba je opatřena elektrodami, mezi kterými je aplikováno elektrické pole. Často je trubice ve tvaru válce, přičemž katoda tvoří vnější stěnu, zatímco uprostřed je umístěna anoda ve formě drátu, mřížky nebo plátu.

Přestože existuje mnoho různých variací, tvarů a geometrií trubic, válcový systém je jedním z nejběžnějších. Existují tři druhy plynových detektorů, jimiž jsou Geiger-Müllerova trubice, proporcionální počítače a ionizační komora. [10], [23]

Radioaktivní záření při průchodu plynem způsobuje ionizaci a tvorbu nabitých částic. Za běžných podmínek dochází k chemickým reakcím nebo rekombinacím, ale pokud je mezi elektrody trubice aplikováno elektrické pole, jsou k nim částice usměrněny. Pokud je síla pole dostatečná, aby zabránila rekombinaci iontů, jsou všechny ionty zachyceny a vyvolaný elektrický náboj je detekován vhodným elektronickým okruhem. [10], [23]

Ionizační komora

Jak již bylo zmíněno, pokud je síla aplikovaného pole příliš nízká, mají iontové páry možnost se volně rekombinovat, kvůli čemuž není oblast nízkých napětí pro detekci radioaktivity není vhodná.



Obr. 6: Závislost počtu zachycených iontů na aplikovaném napětí [10]

Při rostoucím napětí ionty migrují intenzivněji a od jisté hodnoty již nedochází k opětovné tvorbě párů. Všechny ionty produkované zářením jsou od tohoto momentu zachyceny elektrodami a další zvýšení napětí nezpůsobí žádnou změnu. Na Obr. 6 lze vidět závislost detekovaných iontů na aplikovaném napětí. Ionizační komory operují v oblasti II. Výraznou nevýhodou je neschopnost dostatečně efektivního měření gama záření, neboť ionizaci způsobují pouze sekundární elektrony uvolněné při fotoelektrickém jevu a při nepružném rozptylu. [10], [23]

Proporcionální počítač

Primárním iontům při dalším růstu napětí proporcionalně roste kinetická energie, způsobují nárazy a vyvolávají další ionizaci. Protože je kinetická energie iontů úměrná aplikovanému napětí, je mu zároveň úměrné množství částic zachycených na elektrodách. Na Obr. 6 se jedná

o oblast III a zařízení fungující při těchto napětích jsou nazývány jako proporcionální počítače (příp. proporcionální komory). Proporcionální detektory jsou schopny rozlišit všechny základní druhy radioaktivního záření (alfa, beta, gama), nebo je mohou zaznamenat jako celkový signál neodděleně. Kvůli vysoké síle pole přestává od jistého momentu platit lineární úměra a závislost přechází do oblasti označované jako polo-proporcionální nebo omezeně proporcionální (oblast IV). [10], [23]

Geiger-Müllerova trubice

Pokud je aplikované napětí zvyšováno i nadále, dochází emisí ultrafialového záření k dalším ionizačním procesům. Celkové množství vytvořených iontů je nezávislé na množství primárních iontů, neboli nezávislé na typu a energii záření. Geiger-Müllerovy trubice pracující v intervalu napětí V neposkytují žádné přímé informace o typu a energii záření a ty tak mohou být získány pouze pozorováním stínících efektů. V šesté oblasti na Obr. 6 zaniká citlivost komory na původní ionizaci a pro měření radioaktivity nemá praktický význam. [10], [23]

1.3.2 Scintilační detektory

V některých látkách dochází při interakci s ionizujícím zářením ke vzniku slabých světelných záblesků, čehož je možné využít při měření radioaktivity. Vznik záblesků je označován jako scintilace. Scintilační detektory nabyly na popularitě především po vynálezu fotonásobiče, což je zařízení umožňující převod světelného pulsu na elektrický signál. Dnes se jedná o jeden z nejdůležitějších a nejrozšířenějších nástrojů při měření radioaktivity. [10], [23]

Pro konstrukci se využívají kapaliny nebo pevné látky vykazující scintilaci. Hustota pevných látek je přibližně o tři řády vyšší než hustota plynů, díky čemuž je velká část radiace přeměněna na světelné fotony. Vzdálenost, kterou částice urazí před změnou trajektorie nebo energie v důsledku kolize s jinými částicemi, je pro tento typ v rozsahu jednoho metru, zatímco u předchozích typů byla pouze několik centimetrů. Dalšími výhodami jsou kratší doba od vzniku po zpracování fotonů, možnost odlišení jednotlivých typů radioaktivity nebo možnost kvantitativního stanovení záření. [10], [23]

Scintilační materiály

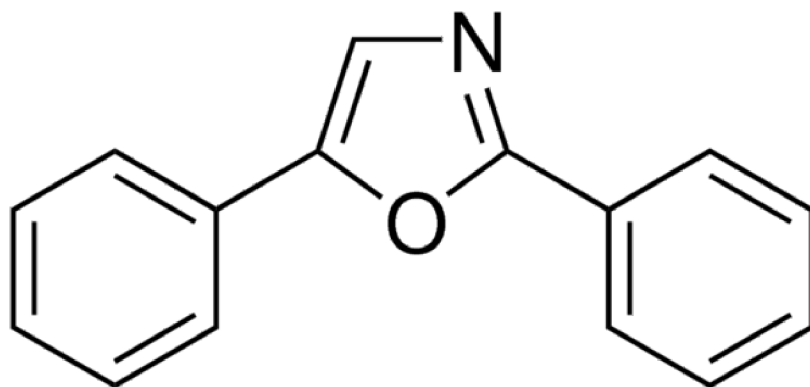
Obecně se dle mechanismu scintilačního procesu dělí scintilační materiály na dvě kategorie, na organické a anorganické. V případě anorganických materiálů hraje důležitou roli krystalická mřížka a její defekty, zatímco u organických látek je foton produkován v důsledku fyzikálně-chemických procesů. [10], [23]

Zatímco volné atomy mají konkrétní energie, u pevných látek vytváří možné energetické stavy pásy. V základním stavu se elektrony nachází v tzv. valenčním pásu. Při interakci látky se zářením jsou excitovány do tzv. vodivostního pásu. Návrat elektronů na základní hladinu je doprovázen uvolněním fotonů s energií odpovídající ultrafialovému záření, jež jsou následně absorbovány materiálem. Aby mohly být fotony detekovány mimo materiál, musí být v krystalu přítomny defekty způsobující tvorbu luminiscenčních center. V takovém případě excitované elektrony při návratu na základní hladinu uvolní modré světlo, které vyvolá uvolnění elektronů z fotonásobiče. Pokud nejsou defekty mřížky způsobeny přidávkem dopantů, jsou v literatuře

označeny jako intrinsické. Když je funkčnost krystalu způsobena výhradně přítomností dopantu, jsou klasifikovány jako extrinsické. [10], [23]

Mezi nejdůležitější extrinsické krystaly patří sulfid zinečnatý dopovaný stříbrem nebo mědí, jodid sodný dopovaný thaliem, bromid lanthanitý dopovaný ceriem a další. Za intrinsické krystaly lze zmínit germaničitan bismutitý, wolframan olovnatý, fluorid barnatý nebo jodid cesný. [10], [23]

Nejvýznamnějšími organickými scintilátory jsou aromatické sloučeniny s více než jedním aromatickým jádrem. Ke světelným zábleskům dochází odlišným mechanismem ve dvou krocích. V prvním kroku je energie částic přenesena na molekuly se snadno excitovatelným systémem konjugovaných dvojných vazeb. Druhým krokem je návrat molekuly do základního stavu za současného uvolnění fotonu, přičemž jeho intenzita je úměrná energii výchozí částice. Vlnová délka vyzářeného světla závisí na charakteru scintilátoru. [10], [23]

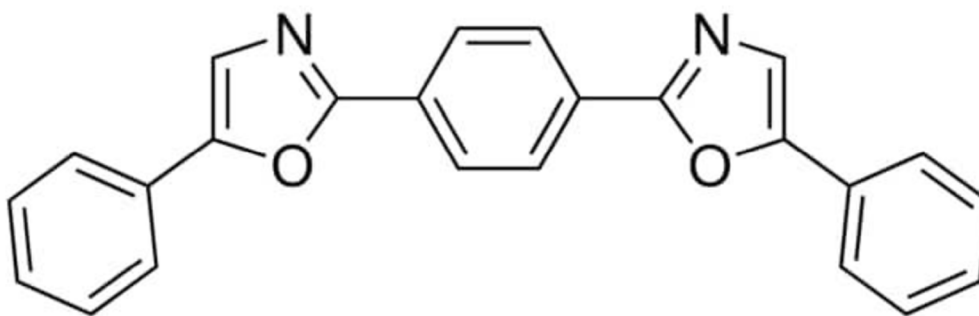


Obr. 7: 2,5-difenyloxazol (primární scintilátor)

Obecně mohou být organické scintilátory rozděleny do tří skupin na krystaly, kapalné roztoky a pevné roztoky. [23]

Organické krystaly jako antracen nebo stilben mohou principiálně detekovat všechny typy radioaktivního záření. Přesto se používají ve velmi malé míře, neboť pro měření každého z typů záření existují vhodnější scintilátory. [23]

Kapalné roztoky jsou vhodné především pro měření nízkoenergetického beta záření. Roztok tvoří rozpouštědlo (např. toluen, xylen, ...), primární scintilátor (např. difenyloxazol na Obr. 7) a sekundární scintilátor. Hlavní nevýhodou těchto systémů je vysoká citlivost na přítomnost nečistot ve vzorku. [23]



Obr. 8: 1,4-Bis(5-fenyl-2-oxazolyl)benzen (POPOP)

Poslední skupinu plastových tuhých roztoků tvoří směs fluorescentního dopantu v transparentním plastu. Plast hraje stejnou roli jako rozpouštědlo v případě předchozí skupiny. V dnešní době se používají především pro měření záření s nízkou průrazností, jako jsou rentgenové paprsky, nebo pro neutronová měření. Jako příklad lze zmínit tuhý roztok látky POPOP (z Obr. 8) v polystyrenu. [10], [23]

1.3.3 Polovodičové detektory

Pevné látky lze z hlediska elektrických vlastností dělit do tří kategorií: vodiče, polovodiče a izolanty. Teorie pevných látek využívá k popisu tzv. energetické pásy. Pokud se látka nachází v základním stavu, jsou elektrony v tzv. valenčním pásu. Pro splnění podmínky vodivosti musí dojít k excitaci elektronů do energeticky výše položeného vodivostního pásu. [23]

Typickými polovodičovými materiály jsou křemík a germanium. Ionizující záření při interakci dodává energii potřebnou pro přenos valenčního elektronu do vodivostního pásu, přičemž po elektronu zůstává vakance neboli díra. Vodivost je způsobena neustálým posunem elektronů a děr. [23]

Vznik párů elektron-díra je možný vyvolat i uměle přidáním malého množství prvku s jiným počtem valenčních elektronů. Klasickým příkladem je křemík se čtyřmi valenčními elektrony dopovaný fosforem s pěti valenčními elektrony. Vzniklý systém s přebytečným elektronem je označován jako polovodič typu N, neboť disponuje přebytkem záporného (negativního) náboje. Vodivost je způsobena pohybem elektronů. [3]

Opačným případem je použití prvku s menším počtem valenčních elektronů oproti křemíku, jako je např. indium. Systém má nedostatek elektronů a ve valenčním pásu vzniká kladná díra. Díra může být zaplněna přeskokem elektronu a dojde tím k jejímu posunu. Vodivost je způsobena přesunem děr. Polovodič s kladným (pozitivním) nábojem způsobeným absencí elektronu označujeme jako typ P. [3]

Nejzajímavější efekt poskytuje spojení obou výše uvedených typů a vznik tzv. PN přechodu. Na rozhraní přechodu dochází k přesunu děr směrem k N-typu a elektronů opačným směrem. V důsledku přenosů se ustaluje vrstva s elektrickým polem o tloušťce v řádu jednotek mikrometrů. Díry v okolí jsou zaplněny elektrony a vrstva tak neobsahuje přenašeče náboje. Vrstva se nazývá hradlová, ale někdy bývá označována pouze jako vyprázdněná oblast. [3]

Do PN přechodu lze napětí vložit dvěma způsoby. U polovodičů se využívá pouze zapojení v závěrném směru, kdy je kladný pól připojen k materiálu typu N a záporný pól k materiálu typu P. Pokud je zdroj zapojen tímto způsobem, zvětší se tloušťka bariérové hradlové vrstvy a zvýší se odpor. Při interakci s ionizujícím zářením dojde k vytvoření určitého množství párů elektron-díra. Kvůli vysokému potenciálovému gradientu jsou páry rychle a efektivně zachyceny na elektrodách a dochází k obnovení výchozího stavu za současného přenosu náboje krystalem. [3]

Přestože disponují polovodičové detektory oproti přechodným typům mnoha výhodami, existuje několik nevýhod, které zabránily jejich většímu rozšíření. Prvním problémem je skutečnost, že Si a Ge detektory při pokojové teplotě vedou tepelně způsobený proud, jenž zkresluje měření. Eliminace zkreslení je možná provozem detektorů za nízkých teplot.

Druhou komplikací je výskyt nečistot v krystalové mřížce vytvářející „elektronové pasti“. V pastech jsou elektrony uvolněné v důsledku ionizujícího záření uvolněny, čímž je značně snížena intenzita výsledného signálu. [24]

Problém lze vyřešit přípravou detektoru z velmi čistého materiálu, což je finančně velmi nákladné a úspěšně se podařilo pouze u germania. Další možností je do mřížky úmyslně zavést kompenzační nečistoty. Příkladem je použití lithia, jenž je vlivem elektrického pole rozptýleno krystalem a následně je pohyb atomů zastaven zmrazením tekutým dusíkem. Po aplikaci napětí se v krystalu vytvoří tři objemy: na jedné straně typu P, uprostřed intrinsický a na druhé straně typu N. V prostřední části lithium kompenzuje jakékoli původní nečistoty a učiní tak oblast prázdnou a citlivou na ionizující záření. Běžně úmyslnou kompenzací využívají detektory Si(Li) a Ge(Li). Pokud ovšem dojde k zahřání dopovaného detektoru, začne se lithium opět pohybovat a přestane kompenzovat původní nečistoty. Je zjevné, že detektor musí být po celou dobu provozu udržován při nízkých teplotách. [3], [24]

Moderními detektory s rostoucí oblíbeností jsou materiály z teluridu kadmia a teluridu kadmia a zinku. Používají se především pro měření rentgenového a gama záření. Významnými výhodami detektorů z teluridů jsou možnost použití při pokojové teplotě bez výrazného příspěvku šumu a velká hodnota atomového čísla, díky níž pro měření stačí poměrně tenké vrstvy materiálu. Hlavní limitací je velká časová a finanční náročnost při přípravě dostatečně čistých krystalů větších rozměrů. [24], [25]

1.4 Stínění elektromagnetického záření

Spektrum elektromagnetického záření je tvořeno velkými vlnovými délkami v řádech metrů po velmi krátké vlnové délky v řádech setin nanometrů. Obecně platí, že s klesající vlnovou délkou záření vzrůstá nebezpečí poškození lidského zdraví. Jak ovšem ukazuje mnoho studií z poslední doby, mohou být nepříznivé účinky způsobeny i zářením odpovídající vlnovou délkou rádiovým vlnám. Velká pozornost je věnována zkoumání elektromagnetické interference spojené s rozšířením používání elektronických zařízení. [26]

Stínění elektromagnetické interference

Pojem elektromagnetická interference (z anglického electromagnetic interference, EMI) značí elektromagnetické znečištění původem z přírodních nebo uměle vytvořených zdrojů. EMI se vyskytuje v takovém rozsahu frekvencí, že ovlivňuje nebo znehodnocuje výkon elektronických zařízení a může vést i ke ztrátě uložených dat. EMI zároveň prokazatelně ovlivňuje biologické procesy a lidské zdraví a často je spojována se závažnými chorobami. [26], [27], [28]

Účinnost zeslabení EMI je vyjadřována jako poměr síly výchozího pole a síly pole po průchodu materiálem. Účinnost zeslabení se stanovuje pro elektrické pole, magnetické pole a rovinnou vlnu. V literatuře se nejčastěji vyjadřuje v decibelech. Na celkovém zeslabení se v materiálu podílí tři mechanismy: reflexe, mnohonásobná vnitřní reflexe a absorpce. První dvě zmíněné jsou závislé na elektrických a magnetických vlastnostech materiálu, a proto jsou hodnoty účinnosti zeslabení odlišné pro elektrické pole, magnetické pole i rovinnou vlnu. Oproti tomu absorpce má všechny tři složky stejné, protože je nezávislá na impedanci. [26]

Protože při reflexi dochází ke vzniku sekundárního znečištění, přitahuje největší zájem kategorie materiálů vykazující vysokou míru absorpce. Pro vodivé materiály je jediným důležitým kritériem stínící účinnosti elektrická vodivost. Oproti tomu u materiálů s nízkou vodivostí, mezi které patří i polymery, hraje důležitou roli nejen elektrická vodivost, ale zároveň i permitivita. [26]

Zajímavou možnost představují intrinsicky vodivé polymery s konjugovaným systémem dvojných vazeb disponující delokalizovanými π elektrony, jako jsou polyacetylen, polypyrrol nebo polyanilin. Modifikací polymerů během syntézy mohou být upraveny elektrické a zároveň stínící vlastnosti. Vodivé polymery jsou kvůli systému delokalizovaných elektronů často obtížně zpracovatelné, a navíc často podléhají defektům (smršťování, praskání, ...), což nepříznivě ovlivňuje mechanické a elektrické vlastnosti. Možným řešením problémů je zavedení plniva jako jsou kovové nanočástice nebo oxidy kovů. Částicové kompozity disponují kromě dobré stínící efektivity vylepšenými dielektrickými vlastnostmi, dobrými magnetickými vlastnostmi a lepší tepelnou stabilitou. [26]

Vodivé polymerní kompozity jsou díky své lehké váze, odolnosti vůči korozi, elektrickým vlastnostem a dalším ideálními štíty před EMI. Další zlepšení stínění může být zajištěno charakteristickými strukturami, jako jsou vrstva po vrstvě, vícevrstvá, segregovaná nebo pěnová struktura. Kompozity s nevodivou polymerní maticí jsou označovány jako extrinsické. [26]

Stínění ionizujícího záření

Mechanismy působení ionizujícího záření byly rozsáhle zkoumány a nepříznivé krátkodobé i dlouhodobé účinky na lidské zdraví byly potvrzeny. Vznik a interakce jednotlivých typů záření byly blíže popsány v předchozích kapitolách. Alfa záření má nejmenší schopnost penetrace a při návrhů štítů není nutné jej brát v potaz, neboť ho zastaví již list papíru nebo vnější vrstva kůže. Zastavit beta částice opět není obtížné, ale při zastavení může být uvolněno brzdné záření způsobující další poškození. Protože jev představuje největší nebezpečí u materiálů s vysokým protonovým číslem, mohou dobrými štíty být plastové materiály. [29]

Při stínění radioaktivního záření má největší smysl soustředit se na stínění gama záření kvůli velké penetrační schopnosti a devastujícím biologickým účinkům. Jak již bylo řečeno, interakci gama záření s hmotou dochází ke čtyřem jevům, kterými jsou pružný rozptyl, nepružný rozptyl, fotoelektrický jev a tvorba páru. Každá z interakcí se určitou mírou podílí na zeslabení intenzity výchozího záření. Součet všech příspěvků představuje celkovou schopnost zeslabení materiálu a označuje se jako lineární koeficient zeslabení (LKZ). S rostoucí hodnotou atomového čísla a hustoty stínícího materiálu roste i hodnota lineárního koeficientu. Je zřejmé, že jako štíty mohou být uplatněny těžké kovy a jejich sloučeniny. Použití plastových materiálů bez plniva je možné ale nepraktické, protože by pro odstínění dostatečného množství záření bylo potřeba štítů o velkých tloušťkách. [30]

Kromě zjevných požadavků na dobré stínící vlastnosti štítů je kladen stále větší důraz na další kvality, jako jsou nízká hmotnost, cena a další. Kombinací vhodné matrice a plniva v podobě nano- nebo mikročástic lze připravit materiály s ideálními vlastnostmi pro použití v odvětví stavitelství, dopravy, elektroniky nebo vesmírných technologií.

1.4.1 Stínění záření polymery a polymerními kompozity

Polymerní kompozity si z důvodů popsaných v minulých kapitolách získaly velkou oblibu pro potřeby stínění před radioaktivním zářením. Dodnes probíhají studie zaměřené na zlepšení dalších vlastností stínících kompozitů pro víceúčelové použití. Neustále roste náročnost zákazníků a požadavky nejen na mechanické vlastnosti a životnost, ale zároveň na recyklovatelnost a šetrnost materiálů.

Materiály stínící elektromagnetickou interferenci

Velkým trendem je příprava kompozitů s aditivou na bázi uhlíku, díky kterým lze dosáhnout dobré vodivosti a stínění EMI. Vliv struktury na elektrické vlastnosti demonstrovali výzkumníci polymerního institutu Sečuánské univerzity, kteří předvedli dva typy kompozitů lineárního nízkohustotního polyethylenu (LLDPE) s expandovaným grafitem (EG). První typ byl připraven jednoduchým mícháním LLDPE, EG a aditiv v tavenině. Pro přípravu druhého typu byl nejprve připraven prášek EG s aditivou, jenž byl následně v mixéru kombinován s práškovým LLDPE. V mikrostruktuře prvního typu byla viditelná fázová separace. Druhý typ měl strukturu bez fázové separace s lépe propojenou sítí plniva. Výsledky měření prokázaly, že pro dané množství plniva byl nárůst vodivosti lepší u druhého typu materiálu. Efekt je přisuzován lépe uspořádané trojrozměrné struktuře EG v důsledku postupné přípravy prášku. Metoda přípravy kompozitu je jednoduchá a může být jednoduše přenesena do většího měřítka. [31]

EG je díky vrstevnaté struktuře velmi oblíbený v oblasti stínících kompozitů. Jednoduchým mícháním lze ekonomicky efektivně připravit polyamid-6 s nízkým obsahem EG. Již při použití 0,91 obj. % byla připravena oddělená struktura, v níž se síť grafitu nacházela na rozhraní sférolitů polyamidu a zajišťovala tak vodivost materiálu. Použití 2,27 obj. % vedlo ke zvýšení tepelné vodivosti o více než 81 % oproti neplněné termoplastické matici. [32]

R.K. Goyal představil pro náročné aplikace matici polyetheretherketonu dopovanou EG. Materiál vykazoval elektrický perkolační práh při 1,5 hm. % plniva. Vodivost nanokompozitu při dosažení prahu vzrostla oproti výchozímu polymeru o jedenáct řádů a při 10 hm. % plniva činila přes $12 \text{ S}\cdot\text{cm}^{-1}$. Snímky z rastrovacího elektronového mikroskopu potvrdily trojrozměrnou síť grafitových částic zodpovědnou za výrazné zlepšení elektrických vlastností. [33]

Stejně strukturní síť lze docílit i použitím EG modifikovaného sulfanilamidem. Stejně jako v ostatních výzkumech, i zde vodivost rostla s přidávkou plniva. Nejvyšší elektrická vodivost téměř $72 \text{ S}\cdot\text{cm}^{-1}$ byla dosažena u vzorku se 70 hm. % modifikovaného EG. Materiál vykázal stínění více než 99,99 % záření EMI. Zároveň bylo dosaženo ultravysoké tepelné vodivosti o $98 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Výborná odezva na infračervené záření byla potvrzena ohřátím povrchu vzorku z $19 \text{ }^\circ\text{C}$ na $82 \text{ }^\circ\text{C}$ za pouhé 3 vteřiny. Autoři práce považují multifunkční materiál za zajímavého kandidáta na aplikaci v tepelných výměnících nebo vojenském a vesmírném průmyslu. [34]

Dalším z hojně používaných plniv jsou uhlíkové nanotrubičky (carbon nanotubes, CNT). Díky neobvyklé struktuře, výborným mechanickým vlastnostem a dobré tepelné i elektrické vodivosti se staly oblíbeným plnivem pro použití samy o sobě, nebo v kombinaci pro dosažení multifunkčního materiálu. Příkladem je studie synergického efektu CNT a intumescentního

retardéru hoření pro přípravu kompozitu s dobrou schopností stínění EMI a zlepšenou tepelnou odolností. Kombinace plniv prokazatelně vedla ke snížení aglomerace částic obou plniv. Lepší disperze částic měla za následek žádoucí zvýšení vodivosti a stínícího efektu. Pro posouzení hořlavosti byla vyhodnocena změna rychlosti uvolňování tepla a limitní kyslíkové číslo. První metodou se potvrdilo očekávání, že největšího snížení bude dosaženo kombinací obou plniv. Synergický efekt nebyl potvrzen při druhém stanovení, neboť při přídatku více než 10 hm. % retardéru hoření vykazovaly lepší hodnoty vzorky s menším obsahem CNT. Přesto vzorky splnily bezpečnostní požadavky zkoušky a byly označeny jako vyhovující požadavkům na stínění EMI a zvýšenou ohnivzdornost. [35]

Materiály stínící gama záření

Pro stínění gama záření jsou obecně nejvhodnější prvky s vysokým atomovým číslem nebo hustotou. Dříve bylo s oblibou používáno olovo a jeho sloučeniny, ale dnes je snaha nahradit je jinými látkami, neboť byly opakovaně prokázány negativní účinky na lidské zdraví a životní prostředí. Přesto některé práce z relativně nedávné doby zkoumaly vliv olověného plniva v polymerní matrici. Příkladem je kompozit vysokohustotního polyethylenu a částic oxidu olovnatého zpracovaný lisováním za zvýšené teploty. Jednoduchá ekonomická metoda přípravy a vlastnosti materiálu z něj činí vhodného kandidáta na produkci oblečení pro radiační pracovníky. [36]

Moderním trendem je používání netoxických látek, jako jsou sloučeniny bismutu, barya, tantalu, titanu, wolframu a dalších. Etylen-propylen-dienové kaučuky plněné wolframem a síranem barnatým vykazovaly výborné stínící vlastnosti. S vyšším obsahem plniv byly vylepšeny stínící vlastnosti a vzorky se 75 hm. % W a kombinací 50 hm. % BaSO₄ a 25 hm. % W měly hodnoty polotlouštěk méně než poloviční oproti výchozímu kopolymeru.

Wolfram byl účinnější při nižších dávkách vzhledem k vyššímu atomovému číslu. Zároveň byl potvrzen jako účinnější štít před neutronovým zářením. Hlavní nevýhodou wolframu je vyšší cena oproti síranu barnatému. [37]

Akman sledoval vliv BaTiO₃ a CaWO₄ v polyesterové pryskyřici. Experimentálně naměřené hodnoty odpovídaly teoretickým předpokladům. I zde bylo pozorováno jednoznačné zlepšení vlastností s vyšším obsahem plniv, což odpovídá teoretickým předpokladům. Stejně jako v předchozím případě byly pro vyšší energie záření vyšší hodnoty polotlouštěk. Nejúčinnější byly vzorky s největším obsahem BaTiO₃ a CaWO₄. Účinek sloučeniny s W byl opět mírně lepší. [38]

Identické chování bylo potvrzeno pro dihydrát oxidu wolframového v nenasycené polyesterové pryskyřici. Při vyšších energiích byl LKZ menší. Zajímavostí je, že mezi vzorky s obsahem 40 % a 50 % plniva nebyl při energii 1173 keV téměř žádný rozdíl. Při ostatních energiích byla účinnost materiálu s vyšším obsahem plniva lepší dle očekávání. [39]

V jiné studii byl účinek síranu barnatého porovnáván s uhličitánem barnatým a oxidem bismutitým, jenž je pro stínění radioaktivního záření používán velmi často. Matricí pro plniva byl přírodní kaučuk. Pro záření s nízkou energií byla účinnost plniv vzestupná v pořadí BaCO₃, BaSO₄ a Bi₂O₃. Při vyšších energiích byl LKZ obou barnatých sloučenin téměř totožný, zatímco pro materiál s Bi₂O₃ byla hodnota přibližně o 1 cm⁻¹ vyšší. Oxid bismutitý se zároveň choval

jako koaktivátor vulkanizace, čímž přispěl k větší hustotě sítě a vylepšeným mechanickým vlastnostem. Kompozity se síranem a uhličitanem byly svými stínícími vlastnostmi horší oproti běžně dostupným komerčním materiálům. [40]

Zhang a ostatní zkoumali vliv Bi_2O_3 s relativně novým 2D materiálem označovaným jako MXen, což jsou vrstevnaté krystaly s vysokým aspektním poměrem. Obecně jsou popsány vzorcem $\text{M}_{n+1}\text{X}_n\text{T}_x$, kde M odpovídá přechodnému kovu, X uhlíku nebo dusíku a T funkční skupině. Solvotermální metodou bylo připraveno plnivo $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$, kde oxid bismutitý podporoval soudržnost vrstev MXenu a zabránil kolapsu struktury. Přítomnost vrstev zabránila aglomeraci částic v epoxidové pryskyřici. Připravené kompozity představují slibný materiál pro stínící aplikace, neboť jsou netoxické a výrazně lehčí oproti běžně používaným materiálům. Pro $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$ bylo studováno stínění elektromagnetické interference se slibnými výsledky. Materiál by proto mohl sloužit jako multifunkční štít před zářeními z dvou naprosto odlišných oblastí elektromagnetického spektra. [41], [42], [43]

Další zajímavou možností jsou uhlíkové nanotrubicе, které již byly uvedeny dříve v souvislosti se stíněním EMI. Abdeldaym a Elhady pozorovali vliv přídatku CNT na stínící, mechanické a elektrické vlastnosti přírodního kaučuku. S rostoucím obsahem se zvyšovala pevnost v tahu a Youngův modul, zatímco prodloužení při přetržení se snižovalo. Pro obsah plniva 2 PHR byla permitivita materiálu téměř 8krát vyšší oproti čistému kaučuku a při frekvencích v řádech desítek MHz byla vodivost zvýšena o více než 5 řádů. LKZ byl při energii 662 keV téměř 20krát vyšší oproti matici. Při měření zdrojem ^{60}Co emitujícím fotony o energiích 1,173 MeV a 1,332 MeV byl koeficient lepší přibližně 10krát. Materiál byl vyhodnocen jako vhodný kandidát pro použití v oblastech jaderné energie nebo jaderné medicíny. [44]

Stínící účinek CNT byl dokázán v jiné studii, kde byly studovány vlastnosti filmů s náhodně orientovanými, uspořádanými a pryskyřicí sycenými (35 hm. % pryskyřice) trubicemi. Pro zdroj ^{241}Am s energií 60 keV měly vzorky hodnotu hmotnostního koeficientu zeslabení vyšší než hliník, ale nižší oproti olovu a dalším kovům. Při zdroji ^{137}Cs měly neimpregnované vzorky koeficient vyšší než další zkoumané kovy (kromě olova), zatímco impregnovaný vzorek měl celkově nejnižší hodnotu. Protože vzorek s pryskyřicí vykázal nejhorší stínící vlastnosti, byl potvrzen pozitivní vliv CNT. Výzkumníci zlepšení přisuzují specifické válcovité strukturu trubic, neboť měly připravené filmy koeficienty vyšší než kompozity s lineárními uhlíkovými vlákny. [45]

2. CÍLE PRÁCE

Hlavní cíle

- Návrh materiálů pro ochranu před vysoce škodlivým ionizujícím zářením
- Určení stínících vlastností připravených materiálů teoretickým modelem
- Experimentální ověření teoretických předpokladů

Další dílčí cíle

- Optimalizace postupu přípravy vzorků
- Srovnání zpracovatelnosti směsí
- Zhodnocení dalších uživatelských vlastností připraveného materiálu

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

3.1 Použité materiály a chemikálie

Tab. 1: Materiály použité pro přípravu vzorků

Pryskyřice a iniciátor			
Synolite® 1100-P-1		<ul style="list-style-type: none">▪ Nenasycená polyesterová pryskyřice▪ Roztok ve styrenu▪ Urychlená, tixotropní	
PEROXAN ME 50 LX		<ul style="list-style-type: none">▪ Methylethylketonperoxid▪ 50% roztok, středně reaktivní	
Plniva			
Název	CAS	M _r [-]	Výrobce
Oxid bismutitý	1304-76-3	465,96	PENTA
Oxid antimonitý	1309-64-4	291,52	Lachema
Síran barnatý	7727-43-7	233,39	Lachema
Expandovaný grafit	-	-	Neueden
Barnaté sklo	-	-	Schott

Tab. 2: Další použité chemikálie

Název	CAS	M _r [-]	Výrobce
<i>n</i> -butanol	71-36-3	74,12	Lachema
Toluen	108-88-3	92,14	mikroCHEM
Dodecylsulfát sodný	151-21-3	288,38	Sigma-Aldrich

3.2 Přístroje

Tab. 3: Použité přístroje

Přístroj	Model	Výrobce
Analytické váhy	AB 204	Mettler-Toledo
Analytický síťovací stroj	AS 200	Retsch
Diferenční snímací kalorimetr	Discovery	TA Instruments

Tab. 3 – pokračování

Přístroj	Model	Výrobce
Digitální mikrometr	ABSOLUTE Digimatic	Mitutoyo
Geiger počítadlo	RadEye B20-ER	ThermoScientific
Laserový difrakční snímač	HELOS 2568	Sympatec GmbH
Míchadlo	RW 20	Janke&Kunkel
Prvkový analyzátor	EuroEA3000	EuroVector
Předvážky	PB 1502	Mettler-Toledo
Rastrovací elektronový mikroskop	MIRA3-XMU	TESCAN
Rázové kyvadlové kladivo		Zwick
Ultrazvukový homogenizátor	Sonopuls HD 3200	Bandelin
Viskozimetr	Viscolead Pro L	Fungilab

3.3 Příprava vzorků

Při přípravě směsí pro odlévání vzorků bylo vždy do plastové nádoby odváženo dostatečné množství pryskyřice, k němuž bylo následně přidáno dané množství plniva. Množství plniv, která byla přidávána k pryskyřici, jsou uvedena v Tab. 4. Byla zvolena plniva tvořena prvky s nízkými i vysokými hodnotami atomového čísla, u nichž byly očekávány odlišné stínící vlastnosti. Vždy se jedná o hmotnost v gramech vůči 100 g pryskyřice (z anglického per hundred resin, PHR). Posléze byla směs míchána pomocí míchadla RW 20 od společnosti Janke&Kunkel po dobu 10 minut. Poté bylo pomocí rotační vývěvy provedeno vakuování směsi za účelem odstranění vzduchových bublin.

Tělesa pro stanovení lineárního koeficientu zeslabení (LKZ) byly destičky o rozměrech 100×100×10 mm. Pro přípravu destiček bylo vždy do polypropylenového kelímku odlito požadované množství směsi a následně přidáno 1,5 PHR iniciátoru PEROXAN ME 50 LX. Obsah kelímku byl důkladně promíchán špachtlí a přenesen do připravených silikonových forem. Naplněné formy byly přikryty silikonovými a skleněnými destičkami, zatíženy závažím a umístěny do sušárny vyhřáté na 90 °C po dobu dvou hodin. Po zchladnutí byly vzorky vyjmuty z forem a pro dotvrzení umístěny do sušárny vyhřáté na 100 °C po dobu dvou hodin. Nakonec byl odstraněn přebytečný materiál a hrany vzorků byly zabroušeny. Protože u některých typů materiálů došlo k mírnému prohnutí vzorků, byla tloušťka každé desky změřena uprostřed pomocí digitálního mikrometru. Uvedeným způsobem bylo pro každý typ kompozitu připraveno pět desek. Zároveň bylo připraveno pět desek pro čistou pryskyřici bez přísadky aditiv. Teplota pro vytvrzování a dotvrzení vzorků byla určena z dat získaných vyrovnávací kompenzační kalorimetrií (DSC). Bližší vysvětlení zvolení uvedených teplot bude provedeno v pozdější kapitole.

Na zkoušku vrubové houževnatosti byly připraveny vzorky o rozměrech 80×10×4 mm. Postup přípravy byl totožný jako při přípravě desek s tím rozdílem, že byly použity odlišné formy. Pro každý typ materiálu bylo připraveno deset testovacích těles. Přesné šířky a tloušťky každého ze vzorků byly zjištěny pomocí digitálního mikrometru.

Tab. 4: Přehled a označení jednotlivých typů materiálů

Značení vzorku	Plnivo	PHR
UP	Bez plniva	0
UPG	Grafit	20
UPEG	Expandovaný grafit	1
UPBG	Barnaté sklo	60
UPBS	BaSO ₄	60
UPBO	Bi ₂ O ₃	60
UPAO	Sb ₂ O ₃	60
UPEGAO	Sb ₂ O ₃	20
	Expandovaný grafit	0,5

3.4 Metody charakterizace výchozích materiálů a připravených vzorků

3.4.1 Pyknometrické stanovení hustoty

Pro experimentální ověření teoretického koeficientu byly pyknometrickým stanovením určeny hustoty plniv a výchozí zesíťované pryskyřice. Vzhledem k odlišnosti v charakteru látek bylo za účelem zvýšení přesnosti a opakovatelnosti měření využito více postupů.

Nejvíce se lišil postup stanovení expandovaného grafitu. Za účelem určení hustoty byl EG nejprve převeden do práškové formy. Prášek byl získán disperzací 0,1 g EG v 0,3% roztoku dodecylsíranu sodného homogenizátorem Sonoplus HD 3200 při výkonu 30 W po dobu 15 min. Posléze byla suspenze zfiltrována na Büchnerově nálevce, filtrační koláč dvakrát důkladně promyt ethanolem a poté vysušen v horkovzdušné sušárně při teplotě 90 °C po dobu 8 hodin. Ke stanovení byl na analytických vahách zvážen suchý prázdný pyknometr, pyknometr naplněný vodou a pyknometr naplněný *n*-butanolem a hmotnosti byly zaznamenány jako m_0 , m_1 resp. m_2 . Dále bylo do pyknometru naváženo přibližně 0,1 g práškového EG a přesná hmotnost pyknometru se vzorkem byla zaznamenána jako m_3 . Pyknometr se vzorkem byl do poloviny doplněn *n*-butanolem, vložen do uzavřené nádoby a vakuován za účelem odstranění vzduchových bublin. Po zavzdušnění byl pyknometr doplněn *n*-butanolem až po okraj a hmotnost m_4 byla zjištěna vážením na analytických vahách. Stanovení bylo opakováno třikrát. Hustota byla vypočtena podle následujícího vztahu

$$\rho = \frac{m_3 - m_0}{m_3 - m_0 - m_4 + m_2} \cdot \frac{m_2 - m_0}{m_1 - m_0} \quad (21)$$

Ostatní plniva nebylo potřeba nijak upravovat a byla stanovena v dodané podobě. Opět byly zapsány hmotnosti prázdného pyknometru, pyknometru naplněného vodou a pyknometru naplněného butanolem m_0 , m_1 resp. m_2 . Následně bylo vždy naváženo 0,5-2,5 g vzorku plniva. Pyknometr se vzorkem byl vždy doplněn *n*-butanolem nejdříve přibližně do poloviny, obsah opatrně promíchán a poté byl pyknometr *n*-butanolem doplněn až po okraj. Hmotnosti pyknometru se vzorkem a pyknometru se vzorkem a butanolem byly zaznamenány jako m_3 a m_4 . Kvůli větší přesnosti stanovení nebyla hustota Bi_2O_3 stanovena v *n*-butanolu, ale v toluenu. Pro každé plnivo byl postup opakován třikrát. Hustoty byly vypočteny opět podle vztahu 21; pro Bi_2O_3 byla m_2 hmotnost pyknometru naplněného toluenem a m_4 hmotnost pyknometru se vzorkem a toluenem.

$$\rho = \frac{m_2 - m_0}{m_2 - m_0 - m_3 + m_1} \quad (22)$$

Hustota vytvrzené nenasyčené polyesterové pryskyřice byla stanovena ve vodě. Nejprve byly zaznamenány hmotnosti prázdného suchého pyknometru a pyknometru naplněného vodou m_0 resp. m_1 . Poté byl do pyknometru vložen kus vzorku o hmotnosti přibližně 1 g a zaznamenána přesná hmotnost se vzorkem m_2 . Pyknometr se vzorkem byl doplněn po okraj destilovanou vodou a zaznamenána hmotnost m_3 . Stanovení bylo opakováno celkem třikrát. Hustota byla vypočtena podle vztahu 22.

Hustoty částicových kompozitů byly vypočtené ze známých hodnot hustoty pryskyřice a daných plniv podle rovnice 23

$$\rho_c = \frac{1}{\frac{w_{UP}}{\rho_{UP}} + \sum \frac{w_i}{\rho_i}}, \quad (23)$$

kde w_{UP} je hmotnostní zlomek pryskyřice, ρ_{UP} hustota pryskyřice, w_i hmotnostní zlomek plniva a ρ_i hustota plniva.

3.4.2 Určení distribuce velikosti částic práškových plniv laserovou difrakcí

Distribuce velikosti částic práškových plniv byla určena na přístroji HELOS H2568 vybaveného suchou dispergační jednotkou RODOS. Plniva byla před měřením umístěna do horkovzdušné sušárny vyhřáté na 150 °C po dobu dvou hodin. Barnaté sklo obsahovalo příliš velké částice a před samotným měřením bylo podrobena síťové analýze. Pro síťovou analýzu byla použita síta s velikostmi oka 4; 2; 1,6; 1,4 a 1,25 mm a analytický síťovací stroj Retsch AS 200. Zbytek pod posledním sítem byl použit pro laserovou difrakci. Distribuce částic EG nebyla stanovena, protože to charakter plniva neumožňoval.

3.4.3 Prvková analýza vytvrzené pryskyřice bez aditiv

Aby bylo možné vytvořit teoretický model stínění kompozitních materiálů, bylo na prvkovém analyzátoru EuroEA3000 stanoveno prvkové složení prášku vytvrzené polyesterové pryskyřice. Analýza byla provedena celkem třikrát a byl vypočten průměrný obsah vodíku, uhlíku a dusíku. Obsah kyslíku byl vypočten jako doplněk do sta procent.

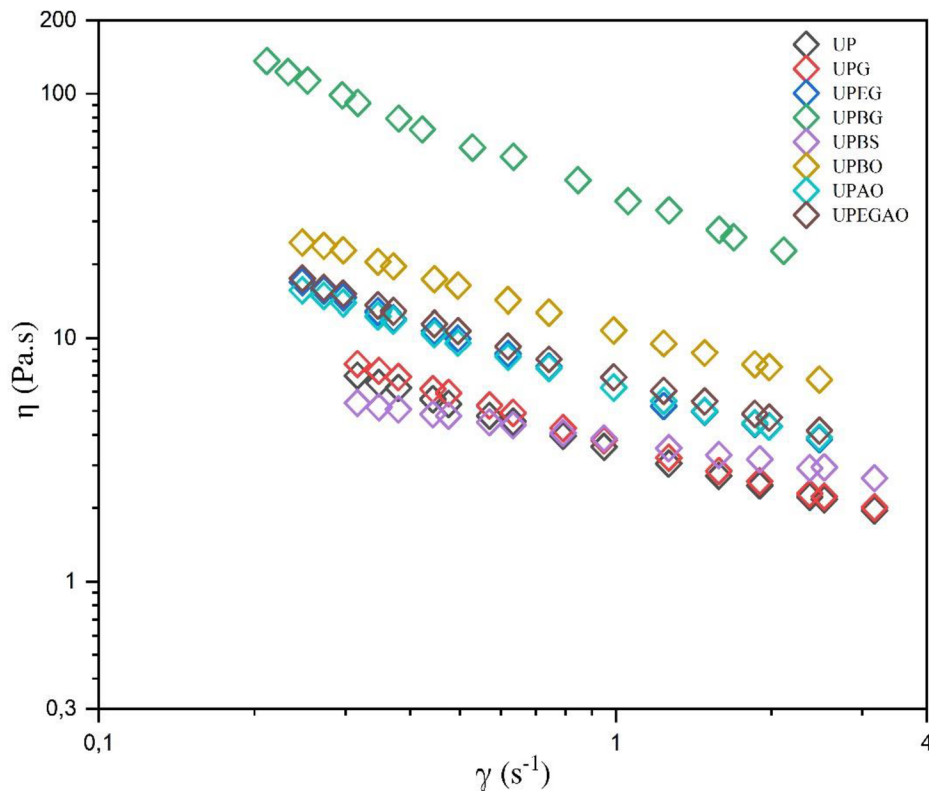
3.4.4 Posouzení zpracovatelnosti nevytvrzených směsí měřením viskozity

Protože bylo u namíchaných směsí očekáváno tixotropní chování, bylo stanovení viskozity provedeno bezprostředně po namíchání každé ze směsí. Měření probíhalo na rotačním viskozimetru Viscolead Pro L od společnosti Fungilab vybaveného normovanými vřeteny L1 až L4 bez ochranného rámu. Viskozimetr byl nejprve opatřen vřetenem L2 a to bylo postupně ponořeno po rysku do skleněné nádoby s měřenou směsí. Viskozita byla měřena pro 15 odlišných nastavení otáček v rozmezí hodnot 1 až 10 otáček za minutu. Pro měření je doporučeno zatížení přístroje v rozmezí 45 až 95 %. Pokud bylo zatížení vysoké již při nízkých hodnotách otáček nebo nízké i při vysokých otáčkách, bylo zvolené vřeteno vyměněno za jiné tak, aby každé měření začínalo nejméně při zatížení 20 % a končilo maximálně při zatížení 95 %.

Tokové křivky vzorků jsou znázorněny na Obr. 9. Pro výpočet smykové rychlosti γ byl použit vztah

$$\gamma = \frac{2 \cdot \omega}{1 - \left(\frac{R_b}{R_c}\right)^2} = \frac{4 \cdot \pi}{T \cdot \left(1 - \left(\frac{R_b}{R_c}\right)^2\right)} = \frac{4 \cdot \pi \cdot N}{60 \cdot \left(1 - \left(\frac{R_b}{R_c}\right)^2\right)} = \frac{\pi \cdot N}{15 \cdot \left(1 - \left(\frac{R_b}{R_c}\right)^2\right)}, \quad (24)$$

kde ω je úhlová rychlost, T perioda vyjádřená pomocí počtu otáček za minutu N , R_b poloměr použitého vřetena a R_c poloměr skleněné nádoby, v níž proběhlo měření.



Obr. 9: Závislost zdánlivé viskozity na smykové rychlosti (tokové křivky)

Nejvyšší byla zdánlivá viskozita UPBG s hodnotou při nejnižších otáčkách přes 100 Pa·s. V celém intervalu byla vyšší než u ostatních vzorků. Při nejvyšších otáčkách byla hodnota v řádu desítek Pa·s. Druhou nejvyšší hodnotu viskozity vykázal vzorek UPBO s hodnotami pohybujícími se se přibližně ve dvou třetinách měřicího intervalu nad desítkou Pa·s. Pro několik posledních nastavení otáček viskozita mírně poklesla do řádu jednotek.

Méně viskózní byly směsi UPEGAO, UPEG a UPAO. Křivky UPEG a UPAO jsou v oblasti vyšších smykových rychlostí téměř totožné a rozlišit je lze především v první polovině průběhu. Křivka UPEGAO měla podobný tvar, ale v celém intervalu byla viskozita směsi o desetiny až jednotky Pa·s vyšší. Podobně se chovaly i UPG a UP s tím rozdílem, že hodnoty zdánlivých viskozit se v celém rozsahu pohybovaly pouze v řádech jednotek.

Zajímavým způsobem se choval vzorek UPBS, jenž měl v první třetině viskozitu dokonce nižší než výchozí pryskyřice a celkově nejnižší ze všech. Pokles viskozity ovšem nebyl tak strmý jako v předchozích případech, a proto byly hodnoty těsně za polovinou měření vyšší než v případě UP a UPG.

Pro odlévání do forem je vhodné docílit co nejnižší viskozity tekutiny, aby mohly vzduchové bubliny samovolně unikat pryč a forma byla zcela vyplněna. Z naměřených hodnot lze shrnout, že pro odlévání je kvůli několikanásobně vyšší viskozitě oproti výchozí pryskyřici nejméně vhodnou směsí UPBG. Při nízkých smykových rychlostech je naopak nejvhodnější UPBS, kde přídavek plniva vedl k vylepšení tokového chování.

Pokud uvažujeme srovnání se vzorkem bez aditiv, lze z hlediska zpracovatelnosti považovat za vhodný i UPG vykazující pouze minimální zvýšení zdánlivé viskozity oproti matici. Chování zbylých směsí bylo oproti UP zhoršené.

3.4.5 Zvolení teploty vytvrzování pomocí diferenčního skenovacího kalorimetru

Kalorimetrické křivky byly stanoveny na diferenčním skenovacím kalorimetru DSC Discovery od TA Instruments. Měření bylo provedeno v teplotně modulovaném módu umožňujícím oddělení informací o reverzibilních a ireverzibilních jevech. Pro záznam vytvrzovací reakce bylo nejdříve v PP kelímku k malému množství směsi přidáno odpovídající množství iniciátoru. Po důkladném promíšení obsahu kelímku bylo do hliníkové misky přeneseno přibližně 20 mg vzorku a miska byla opatřena víčkem. Následně byla miska se vzorkem a referenční miska umístěna do přístroje a bylo provedeno měření. Teplotní interval byl zvolen od -30 do 220 °C s růstem teploty 2,5 °C za minutu a oscilující změnou teploty 0,3 °C s periodou 60 s. Jako plynné médium byl zvolen dusík s průtokem 25 ml za minutu.

Pro ověření správného vytvrzení bylo u všech materiálů provedeno měření dotvrzení. Pro měření bylo odebráno přibližně 10 mg z tělesa pro zkoušku rázové houževnatosti vytvrzeného po dobu dvou hodin při 90 °C. Teplotní interval byl zvolen od -30 do 220 °C s růstem teploty 3 °C za minutu. Plynným médiem byl opět dusík s průtokem 25 ml za minutu. Měření dotvrzení proběhlo ve standardním módu.

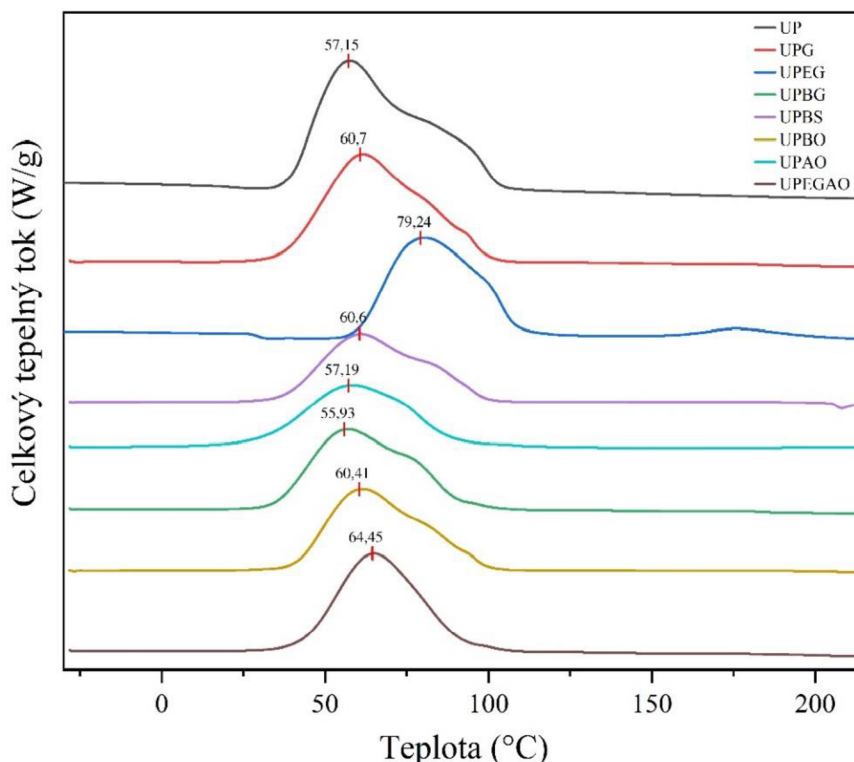
Síťování reaktoplastů je exotermní chemickou reakcí a přídavek plniv přirozeně ovlivňuje průběh tvorby sítě. Kvůli dosažení dostatečné kvality vzorků bylo nezbytné prozkoumat vliv, jakým použitá plniva ovlivňují tvorbu sítě kompozitů a zda se výrazně mění teplota, při níž

reakce probíhá nejintenzivněji. Jednotlivé průběhy sítování vzorků jsou znázorněny na Obr. 10. Výchozí pryskyřici měla vrchol vytvrzování těsně nad 57 °C s nerovnoměrným poklesem až po přibližně 100 °C. Podobný průběh měla směs UPBG, u níž jako u jediné z měřených nastalo maximum dříve než u výchozí pryskyřice. Z tvaru křivky je zároveň zřejmé, že celkové množství uvolněného tepla bylo menší. Směs UPAO měla vrchol téměř při totožné teplotě jako UP, ale následný pokles byl rovnoměrnější.

Směsi UPG, UPBS a UPBO měly maximální rychlost vytvrzování při teplotě vyšší přibližně o 3,5 °C oproti matrici. Tvarem se UP nejvíce blížil UPBS, ovšem i zde bylo celkově uvolněno méně tepla. Oproti tomu UPG a UPBO vykázaly po maximu rovnoměrnější pokles a tvarově měly křivky velmi podobné. Rozdílem byla patrně větší velikost peaku tepelného toku u UPG.

Jednoznačně nejvyšší ovlivnění tvorby sítě způsobil přídavek expandovaného grafitu. Největší intenzita reakce směsi UPEG nastala až téměř při 80 °C, což je oproti matrici zvětšení o více než 20 °C. Navíc je na křivce výrazněji patrný skelný přechod v oblasti 30 °C a mírné dotvrzení začínající těsně nad 150 °C.

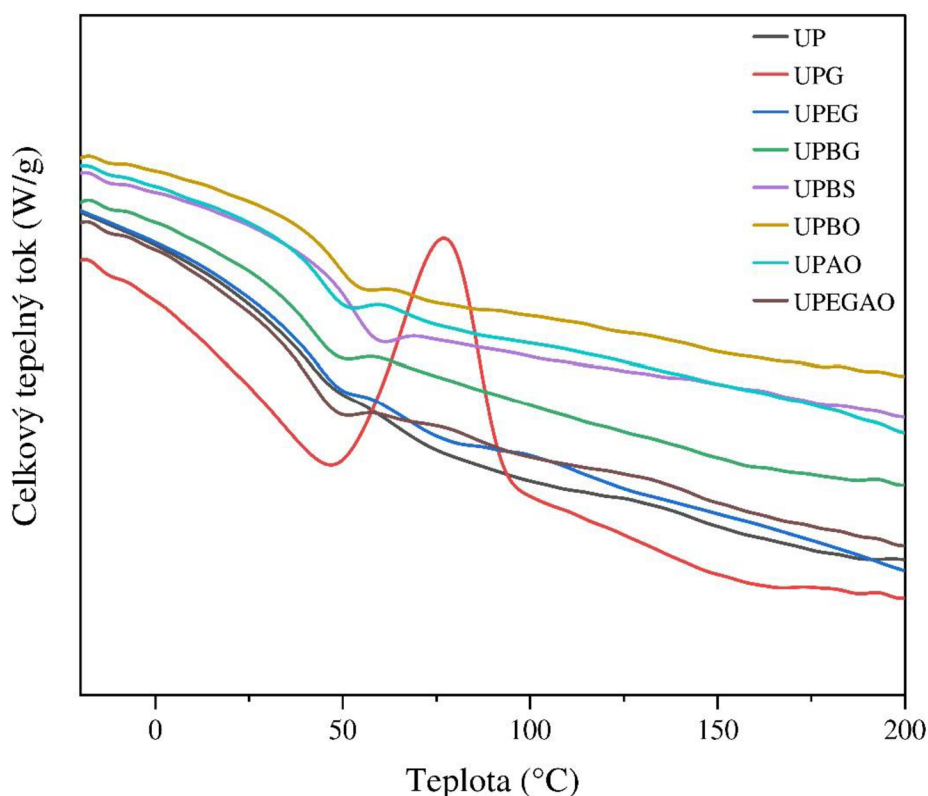
Pro přípravu dostatečně kvalitních vzorků by teoreticky stačilo provést vytvrzení při teplotě 80 °C. Jelikož byl kladen důraz na co nejvyšší kvalitu sítě vzorků, byla teplota vytvrzení zvolena mírně vyšší, a to 90 °C.



Obr. 10: DSC záznamy vytvrzovacích reakcí výchozí pryskyřice a připravených směsí

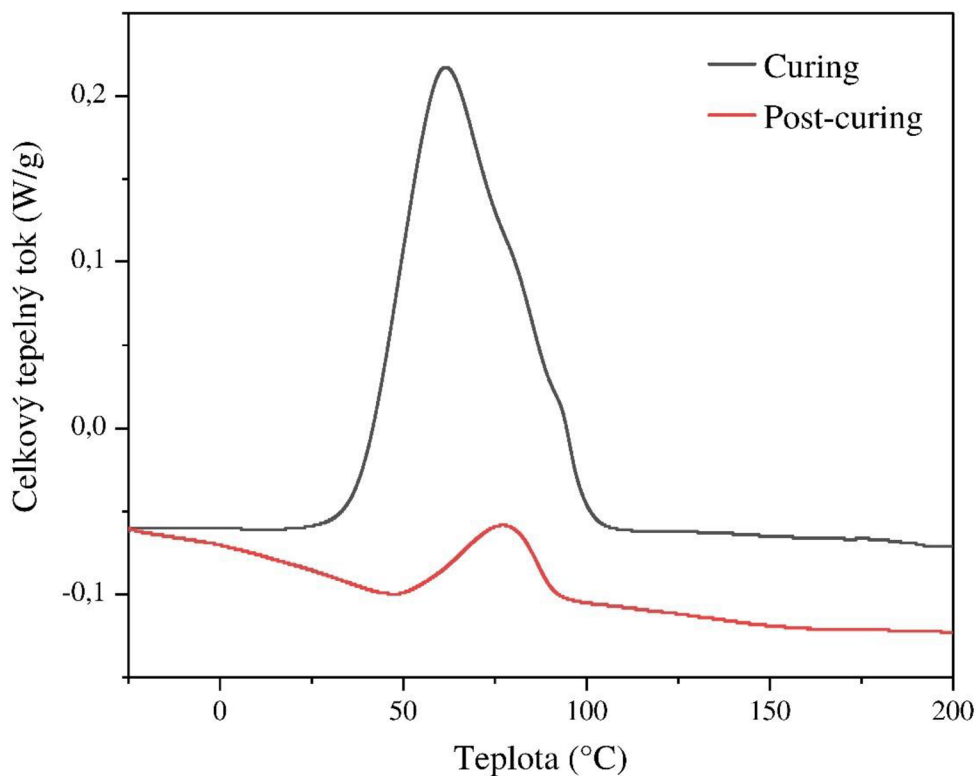
3.4.6 Ověření kvality vytvrzení vzorků a určení teploty dotvrzení

V přechodí kapitole byl prozkoumán vliv, jakým jednotlivá plniva ovlivnila průběh síťovací reakce. Kvůli posouzení kvality sítě a ověření, zda byly podmínky zvolené pro přípravu optimální, bylo měření opakováno se vzorky síťovanými po dobu 2 hodin při teplotě 90 °C. Záznamy z kalorimetrických měření dotvrzení vzorků jsou znázorněny na Obr. 11. Přídavkem aditiv byla ovlivněna teplota skelného přechodu materiálu a pouze minimálně tvar křivky, ale u naprosté většiny nebyl pozorován exotermní peak značící pokračující vytvrzování materiálu. Jedinou výjimkou je UPG značený červenou barvou s evidentním exotermním peakem s maximem při 77 °C. Oproti teplotě, při které bylo maximum u síťovací reakce, je hodnota o více než 16 °C vyšší. Pomocí softwaru TRIOS od společnosti TA Instruments byly vyhodnoceny obsahy oblastí pod peaky a určeny reakční entalpie vytvrzovací reakce a dotvrzení UPG.



Obr. 11: DSC záznamy dotvrzování výchozí pryskyřice a připravených směsí

Určením poměru entalpie dotvrzení ku entalpii vytvrzení bylo zjištěno, že materiál UPG byl vytvrzen z 91,2 %. Dotvrzování je proces, při němž je termoset nebo jeho kompozit po danou dobu vystaven teplotě vyšší nebo rovné, než která byla použita při výchozím síťování materiálu. Jelikož bylo síťování provedeno při teplotě 90 °C, byla pro zajištění co nejkvalitnější sítě zvolena teplota dotvrzení mírně vyšší, a to 100 °C.



Obr. 12: Srovnání křivek vytvrzení a dotvrzení UPG

3.4.7 Studium struktury plniv a kompozitů rastrovacím elektronovým mikroskopem

Pomocí rastrovací elektronové mikroskopie (SEM) byla prozkoumána struktura práškových plniv a připravených kompozitů. Energiově-disperzní spektrometrií bylo určeno složení plniv. Jako vzorky kompozitů sloužily lomové plochy připravené z těles pro zkoušku vrubové houževnatosti. Po provedení mechanické zkoušky byla tělesa uchopena pinzetou a pomocí dláta a kladiva byly odštípnuty kusy vzorků obsahující lomové plochy. Struktura byla studována na rastrovacím elektronovém mikroskopu MIRA3-XMU. Kvůli prevenci akumulace náboje na povrchu byla na vzorky nanášena vrstva Au/Pd v tloušťce 15 nm. Snímky byly pořízeny při urychlovacím napětí 10 kV a pracovní vzdálenosti 10-11 mm. Při snímkování byla použita detekce sekundárních (SE) a zpětně odražených (BSE) elektronů.

3.4.8 Posouzení vlivu plniva zkouškou vrubové houževnatosti

Vliv plniva na mechanické vlastnosti materiálu byl stanoven zkouškou vrubové houževnatosti. Polovina testovacích těles o velikosti 80×10×4 mm byla pomocí vrubovacího zařízení Power-Driven Notchvis opatřena vrubem o hloubce 2 mm.

Tělesa byla na podpěry testovacího zařízení umístěna tak, aby byl ráz veden na užší podélnou plochu tělesa (způsob „edgewise“). Tělesa opatřená vrubem byla umístěna tak, aby byl směr rázu veden na opačnou stranu, než na které byl umístěn vrub. Při zkoušce bylo použito rázové

Charpyho kladivo s energií 2,7 J. Rázová houževnatost byla vypočtena podle následujícího vztahu

$$A = \frac{E}{h \cdot b} \cdot 10^3, \quad (25)$$

kde A je rázová houževnatost v joulech, h je tloušťka zkušební tělesa v mm a b šířka tělesa v mm. Vrubová houževnatost A_N byla rovněž vypočtena podle vztahu 25, ale místo b byla použita šířka zkušební tělesa pod vrubem v mm b_N .

3.4.9 Stanovení lineárního koeficientu zeslabení

Teoretické hodnoty hmotnostních koeficientů zeslabení připravených kompozitů a výchozí matrice při energiích gama záření 622 a 1253 keV byly získány výpočtem pomocí databáze Národního institutu standardů a technologií (NIST, USA) XCOM. XCOM využívá při teoretickém výpočtu hmotnostního koeficientu zeslabení pro různé prvky znalosti celkového účinného průřezu. Účinný průřez určuje, s jakou pravděpodobností foton záření interaguje s látkou. Závislost vyjadřuje následující vztah

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{m_u A_r}, \quad (26)$$

kde σ je celkový účinný průřez, m_u je atomová hmotnostní konstanta a A_r relativní atomová hmotnost daného prvku. Již dříve bylo uvedeno, že jsou účinné průřezy fotonů a od nich odvozené veličiny závislé na energii fotonů. Pro sestavení databáze XCOM byly použity účinné průřezy získané kompilací složitých teoretických výpočtů, řešení semi-empirických rovnic a interpolací dat od mnoha autorů s drobnými úpravami. Pro výpočty koeficientů u UP a směsí byla v programu aplikovaná jednoduchá rovnice aditivity

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum w_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (27)$$

kde w_i je hmotnostní zlomek i -tého prvku a $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$ hmotnostní koeficient zeslabení vypočtený podle vztahu 26. Bližší detaily výpočtů jsou uvedeny v práci každého z výzkumníků, jejichž seznam je uveden na internetových stránkách NIST. [46], [47], [48]

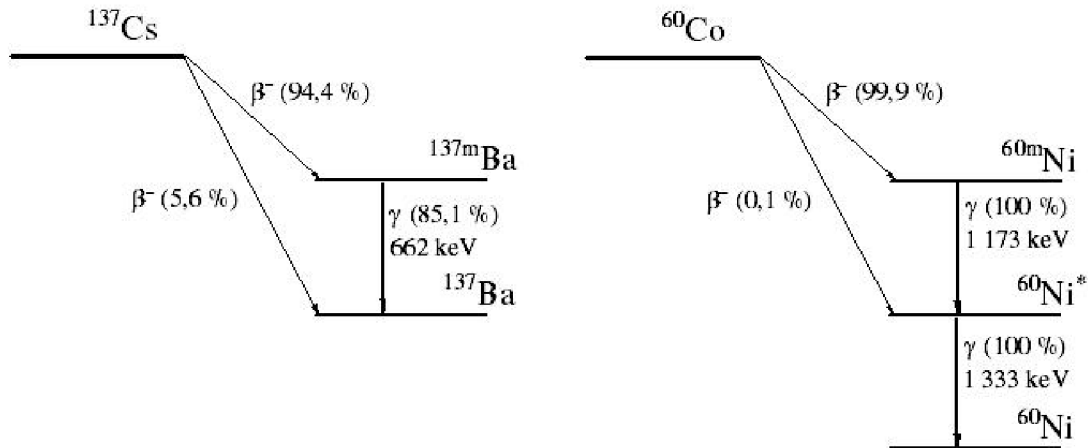
Do programu bylo nejdříve zadáno prvkové složení nenasycené polyesterové pryskyřice v hmotnostních procentech a poté energie fotonů, pro něž mají být koeficienty vypočteny. Získané hodnoty působily jako základ pro výpočet koeficientů směsí. Následně byly totožné informace zadány pro plniva grafit, expandovaný grafit a barnaté sklo. U Bi_2O_3 , Sb_2O_3 a BaSO_4 byly namísto složení zadány vzorce jednotlivých látek a složení bylo softwarem vypočteno s předpokladem ideální stechiometrie.

Výpočet koeficientů směsí proběhl podle rovnice 28.

$$\mu_m(\text{směs}) = w_{UP} \cdot \mu_m(UP) + \sum w_{plnivo} \cdot \mu_m(plnivo) \quad (28)$$

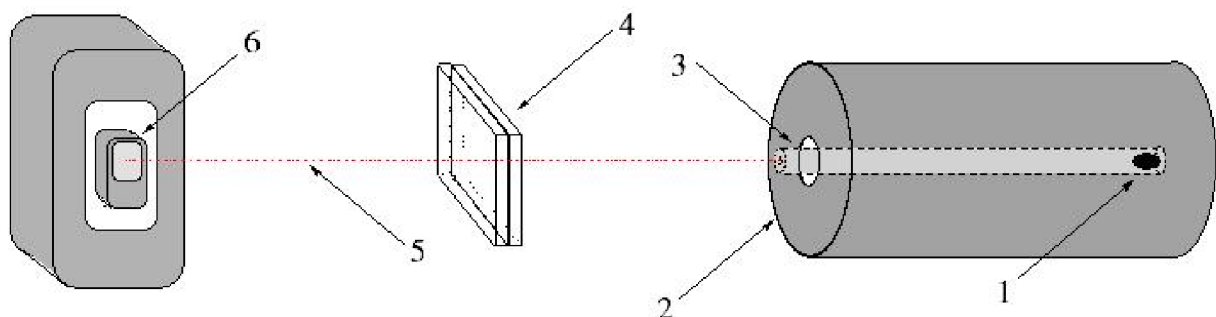
Experimentální stanovení lineárního koeficientu zeslabení bylo provedeno měřením gama záření dvou různých radioaktivních zdrojů, a to ^{137}Cs s energií 662 keV a ^{60}Co s energiemi 1,173 a 1,333 MeV. Rozpadová schémata zářičů jsou uvedena na Obr. 13. Pro detekci bylo

použito Geiger počítadlo RadEye B20-ER a detekována byla četnost dopadajících paprsků záření. Protože byl při experimentálním měření použit detektor neumožňující rozlišení energií jednotlivých fotonů zářiče ^{60}Co , byla pro teoretické výpočty zvolena průměrná hodnota obou energií 1253 keV.



Obr. 13: Rozpadová schémata radioaktivních zářičů použitých při měření [49]

Intenzita záření byla měřena vždy třikrát po dobu 15 minut a hodnota vypočtena jako průměr všech měření. Zářič byl umístěn do olověné trubice, která byla následně vsunuta do olověného válce. Poté byl zapnut detektor a byla určena výchozí intenzita zdroje I_0 . Následně byl do držáku umístěného 30 cm od okraje válce umístěn vzorek tak, aby imaginární spojnice detektoru a zdroje procházela přibližně středem vzorku a byla zjištěna intenzita záření I při tloušťce materiálu x . Dále byla do držáku umístěna další deska stejného typu materiálu takovým způsobem, aby kopírovala okraje předchozí desky a mezi deskami nebyla žádná mezera a opět bylo provedeno měření. Totožné kroky byly provedeny pro dvě, tři, čtyři a pět desek za sebou. Uvedeným postupem byly změřeny všechny vzorky kromě UPBS, UPBO a UPAO. Pro tyto tři typy byla z časových důvodů zvolena doba měření 3 min a poloviční vzdálenost detektoru od radioaktivního zdroje. Za účelem vytvoření faktoru geometrie kompenzujícího odlišnosti obou uspořádání byl po dobu 3 min při menší vzdálenosti změřen také vzorek UPEGAO. Schéma aparatury je znázorněno na Obr. 14.



Obr. 14: Schéma aparatury; 1 - Zářič, 2 - Olověný válec, 3 - Olověná trubice, 4 - Vzorky, 5 - Paprsek záření gama, 6 - Detektor obložený olověnými kvádry

4. VÝSLEDKY A DISKUZE

4.1 Kontrola morfologie připravených kompozitů a referenčního vzorku

U připravených materiálů je cílem dosažení homogenní struktury s izotropními vlastnostmi. Lineární koeficient zeslabení (LKZ) může být ovlivněn nerovnoměrnou distribucí plniva v polymerní matici, a proto byla nejprve pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu ověřena morfologie kompozitů a pryskyřice. Snímky lomových ploch jsou zobrazeny na Obr. 15 a Obr. 16. Na lomové ploše výchozí pryskyřice v částech a1-2) je vidět drobné množství kráterů (označené červenými šipkami) s průměry v rozsahu jednotek až nízkých desítek μm . Přítomnost kráterů je způsobena vzduchovými bublinami, které před vytvrzením neunikly z pryskyřice v důsledku zvýšené viskozity. Pozůstatky po vzduchových bublinách byly pozorovány i v ostatních vzorcích, ale na snímcích nejsou zvýrazněny. Jinak je struktura typická pro polyesterovou pryskyřici a nejsou v ní patrné jiné nečistoty.

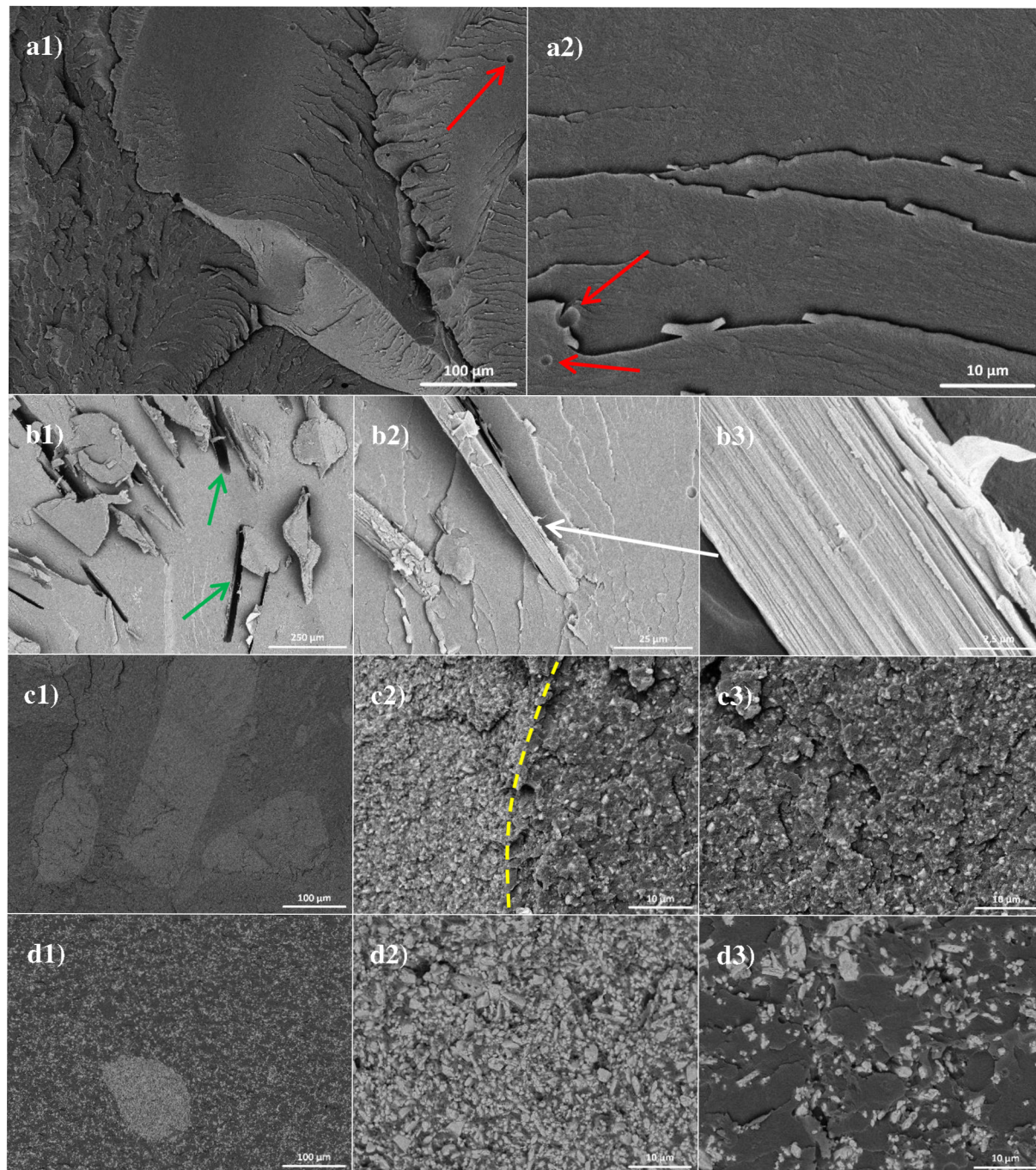
Na snímku b1) je struktura vzorku UPG, kde jsou částice grafitu dobře dispergované a nasycené pryskyřicí. Zelenými šipkami jsou znázorněna místa, kde byly z matrice vytrženy celé částice. Velikost vzniklých dutin je z naprosté většiny v rozmezí 300-500 μm , což je v souladu se zjištěními z laserové difrakce i SEM analýzou samostatného plniva. Bližší detail vrstevnaté struktury grafitu může být pozorován na sekcích b2) a b3). V malém množství jsou rozeznatelné i částice o velikostech v řádu desítek μm .

Rozdílnou strukturu vykazoval UPBG zobrazený na c1-c2). Při nižším zvětšení jsou ve vzorku patrné velké klastry částic barnatého skla o velikosti desetin a v některých případech i jednotek mm. V souladu s tímto zjištěním jsou data z laserové difrakce ukazující největší zastoupení v rozmezí velikostí částic 200-600 μm . Při vyšším zvětšení je ovšem zřejmé, že jsou shluky tvořeny částicemi o velikosti řádu jednotek μm . Z poznatků lze usoudit, že alespoň část aglomerátů byla do určité míry rozptýlena při míchání. Přesto jsou ve vzorku v nezanedbatelném množství, což ukazuje na vysokou soudržnost částic. Hranice jednoho ze shluků, jež je na snímku světlejší, je na sekci c2) zvýrazněna přerušovanou žlutou čarou. Snímek c3) znázorňuje strukturu vzorku mimo shluk.

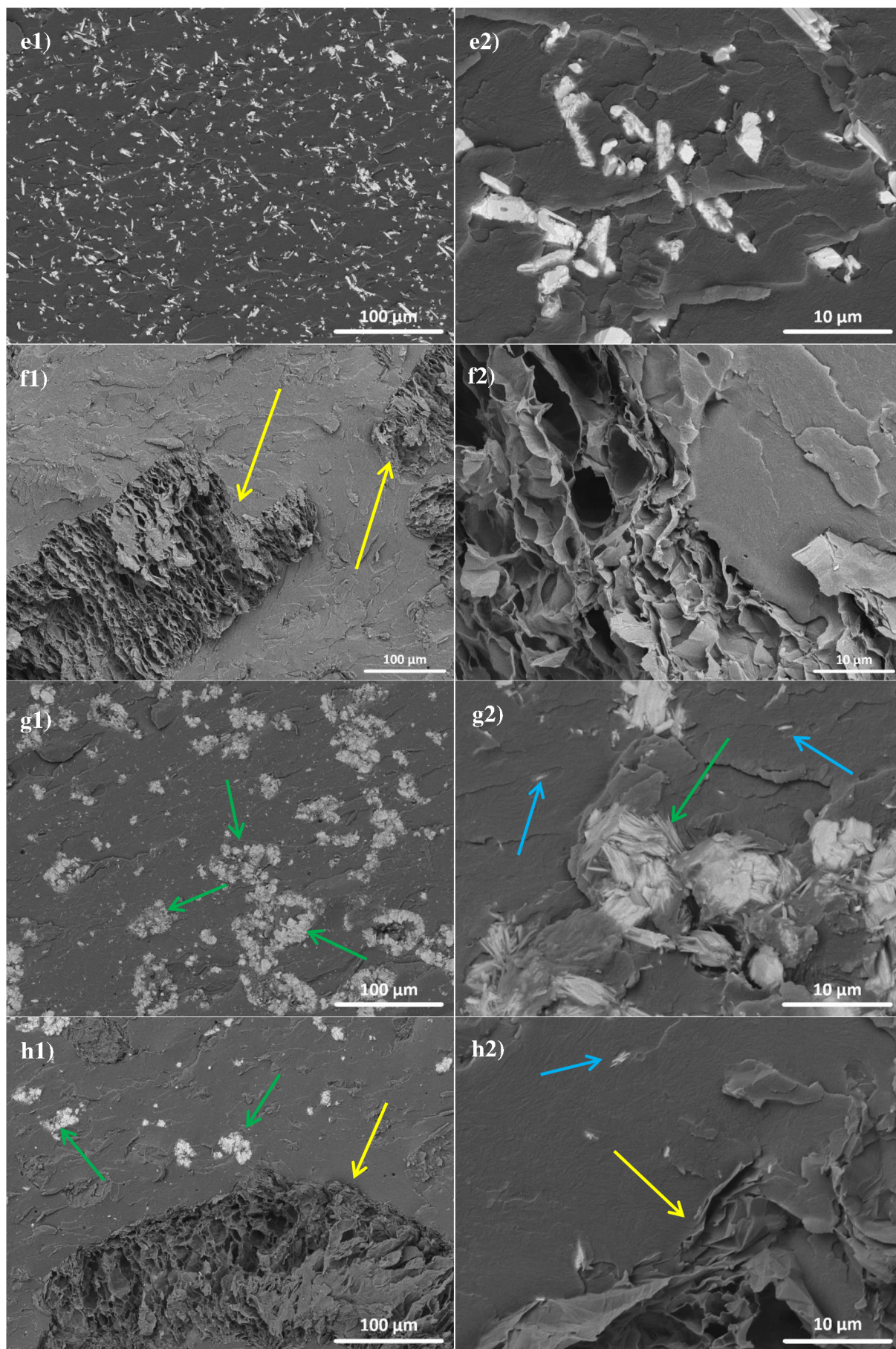
Obdobná situace je pozorována na snímcích d1-d3) u UPBS s rozdílem, že aglomeráty jsou zde menší (okolo 100 μm) a zároveň méně časté. Aglomeráty jsou opět tvořeny převážně částicemi o velikosti v řádu jednotek μm , což odpovídá distribuční křivce z laserové difrakce. Analýza neprokázala přítomnost shluků již v samostatném plnivu. K tvorbě shluků muselo dojít až při přípravě směsi. Detaily struktury shluku a oblastí mimo shluk jsou vidět na sekcích d2) resp. d3).

Ve vzorku UPBO zobrazeném na e1) a e2) jsou částice z větší části distribuovány rovnoměrně, ale místy se vyskytují v seskupeních o průměru přibližně 10 μm . V porovnání se vzorky UPBG a UPBS je zde ovšem aglomerace méně frekventovaná. Dále je pozorována dobrá adheze částic k matici a opět malé množství mikrometrových kráterů jakožto pozůstatků po vzduchových bublinách.

Na částech f1) a f2) jsou struktury vzorku UPEG. V ideálním případě mají být částice expandovaného grafitu zcela rozmíchány v celém objemu pryskyřice, čehož bylo ve velké míře dosaženo i ve směsi UPEG. Přesto jsou na lomové ploše na první pohled patrné charakteristické vermikulární struktury vzniklé porušením celých částic (vyznačené žlutými šipkami).



Obr. 15: SEM BSE snímky lomových ploch vzorků; část 1



Obr. 16: SEM BSE snímky lomových ploch vzorků; část 2

Zkoumání samostatného oxidu antimonitého pomocí SEM ukázalo, že se destičkové a jehličkovité částice o velikosti desetin a jednotek μm shlukují do útvarů s velikostí o řád vyšší. Závěry jsou v souladu s laserovou difrakcí, při níž byly detekovány jednotlivé malé částice, ale daleko častěji větší klastry. Na snímcích g1-2) jsou vidět především seskupení větších rozměrů (zelené šipky) doplněné malým množstvím individuálně rozptýlených částic (modré šipky). Z výše uvedených důvodů lze soudit, že při míchání k většímu rozptýlení klastrů částic nedochází.

Shluky jehličkovitých částic Sb_2O_3 jsou viditelné i v posledním materiálu s kombinací dvou plniv. Ve struktuře jsou zároveň pozorovány jehličky o velikosti jednotek μm . Zjištění jsou v souladu s dřívějšími poznatky i se závěry z analýzy samostatného oxidu antimonitého. Na položce h1) lze vidět, že jsou zároveň přítomné celé nerozmíchané částice EG. Detail hranice jedné z částic EG je vidět na sekci h2). Značení barevnými šipkami je totožné jako u předchozích vzorků; zelené šipky představují větší shluky oxidu antimonitého, modré šipky individuální jehličkovité částice a žluté šipky celé částice EG. Nelze říct, že by ve směsi s oběma plnivy byla jakýmkoli vzájemnými interakcemi ovlivněna distribuce částic. Všechna data z laserové difrakce jsou uvedena v příloze A.

4.2 Lineární koeficienty zeslabení gama záření

4.2.1 Teoretický model hmotnostních koeficientů zeslabení

Stínící vlastnosti připravených materiálů byly nejprve zhodnoceny pomocí softwaru XCOM. Bylo využito znalosti složení matrice a plniv stanovených prvkovým analyzátozem, resp. EDS. Prvková složení výchozí pryskyřice a plniv zadaných do programu XCOM jsou zaznamenána v Tab. 5. Vypočtené hodnoty hmotnostních koeficientů zeslabení (HKZ) jsou uvedeny v Tab. 6. Teoretické HKZ jsou při energii fotonů 662 keV u naprosté většiny materiálů téměř totožné a jsou dokonce nižší než hodnota výchozí pryskyřice. Rozdíl oproti UP byl pro všechny typy menší než 1 %. Jedinou výjimkou je vzorek UPBO s hodnotou téměř o 15 % vyšší oproti matrici. Na základě získaných výsledků se UPBO jeví jako nejvhodnější kandidát na tvorbu štítů před ionizujícím zářením.

Tab. 5: Prvkové složení pryskyřice a plniv

Plnivo	Prvkové složení [hm. %]						
	Al	B	Ba	C	O	S	Si
Mletý grafit	0,15			97,55	2,01		0,15
Expandovaný grafit				96,78	1,96	1,22	
Barnaté sklo	3,83	4,44	21,45	8,28	43,02		
Pryskyřice	C		H		O		N
	0,7526		0,0086		0,2302		0,0030

Při vyšší energii fotonů jsou obecně všechny HKZ menší o více než čtvrtinu. Jistou podobností s předchozími výsledky je to, že i při vyšší energii je nejlepší hodnota u materiálu UPBO. Zde je ovšem oproti matrici vyšší pouze minimálně a to o 1 %. Ostatní typy mají teoretické hodnoty opět nižší, ovšem v tomto případě až o jednotky procent. Nejhorší je UPAO s HKZ nižším oproti pryskyřici o více než 3,5 %.

HKZ vyjadřuje stínící schopnost materiálu bez závislosti na stavu hmoty a nebylo by správné tvrdit, že ostatní typy vykazují horší stínící chování než pryskyřice. Samotnou schopnost zeslabovat intenzitu ionizujícího záření popisuje podle rovnice 19 LKZ. Přepočet koeficientů, srovnání s experimentálním měřením a diskuze stínění bude provedena v následující kapitole.

Tab. 6: Teoretické hodnoty hmotnostních koeficientů zeslabení vypočtené podle programu XCOM

Vzorek	μ_m [cm ⁻¹]	
	662 keV	1253 keV
UP	0,0778	0,0573
UPG	0,0777	0,0572
UPEG	0,0778	0,0573
UPBG	0,0775	0,0565
UPBS	0,0777	0,0558
UPBO	0,0895	0,0580
UPAO	0,0772	0,0553
UPEGAO	0,0775	0,0564

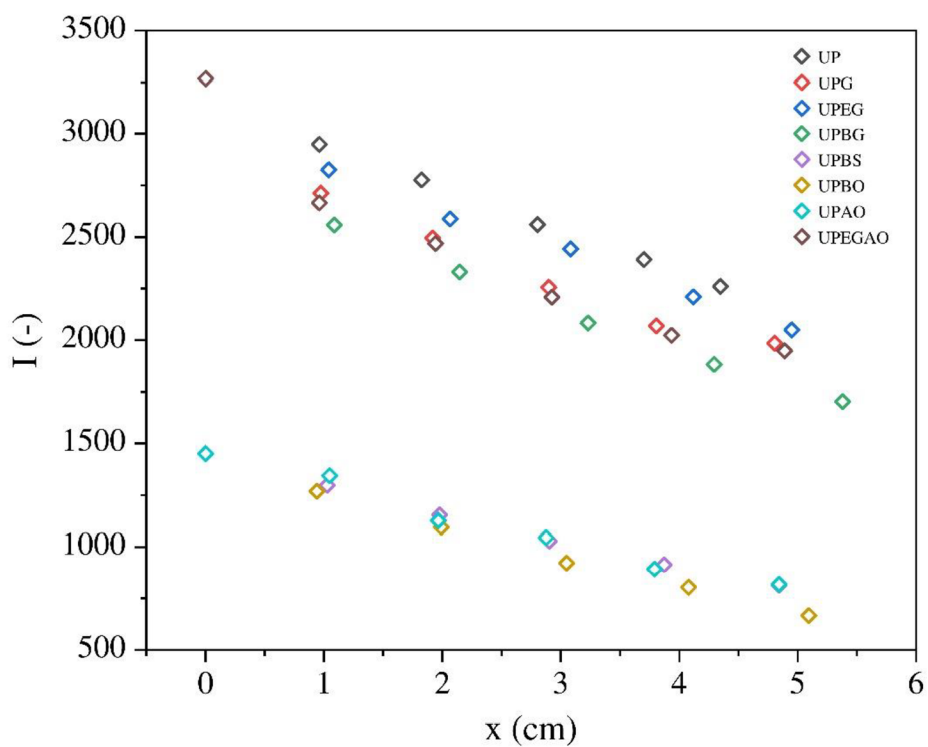
4.2.2 Výsledky experimentálního stanovení a srovnání s teoretickým modelem

Ověření, zda teoretické hodnoty odpovídají skutečnosti, bylo provedeno měřením snižování intenzity záření dvou radioaktivních zdrojů se zvětšující se šířkou vrstvy stínícího materiálu. Získané závislosti jsou znázorněny na Obr. 17 a Obr. 18. Ze vztahu 19 lze intenzitu při konkrétní tloušťce materiálu vztáhnout na výchozí intenzitu zdroje a vztah upravit do podoby

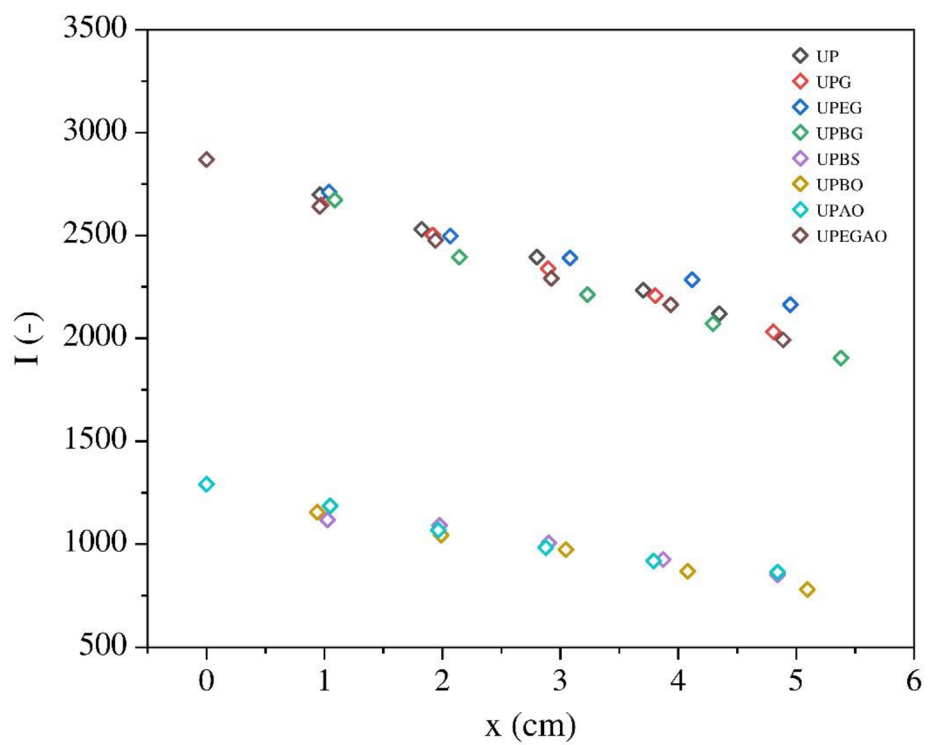
$$\ln \frac{I}{I_0} = -\mu x . \quad (29)$$

Po vynesení závislosti logaritmu podílu intenzit na tloušťce stínícího materiálu odpovídá směrnice lineární regrese lineárnímu koeficientu zeslabení.

Na první pohled jsou pro oba radioaktivní zdroje zřejmě nižší zaznamenané intenzity u tří typů materiálů, jenž byly měřeny kratší dobu. Za účelem vyrovnání rozdílů vzdálenosti a kratší doby měření UPBS, UPBO a UPAO byl vytvořen faktor geometrie. Faktor geometrie byl vypočten jako podíl LKZ stanovených při dlouhém a krátkém měření vzorku UPEGAO a byl stanoven zvlášť pro každý zdroj.



Obr. 17: Závislost intenzity gama záření na tloušťce stínícího materiálu; zdroj ^{137}Cs (662 keV)



Obr. 18: Závislost intenzity gama záření na tloušťce stínícího materiálu; zdroj ^{60}Co (1253 keV)

Aplikaci faktoru geometrie popisuje následující vyjádření

$$\mu(i) = \mu^*(i) \cdot f(i) = \mu^*(i) \cdot \frac{\mu(UPEGAO)}{\mu^*(UPEGAO)}, \quad (30)$$

kde $\mu(i)$ je lineární koeficient zeslabení vzorku, $\mu^*(i)$ je lineární koeficient zeslabení stanovený krátkým měřením a $f(i)$ faktor geometrie.

Posouzení naměřených výsledků s teoretickými předpoklady bylo provedeno převedením HKZ získaných softwarem XCOM na LKZ. Hodnoty byly převedeny podle rovnice 20 s využitím hustot uvedených v Tab. 7.

Tab. 7: Stanovené hustoty plniv a vypočtené hustoty vzorků

Plnivo [–]	Hustota [g·m ⁻³]	Vzorek	Hustota [g·m ⁻³]
Grafit	2,0269 ± 0,0179	UP	1,1707 ± 0,0044
Expandovaný grafit	2,1951 ± 0,1058	UPG	1,2582 ± 0,0047
Barnaté sklo	2,4443 ± 0,0158	UPEG	1,1761 ± 0,0045
BaSO ₄	4,0971 ± 0,0256	UPBG	1,4517 ± 0,0065
Bi ₂ O ₃	8,8806 ± 0,1076	UPBS	1,5936 ± 0,0100
Sb ₂ O ₃	4,7497 ± 0,0930	UPBO	1,7281 ± 0,0404
		UPAO	1,6259 ± 0,0350
		UPEGAO	1,3386 ± 0,0159

Tab. 8: Hodnoty lineárních koeficientů zeslabení připravených materiálů; zdroj ¹³⁷Cs (662 keV)

Vzorek	μ [cm ⁻¹]		Δ [%]
	Exp.	Teo.	
UP	0,0825 ± 0,0024	0,0911 ± 0,0003	9,4
UPG	0,1016 ± 0,0106	0,0978 ± 0,0004	3,9
UPEG	0,0894 ± 0,0054	0,0915 ± 0,0004	2,3
UPBG	0,1141 ± 0,0106	0,1125 ± 0,0005	1,4
UPBS	0,1230 ± 0,0011	0,1238 ± 0,0008	0,7
UPBO	0,1545 ± 0,0032	0,1546 ± 0,0036	0,1
UPAO	0,1277 ± 0,0076	0,1258 ± 0,0027	1,5
UPEGAO	0,1025 ± 0,0118	0,1038 ± 0,0012	1,2
Faktor geometrie f		1,0222	

Tab. 9: Hodnoty lineárních koeficientů zeslabení připravených materiálů; zdroj ^{60}Co (1253 keV)

Vzorek	μ [cm^{-1}]		Δ [%]
	Exp.	Teo.	
UP	$0,0687 \pm 0,0016$	$0,0671 \pm 0,0003$	2,4
UPG	$0,0698 \pm 0,0016$	$0,0720 \pm 0,0003$	3,0
UPEG	$0,0562 \pm 0,0026$	$0,0674 \pm 0,0003$	16,6
UPBG	$0,0770 \pm 0,0027$	$0,0821 \pm 0,0004$	6,2
UPBS	$0,0868 \pm 0,0062$	$0,0889 \pm 0,0006$	2,3
UPBO	$0,1023 \pm 0,0036$	$0,1003 \pm 0,0023$	2,1
UPAO	$0,0915 \pm 0,0046$	$0,0900 \pm 0,0019$	1,6
UPEGAO	$0,0727 \pm 0,0018$	$0,0755 \pm 0,0009$	3,7
Faktor geometrie f		1,0675	

Je třeba zmínit, že teoretické LKZ byly modelovány pro fotony o energii 1253 keV, což odpovídá průměru dvou energií gama záření, jež zdroj ^{60}Co poskytuje, ale nemusí odpovídat skutečným podmínkám při měření. Použitím jiného typu detektoru (např. scintilačního nebo polovodičového) by bylo možné rozlišit intenzity jednotlivých fotonů a koeficienty stanovit jednotlivě pro obě energie zdroje.

Výsledky experimentálního měření přesto v naprosté většině případů vykazují dobrou shodu s teoretickým modelem. Kompozity obsahující plniva tvořená prvky s vysokým atomovým číslem měly dle očekávání nejvýrazněji zlepšené LKZ. Při vyšší energii fotonů bylo zlepšení méně výrazné. Zároveň byl potvrzen předpoklad lepšího snížení intenzity s vyšší hustotou kompozitu. Obě skutečnosti souvisí s mechanismy interakce gama záření s hmotou, které jsou detailně popsány v teoretické části práce.

Při posuzování výsledků je důležité zdůraznit, že je radioaktivní rozpad proces nezávislý na laboratorních podmínkách, jako jsou teplota, tlak a další. Výsledky jsou ovlivněny výhradně faktory souvisejícími s uspořádáním experimentu. Především se jedná o typ detektoru, mechanismus detekce (popsáno detailněji v kapitole 1.3.1) a vliv okolního prostředí. Protože experiment neproběhl v dokonale izolovaném prostředí ve vakuu, je třeba brát v potaz přírodní pozadí tvořené např. kosmickým zářením, nebo ovlivnění dráhy letu fotonů interakcemi se vzduchem. Opakování měření bylo provedeno pro dosažení požadované kvality výsledků a minimalizaci odchylky způsobené uvedenými vlivy.

Výše zmíněné skutečnosti nadále v textu nebudou uvažovány, neboť je nelze přesně určit a jejich účinky nebyly konstantní. Jako stínící materiály byly sledovány částicové kompozity s maximální koncentrací plniva 60 PHR. Protože je u těchto vzorků dosažení dokonale

homogenní struktury prakticky nemožné, bude v textu diskutováno především ovlivnění výsledků strukturními nehomogenitami.

Zaznamenané intenzity ionizujícího záření při měření se zdrojem ^{137}Cs u všech typů kompozitů mají oproti vzorku UP snížené hodnoty, což potvrzuje vylepšené stínící chování s přídatkem plniv. Odchylka (Δ) matrice od teoretického předpokladu může být způsobena přítomností bublin ve vzorku. Kvůli bublinám a absenci hmoty byl snížen počet interakcí, jimiž fotony ztrácí energii, a proto byly detekovány ve větší intenzitě.

Nejmenší zlepšení vykázal přírůstek expandovaného grafitu, což bylo i teoreticky předpokládáno z důvodu nízké koncentrace plniva. Experimentální výsledek je oproti očekávání mírně nižší, což je zřejmě zapříčiněno nerozmíchanými částicemi EG, do nichž se nedostala pryskyřice. Odchylka je ovšem pouze v jednotkách procent.

U vzorku UPG s druhým typem grafitového plniva byla očekávána ještě vyšší stínící schopnost především kvůli vyšší koncentraci plniva. Skutečná hodnota je téměř o čtyři procenta vyšší, než připouští výpočet. Zvýšený LKZ je zřejmě způsoben přítomností celých velkých částic grafitu v matrici. Určit naprosto přesnou dráhu letu fotonů a místa, ve kterých interagovaly se vzorkem, je téměř nemožné. Lze ovšem předpokládat, že v důsledku nehomogenity materiálu přišly fotony při letu do kontaktu s velkými částicemi grafitu, jež způsobily větší počet interakcí a celkově tak snížily intenzitu záření.

Obdobná situace je pozorována u dvou dalších vzorků, v nichž byly na SEM snímcích pozorovány větší aglomeráty, a to UPBG a UPAO. Rozdíl lze opět přisuzovat skutečnosti, že fotony záření narazily při letu na shluky částic přítomných v materiálu a interagovaly s nimi ve větší míře než s pryskyřicí. Hodnoty se v obou případech odlišují od teoretických výpočtů pouze přibližně o 1,5 %. Místa s vyšší koncentrací dobře stínícího plniva jsou částečně kompenzována oblastmi se sníženým výskytem plniva.

Opačný je výsledek u materiálu UPEGAO se směsí plniv, jehož koeficient je oproti teoretické hodnotě mírně nižší. Zde nastala kombinace dvou výše popsaných účinků, kdy shluky oxidu antimonitého způsobily zvýšení experimentálně stanovené hodnoty, zatímco expandovaný grafit způsobil snížení. Z výsledku měření lze usoudit převažující negativní vliv grafitu, jenž by pravděpodobně byl odstraněn kvalitnějším rozmícháním částic.

S odchylkami menšími než 1 % jsou nejbližší teoretickým předpokladům materiály UPBS a UPBO. U UPBS byly na snímcích z elektronového mikroskopu patrné ojedinělé shluky částic síranu barnatého, ale zřejmě nebyly přítomny v takové míře, aby výrazněji ovlivnily výsledky měření.

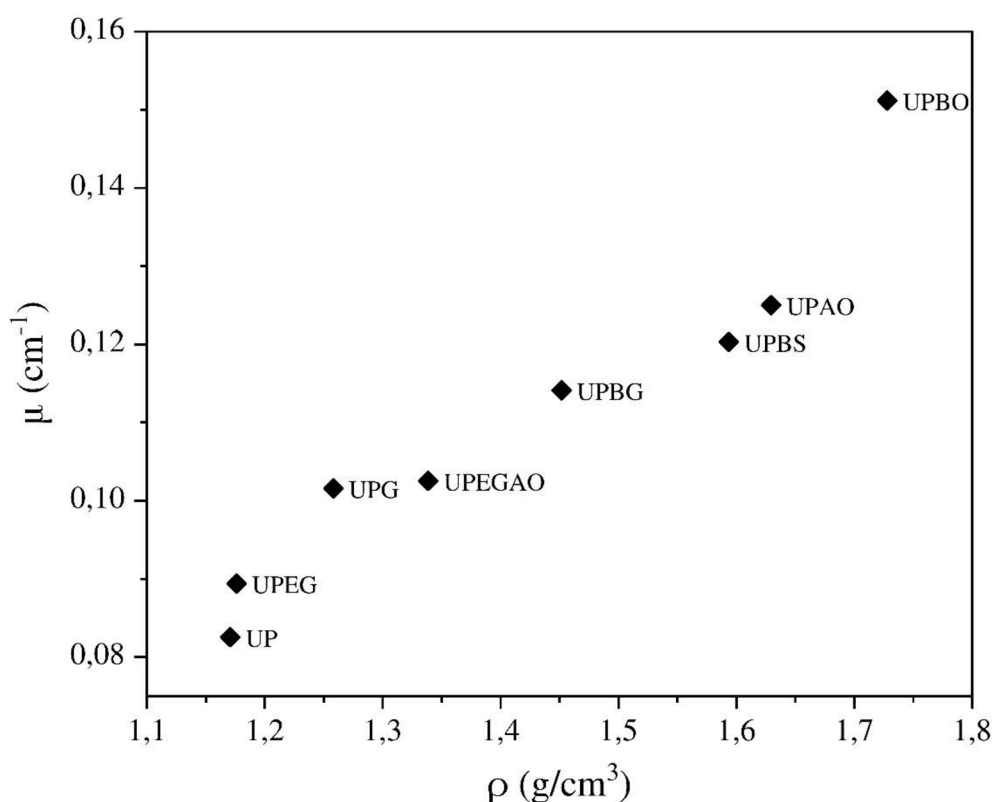
Typ UPBO je ze všech připravených typů nejlépe stínícím s téměř dvojnásobným zlepšením oproti samotné matrici. Částice oxidu bismutitého byly ve struktuře dobře dispergovány, což je jedním z důvodů, proč je lineární koeficient zeslabení kompozitu prakticky totožný s teoretickým předpokladem.

Závěry z měření se zdrojem ^{60}Co s vyšší energií fotonů jsou mírně odlišené. Zatímco u většiny materiálů byly stanovené LKZ menší oproti teoretickému modelu, pro vzorek UP byla hodnota vyšší. Protože se v matrici nevyskytují žádná plniva a ve struktuře nebyly přítomné ani žádné nečistoty, může být zvýšení zapříčiněno pouze dříve popsanými nestálými

experimentálními faktory. Obecně jsou ale všechny výsledné hodnoty nižší než při měření s předchozím zdrojem, což je způsobeno menšími účinnými průřezy při vyšších energiích fotonů.

Přestože teoretický model předpokládal zlepšení stínění s přidavkem obou grafitových plniv, došlo k němu pouze v případě UPG. Oproti tomu UPEG vykazuje zhoršení oproti matrici bezmála o 17 %. Jak již bylo v teoretické části práce popsáno, fotony záření ztrácí energii interakcemi s hmotou. Protože kompozit s expandovaným grafitem prokazatelně obsahoval neporušené částice nezaplňené pryskyřicí, nebyl počet interakcí dostatečný pro ztrátu veškeré energie fotonů a ty byly následně detekovány. Důsledkem je zvýšená intenzita detekovaného ionizujícího záření.

Nižší LKZ u UPBG a UPEGAO jsou pravděpodobně zapříčiněny průchodem fotonů oblastmi materiálů s menší koncentrací plniva. Fotony zřejmě neinteragovaly se shluky plniv přítomných v obou kompozitech ve zvýšené míře. Rozdíl vůči modelové hodnotě byl mírně vyšší pro vzorek s barnatým sklem, a to více než 6 %, zatímco pro vzorek se směsí plniv necelá 4 %.



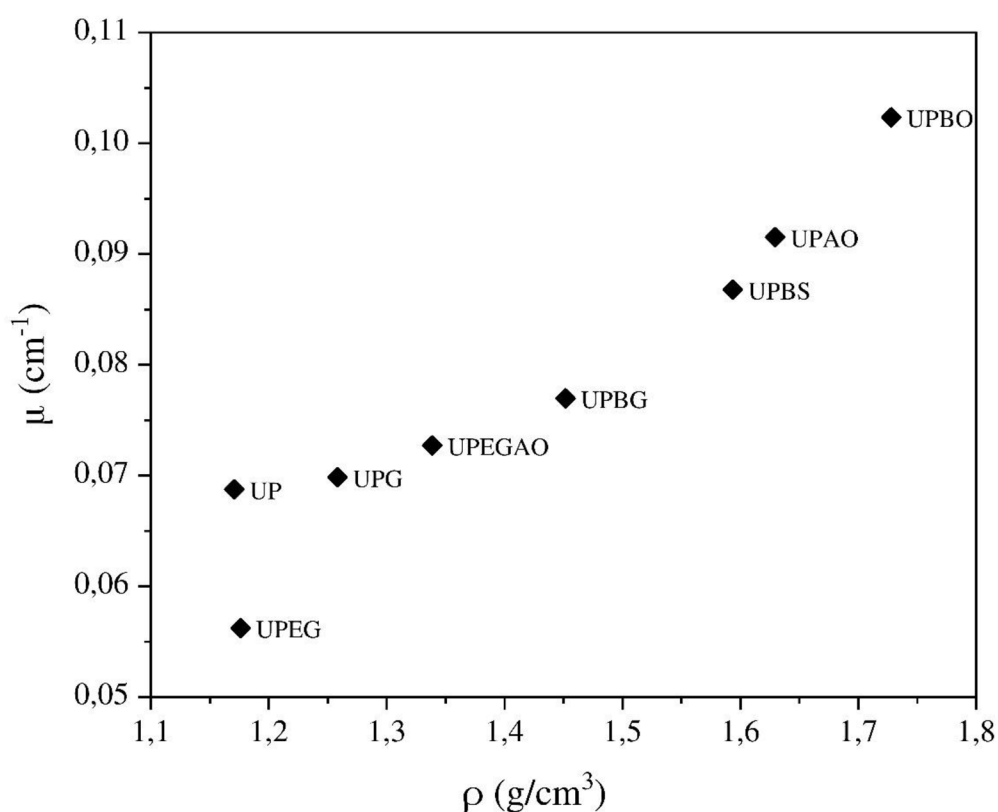
Obr. 19: Závislost lineárního koeficientu zeslabení na hustotě vzorku; zdroj ^{137}Cs (622 keV)

Zbylá trojice vzorků byla měřena po kratší dobu a pro přesnější stanovení lineárních koeficientů zeslabení byl zaveden faktor geometrie. Vzorky plněné oxidy antimonitým a bismutitým mají po úpravě podle rovnice 30 větší než teoreticky vypočtené hodnoty. Protože

třetí z modifikovaných UPBS nemá zvýšenou hodnotu, nelze za jednoznačnou příčinu vyšších koeficientů určit aplikaci faktoru geometrie. Již dříve byla diskutována přítomnost shluků oxidu antimonitého v UPAO zdánlivě zvyšující stínící schopnost materiálu a totožný vliv je pozorován i v tomto případě. Oxid bismutitý výrazné shluky nevytvářel, ale i zde může být na vině vyšší hodnoty zvýšený počet interakcí s částicemi plniva namísto s pryskyřicí.

Fotony gama záření primárně interagují s elektrony mechanismy popsanými v teoretické části práce. Proto je LKZ přímo úměrný elektronové hustotě, která je přímo úměrná celkové hustotě absorbujícího materiálu. U částicových kompozitů bylo očekáváno lepší zeslabení ionizujícího záření při použití plniva o vysoké hustotě.

Experimentální závislost LKZ při energii fotonů 662 keV a 1532 keV na hustotě vzorku je znázorněna na Obr. 19 resp. Obr. 20. Zatímco výsledky při měření se zdrojem ^{137}Cs nemají lineární závislost a průběh nejlépe charakterizuje polynom druhého stupně, v případě zdroje ^{60}Co je nejpřesnější spojnici dat exponenciála. Přestože má vzorek UPEG mírně vyšší hustotu oproti výchozí pryskyřici, vykázal při vyšší energii záření zhoršené stínící chování. Hlavními příčinami nižší hodnoty jsou dříve popsané podmínky měření a nehomogenity ve struktuře vzorků.

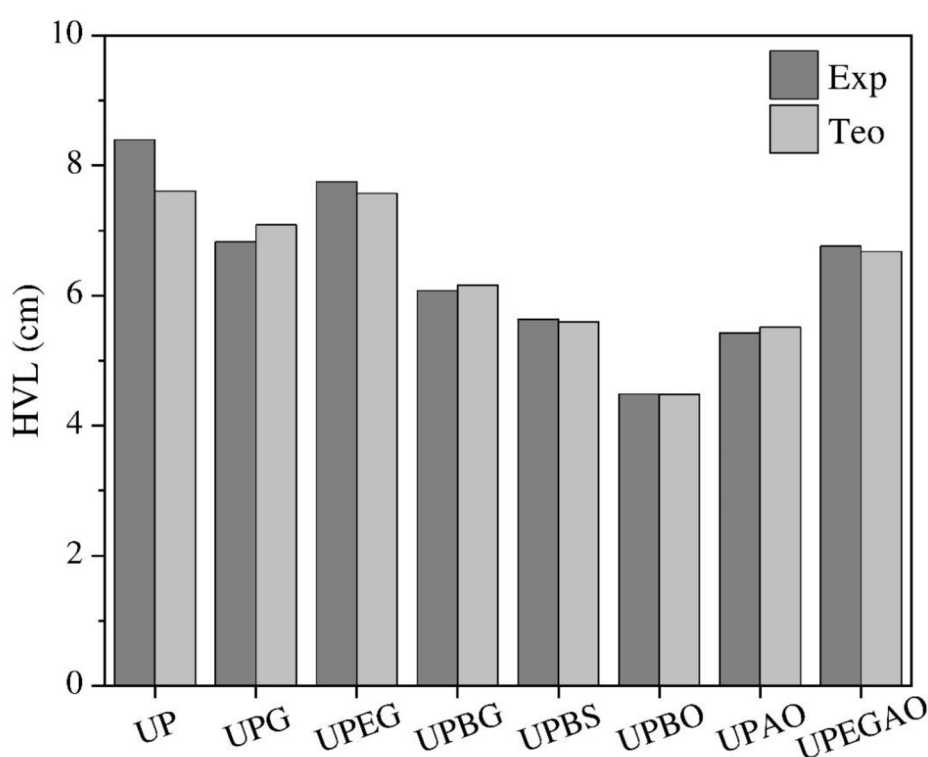


Obr. 20: Závislost lineárního koeficientu zeslabení na hustotě vzorku; zdroj ^{60}Co (1253 keV)

4.2.3 Aplikační posouzení připravených materiálů

LKZ je sice jednou z nejběžněji uváděných vlastností popisující stínící schopnost materiálu, ale na první pohled pro čtenáře neposkytuje jednoduše vyhodnotitelnou informaci o praktické aplikaci materiálu. Kromě hmotnostního koeficientu zeslabení jsou v literatuře často uváděny hodnoty polotlouštěk (HVL) vyjadřující tloušťku materiálu potřebnou pro odstínění přesně poloviny intenzity výchozího záření. Z rovnice 19 popisující snížení intenzity záření s tloušťkou materiálu lze pro výpočet polotloušťky jednoduše vyjádřit vztah uvedený níže. Nutno zdůraznit, že pro výpočet je třeba znát hodnotu LKZ.

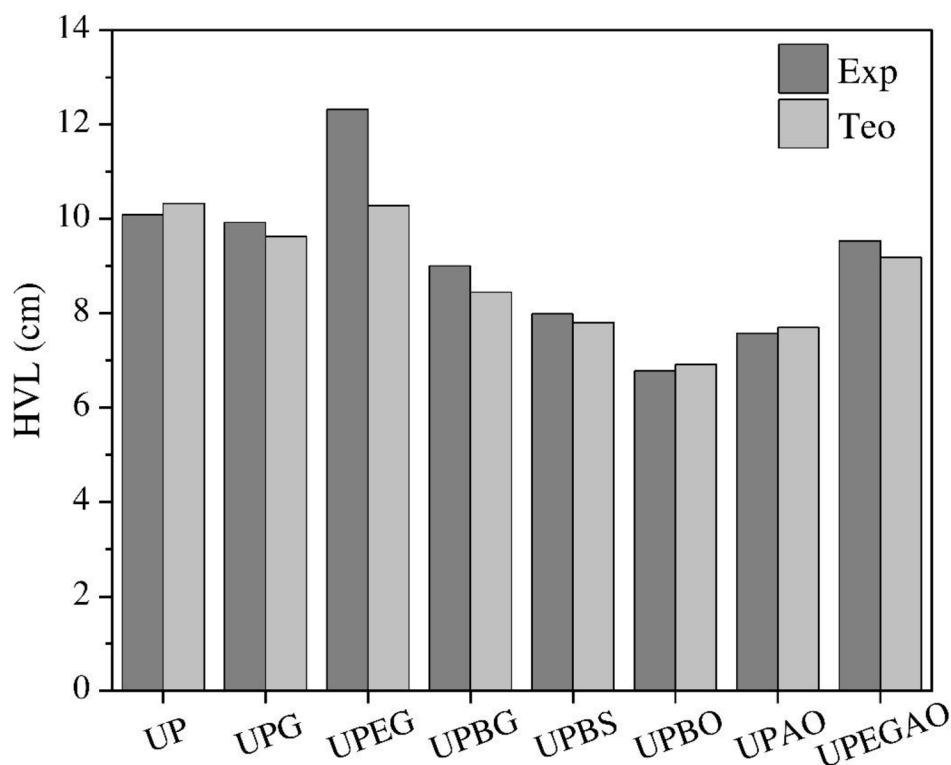
$$I = I_0 e^{-\mu x} ; I = \frac{1}{2} I_0 \Rightarrow \frac{1}{2} = e^{-\mu x} \Rightarrow x(\text{HVL}) = \frac{\ln(2)}{\mu} \approx \frac{0,693}{\mu} \quad (31)$$



Obr. 21: Vypočtené polotloušťky kompozitů a pryskyřice; zdroj ^{137}Cs (662 keV)

Vypočtené polotloušťky pro všechny typy materiálů jsou znázorněny na Obr. 21 a Obr. 22. Při nižší energii fotonů je z hlediska stínění jednoznačně nejhorší pryskyřice bez aditiv. Ostatní vzorky mají hodnoty mírně zlepšené, ale výrazně nejlepším z celého souboru je UPBO. Zatímco pro odstínění poloviny intenzity radioaktivního záření by byla potřeba vrstva pryskyřice silnější než 8 cm, pro kompozit s oxidem bismutitým by štít o tloušťce pouze 4,5 cm. Mimo to je až na případ UP, kde je rozdíl výraznější, dobře vidět podobnost experimentálně stanovených hodnot s teoretickým modelem.

Teoretické a experimentální polotloušťky jsou při vyšší energii fotonů opět ve většině případů velmi podobné, ale u materiálu s expandovaným grafitem je pozorován výraznější rozdíl odpovídající zjištěním v předchozích kapitolách. Strukturální vlivy jednotlivých plniv a stínící vlastnosti materiálů při obou energiích záření byly detailněji diskutovány v předchozí kapitole.



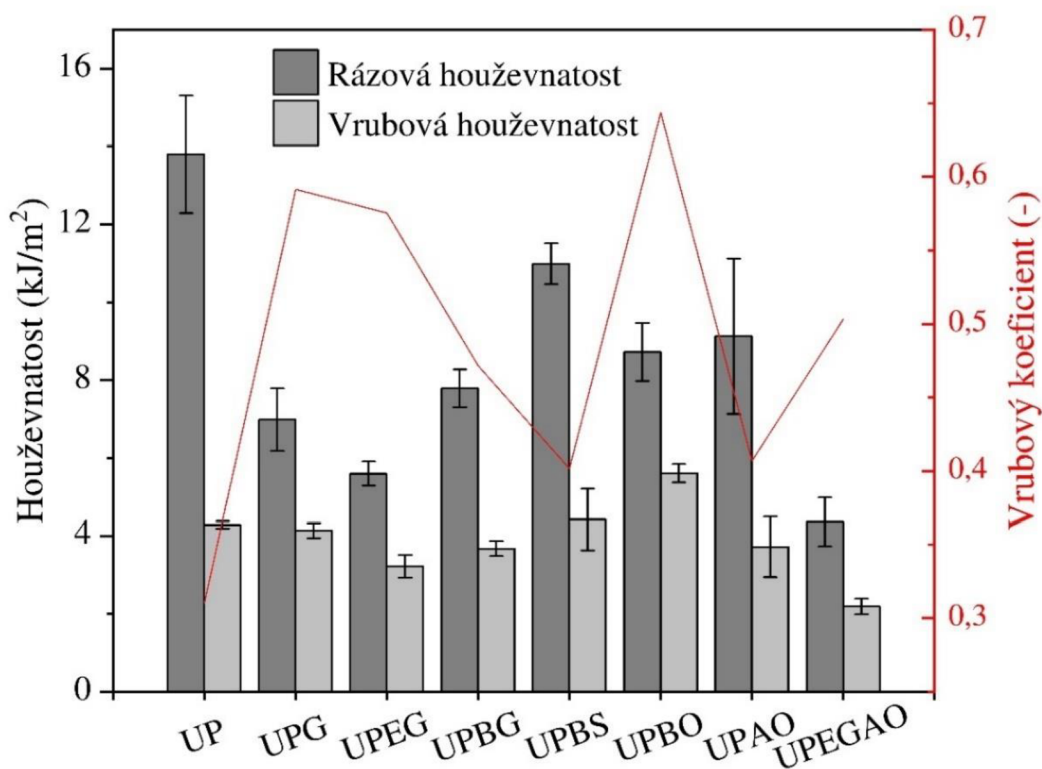
Obr. 22: Vypočtené polotloušťky kompozitů a pryskyřice; zdroj ^{60}Co (1253 keV)

Z výše uvedených dat lze z hlediska aplikace jako nejlepší označit materiál plněný oxidem bismutitým. Tloušťka štítu z UPBO potřebného pro odstínění poloviny gama záření o energiích 622 keV a 1253 keV by byla z celého souboru zkoumaných materiálů nejmenší. Tloušťka potřebná pro odstínění poloviny intenzity záření je ale z hlediska štítového designu především pro fotony s vyšší energií stále příliš vysoká. Ve velkém měřítku by se promítla produkcí velkého množství obtížně recyklovatelného polymerního kompozitu. Pro snížení dopadu na životní prostředí by šlo navrhnout materiál s větším hmotnostním podílem dobře stínícího plniva.

4.3 Ovlivnění rázové houževnatosti přidávkem plniv

Výsledky rázové zkoušky dle Charpyho jsou znázorněny na Obr. 23. Dle očekávání dosáhla čistá pryskyřice nejvyšší rázové houževnatosti 13,8 kJ·m⁻². Vyšší odchylka je pravděpodobně způsobena nerovnoměrným výskytem defektů v podobě vzduchových bublin o různých velikostech v jednotlivých testovacích tělesech.

Houževnatost vzorků s uměle vytvořeným defektem v podobě vrubu byla téměř totožná, což potvrzuje minimální odchylka výsledku. Nízká hodnota vrubového koeficientu pryskyřice vyznačuje vysokou náklonnost k zeslabení v důsledku přítomnosti defektu.



Obr. 23: Rázová a vrubová houževnatost připravených kompozitů porovnaná s referenčním vzorkem UP

Z mechanického hlediska se jako nejhorší ukázaly materiály s expandovaným grafitem. Rázová houževnatost UPEG se přidavkem plniva zhoršila oproti čisté matici o více než polovinu. Příčinou byla zřejmě přítomnost určitého podílu nerozmíchaných částic EG viditelná na snímcích z elektronového mikroskopu. Charakteristická vermikulární struktura částic EG způsobuje velkou křehkost ústící ve snadné porušení při mechanickém namáhání. Relativně vysoký vrubový koeficient potvrzuje, že mechanické chování materiálu převážně není ovlivněno nečistotami nebo bublinami, ale samotným charakterem plniva. Výraznější zhoršení nastalo pouze u UPEGAO, který obsahoval 0,5 PHR EG v kombinaci s Sb₂O₃. Rázová houževnatost kompozitu se směsí plniv byla téměř o 70 % horší oproti UP. Zhoršení je zřejmě způsobeno nerozmíchaným EG a přítomností shluků oxidu antimonitého, jež byly stanoveny laserovou difrakcí a potvrzeny pomocí SEM. Odchylka rázové houževnatosti byla oproti UPEG mírně vyšší a je zřejmě způsobena menším obsahem porézního grafitu a nerovnoměrně se vyskytujícími shluky oxidu antimonitého.

Z hlediska mechanických vlastností nelze za vhodný označit ani vzorek s mletým grafitem, jehož houževnatost byla oproti matici nižší o polovinu. Odchylka může být způsobena různou

orientací částic plniva nebo přítomností vzduchových bublin. Vrubová houževnatost byla téměř totožná s UP a mírně vyšší oproti směsím obsahujících EG. Druhá nejvyšší hodnota vrubového koeficientu dokazuje, že vzorek byl málo náchylný k výraznému zhoršení vlastností v důsledku přítomnosti vrubu. Snížení rázové houževnatosti může být přisuzováno vrstevnaté struktuře grafitu. Jednotlivé vrstvy grafitu jsou propojeny pouze slabými nekovalentními interakcemi. Síla interakcí je o dva řády nižší než vazebná energie, díky čemuž může být struktura snadno porušena.

Nejméně náchylný k zeslabení v důsledku vrubu byl UPBO s vrubovým koeficientem více než dvojnásobně vyšším oproti pryskyřici. Rázová houževnatost byla snížena přibližně o 37 %, zatímco vrubová houževnatost vzrostla o více než 30 % a byla celkově nejvyšší ze všech typů materiálů.

Z hlediska minimálního ovlivnění houževnatosti byl nejvhodnějším plnivem BaSO_4 . Rázová houževnatost kompozitu UPBS se oproti UP snížila pouze o jednu pětinu a vrubová houževnatost zůstala téměř totožná. Přestože byly ve struktuře pozorovány málo časté shluky částic dobře prosycené pryskyřicí, nejsou odchylky měření příliš veliké.

Situace je zcela opačná pro materiál UPAO, kde byly odchylky měření nejvýraznější z celého souboru vzorků. Jedním z důvodů je pravděpodobně distribuce velikosti částic plniva, které obsahovalo kromě jednotlivých jehliček o velikosti jednotek μm rovněž aglomeráty až o desetinásobné velikosti. Vzhledem k tomu, že nebyly pozorovány konkrétní oblasti s vyšším podílem shluků, lze zhoršení vlastností přisuzovat obecně výskytu shluků a jejich špatnému nasycení maticí. Malou roli může hrát rovněž přítomnost bublin.

Rázová houževnatost částicových kompozitů je ve všech případech nižší oproti výchozí matici. Zároveň vykazuje rostoucí tendenci se zvětšující se velikostí částic. Posouzení vlivu velikosti nebo orientace částic plniva na lomové vlastnosti je v případě této práce obtížné, neboť plniva byla naprosto odlišná tvarem i charakterem. Z mechanického hlediska byly jednoznačně nejhorší materiály s expandovaným a mletým grafitem. Výrazné zhoršení je zřejmě způsobeno exfoliovanou a vrstevnatou strukturou EG resp. mletého grafitu. Naopak jednoznačně nejvhodnějším plnivem byl síran barnatý. Přestože se v pryskyřici vytvořilo určité množství shluků částic BaSO_4 , byly oblasti zřejmě dobře nasyceny pryskyřicí, což mělo pozitivní vliv na rázové chování. Dále vhodnost klesá pro oxidy antimony a bismutu, u kterých adheze k matici zřejmě nebyla tak kvalitní jako v případě UPBS. Ještě méně vhodné bylo barnaté sklo s obsahem shluků velikosti až několika milimetrů. Viskózní pryskyřice zřejmě nemohla protéct celými objemy aglomerátů, což je činilo náchylnějšími k porušení.

5. ZÁVĚR

Jako štíty proti radioaktivnímu záření byly zvoleny nenasyčená polyesterová pryskyřice a sedm kompozitů. Pro tvorbu kompozitů byla zvolena částicová plniva složená z prvků s nízkými i vysokými atomovými čísly. Po stanovení vlivu plniv na průběh síťovací reakce kompozitů diferenčním skenovacím kalorimetrem byl vyvinut postup přípravy vzorků pro měření stínění ionizujícího záření a zkoušku rázové houževnatosti.

Teoretické stínící vlastnosti vyjádřené hmotnostním koeficientem zeslabení byly vypočteny pro energie fotonů záření 662 keV a 1253 keV pomocí programu XCOM. Výpočet vycházel ze znalosti prvkového složení pryskyřice a plniv stanovených prvkovým analyzátozem, resp. energiově-disperzní spektrometrií. Při obou energiích dosáhl vyšší hodnoty oproti matici pouze vzorek s obsahem oxidu bismutitého. Míra zlepšení stínění byla výraznější při nižší energii fotonů.

Experimentálně bylo změřeno snížení intenzity gama záření radioaktivních zdrojů ^{137}Cs a ^{60}Co po průchodu připravenými materiály. Přídavkem plniv bylo docíleno vylepšeného stínění fotonů gama záření obou zdrojů. Zvýšeného stínění je dosaženo častějšími interakcemi částic plniva s fotony, a proto mohou být stínící vlastnosti ovlivněny kvalitou distribuce plniva v matici. Pomocí rastrovací elektronové mikroskopie byla studována morfologie připravených vzorků a možné ovlivnění vlastností strukturními nehomogenitami.

Plniva tvořená prvky s vyšším atomovým číslem byla pro stínění účinnější, neboť disponují větším počtem elektronů schopných interakcí s fotony gama záření. Kvůli charakteru interakcí gama záření s hmotou při vyšších energiích fotonů je účinnost stínění záření zdroje ^{60}Co menší než zdroje ^{137}Cs . Obecně lineární koeficienty zeslabení rostly a polotloušťky klesaly s rostoucí hustotou vzorku. Nejvýraznější snížení intenzity gama záření zdroje ^{137}Cs vykázal kompozit s obsahem oxidu bismutitého s lineárním koeficientem o více než 87 % vyšším oproti matici. Míra zlepšení stínících vlastností byla méně výrazná pro fotony s vyšší energií.

Předpoklady zlepšení stínícího chování matrice přídavkem plniv byly potvrzeny. Experimentální data jsou při srovnání s teoretickým modelem v dobré shodě i přes diskutované nehomogenity ve strukturách vzorků. Na základě získaných výsledků lze program XCOM považovat za užitečný a přesný nástroj při návrhu materiálů se zvýšenou schopností stínění ionizujícího záření. Zvýšená pozornost může být věnována optimalizaci zpracovatelnosti směsí a mechanickým vlastnostem kompozitů.

6. BIBLIOGRAFIE

- [1] MURRAY, Raymond a Keith HOLBERT. *Nuclear Energy - An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes*. 7th Edition. Elsevier, 2015. ISBN 978-0-12-416654-7.
- [2] ŠVEC, Jiří. *Radioaktivita a ionizující záření*. Ostrava: Sdružení požárního a bezpečnostního inženýrství, 2005. ISBN 80-86634-62-0.
- [3] CHOPPIN, Gregory, Jan-Olov LILJENZIN, Jan RYDBERG a Christian EKBERG. *Radiochemistry and nuclear chemistry*. Fourth edition. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 2013. ISBN 978-0-12-405897-2.
- [4] PODGORŠAK, Ervin B. Modes of Radioactive Decay. In: *Compendium to Radiation Physics for Medical Physicists* [online]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014, s. 693-786 [cit. 2022-07-13]. ISBN 978-3-642-20185-1. Dostupné z: doi:10.1007/978-3-642-20186-8_11
- [5] Alpha Decay – Alpha Radioactivity. In: *Nuclear Power for Everybody - What is Nuclear Power* [online]. 2022 [cit. 2022-07-13]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/radioactive-decay/alpha-decay-alpha-radioactivity/>
- [6] DONYA, Mohamed, Mark RADFORD, Ahmed ELGUINDY, David FIRMIN a Magdi YACOUB. Radiation in medicine: Origins, risks and aspirations. *Global Cardiology Science and Practice*. 2014, **2014**(4). ISSN 2305-7823. Dostupné z: doi:10.5339/gcsp.2014.57
- [7] QAIM, Syed, Ingo SPAHN, Bernhard SCHOLTEN a Bernd NEUMAIER. Uses of alpha particles, especially in nuclear reaction studies and medical radionuclide production. *Radiochimica Acta*. 2016, **104**(9), 601-624. ISSN 2193-3405. Dostupné z: doi:10.1515/ract-2015-2566
- [8] YARD, Brian, Priyanka GOPAL, Kristina BANNIK, Gerhard SIEMEISTER, Urs HAGEMANN a Mohamed ABAZEED. Cellular and Genetic Determinants of the Sensitivity of Cancer to α -Particle Irradiation. *Cancer Research*. 2019, **79**(21), 5640-5651. ISSN 0008-5472. Dostupné z: doi:10.1158/0008-5472.CAN-19-0859
- [9] L'ANNUNZIATA, Michael F. *Radioactivity: Introduction and History, from the Quantum to Quarks*. Second edition. Elsevier, 2016. ISBN 978-0-444-63489-4.
- [10] F. L'ANNUNZIATA, Michael. *Handbook of Radioactivity Analysis*. Third Edition. Cambridge: Academic Press, 2012. ISBN 978-0-12-384873-4.

- [11] WELSH, James S. Beta Decay in Science and Medicine. *American Journal of Clinical Oncology*. 2007, **30**(4), 437-439. ISSN 0277-3732. Dostupné z: doi:10.1097/01.coc.0000258753.09234.0c
- [12] LOVELAND, Walter, David MORRISSEY a Glenn SEABORG. *Modern nuclear chemistry*. Second edition. Hoboken: Wiley, 2017. ISBN 978-047-0906-736.
- [13] Gamma radiation. In: ARPANSA [online]. Austrálie: ARPANSA [cit. 2022-07-16]. Dostupné z: <https://www.arpansa.gov.au/understanding-radiation/what-is-radiation/ionising-radiation/gamma-radiation>
- [14] ABDELNOUR-ESQUIVEL, Ana, Jason PEREZ, Miguel ROJAS, Walter VARGAS a Andres GATICA-ARIAS. *Use of gamma radiation to induce mutations in rice (Oryza sativa L.) and the selection of lines with tolerance to salinity and drought*. 2020, **56**(1), 88-97. ISSN 1054-5476. Dostupné z: doi:10.1007/s11627-019-10015-5
- [15] SINGH, Baljit, Jasvir SINGH, A DHIMAN a Man MOHAN. Synthesis and characterization of arabinoxylan-bis[2-(methacryloyloxy)ethyl] phosphate crosslinked copolymer network by high energy gamma radiation for use in controlled drug delivery applications. *International Journal of Biological Macromolecules*. 2022, **200**, 206-217. ISSN 01418130. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijbiomac.2021.12.151
- [16] MARTÍNEZ-BARRERA, Gonzalo, Juan DEL COZ-DÍAZ, Elisa MARTÍNEZ-CRUZ, Miguel MARTÍNEZ-LÓPEZ, Maria RIBEIRO, Carlos VELASCO-SANTOS, Haley LOBLAND a Witold BROSTOW. Modified recycled tire fibers by gamma radiation and their use on the improvement of polymer concrete. *Construction and Building Materials*. 2019, **204**, 327-334. ISSN 09500618. Dostupné z: doi:10.1016/j.conbuildmat.2019.01.177
- [17] ORAL, Ebru a Orhun K. MURATOGLU. Radiation cross-linking in ultra-high molecular weight polyethylene for orthopaedic applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* [online]. 2007, **265**(1), 18-22 [cit. 2023-05-05]. ISSN 0168583X. Dostupné z: doi:10.1016/j.nimb.2007.08.022
- [18] BURILLO, Guillermina, Martha GALICIA, Maria del Pilar CARREÓN, Margarito VÁZQUEZ a Esbaide ADEM. Crosslinking of recycled polyethylene by gamma irradiation in the presence of sensitizers. *Radiation Physics and Chemistry* [online]. 2001, **60**(1-2), 73-78 [cit. 2023-05-05]. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/S0969-806X(00)00325-X
- [19] OBODOVSKIJ, Il'ja Michajlovič. *Radiation: fundamentals, applications, risks, and safety*. Amsterdam: Elsevier, 2019. ISBN 978-0-444-63979-0.

- [20] EISENBUD, Merrill a Thomas GESELL. *Environmental Radioactivity: From Natural, Industrial, and Military Sources*. Fourth Edition. Cambridge: Academic Press, 1997. ISBN 978-0-12-235154-9.
- [21] *National Research Council (US) Committee on Evaluation of EPA Guidelines for Exposure to Naturally Occurring Radioactive Materials. Evaluation of Guidelines for Exposures to Technologically Enhanced Naturally Occurring Radioactive Materials*. Washington, D.C.: National Academies Press, 1999. ISBN 0-309-06297-7.
- [22] Production of Radionuclides. In: SAHA, Gopal B. *Fundamentals of Nuclear Pharmacy*. Sixth Edition. New York: Springer, 2010, s. 49-66. ISBN 978-1-4899-8212-4.
- [23] KÓNYA, József a Noémi NAGY. *Nuclear and radiochemistry*. Second edition. Amsterdam: Elsevier, 2018. ISBN 978-0-12-813643-0.
- [24] Chapter 7 - Radiation Detectors. In: CHERRY, Simon R., James A. SORENSON a Michael E. PHELPS. *Physics in Nuclear Medicine*. Fourth Edition. Elsevier, 2012, s. 87-106. ISBN 978-1-4160-5198-5.
- [25] VENKATARAMAN, Ramkumar. Semiconductor detectors. *Handbook of Radioactivity Analysis* [online]. Elsevier, 2020, 409-491 [cit. 2023-03-24]. ISBN 9780128143971. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-12-814397-1.00004-2
- [26] JIANG, Dawei, Vignesh MURUGADOSS, Ying WANG et al. Electromagnetic Interference Shielding Polymers and Nanocomposites - A Review. *Polymer Reviews* [online]. 2019, **59**(2), 280-337 [cit. 2023-03-26]. ISSN 1558-3724. Dostupné z: doi:10.1080/15583724.2018.1546737
- [27] HASAN, Gulam M., Ishfaq A. SHEIKH, Zeenat MIRZA, Sajjad KARIM, Essam CHAUDHARY, Zeenat AZHAR a MIRZA. Effect of electromagnetic radiations on neurodegenerative diseases- technological revolution as a curse in disguise. *CNS & Neurological Disorders - Drug Targets* [online]. 2014, **2014**(8), 1406-1412 [cit. 2023-03-26]. Dostupné z: doi:10.2174/1871527313666141023122340
- [28] EROGUL, Osman, Emin OZTAS, Ibrahim YILDIRIM et al. Effects of Electromagnetic Radiation from a Cellular Phone on Human Sperm Motility: An In Vitro Study. *Archives of Medical Research* [online]. 2006, **37**(7), 840-843 [cit. 2023-03-26]. ISSN 01884409. Dostupné z: doi:10.1016/j.arcmed.2006.05.003
- [29] JOYCE, Malcolm. Fundamentals of Radioactivity. *Nuclear Engineering* [online]. Elsevier, 2018, 35-60 [cit. 2023-03-26]. ISBN 9780081009628. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-08-100962-8.00003-2

- [30] TIAN, Ke, Danrong HU, Quan WEI, Qiang FU a Hua DENG. *Recent progress on multifunctional electromagnetic interference shielding polymer composites* [online]. 2023, **134**, 106-131 [cit. 2023-03-26]. ISSN 10050302. Dostupné z: doi:10.1016/j.jmst.2022.06.031
- [31] WEI, Baojie, Liang ZHANG a Shuangqiao YANG. Polymer composites with expanded graphite network with superior thermal conductivity and electromagnetic interference shielding performance. *Chemical Engineering Journal* [online]. 2021, **404** [cit. 2023-03-27]. ISSN 13858947. Dostupné z: doi:10.1016/j.cej.2020.126437
- [32] DUAN, Hongji, Huixin ZHU, Yaqi YANG, Tingting HOU, Guizhe ZHAO a Yaqing LIU. Facile and economical fabrication of conductive polyamide 6 composites with segregated expanded graphite networks for efficient electromagnetic interference shielding. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* [online]. 2018, **29**(2), 1058-1064 [cit. 2023-03-27]. ISSN 0957-4522. Dostupné z: doi:10.1007/s10854-017-8006-z
- [33] GOYAL, R.K. Cost-efficient high performance polyetheretherketone/expanded graphite nanocomposites with high conductivity for EMI shielding application. *Materials Chemistry and Physics* [online]. 2013, **142**(1), 195-198 [cit. 2023-03-27]. ISSN 02540584. Dostupné z: doi:10.1016/j.matchemphys.2013.07.005
- [34] BAO, Di, Yueyang GAO, Yexiang CUI et al. A novel modified expanded graphite/epoxy 3D composite with ultrahigh thermal conductivity. *Chemical Engineering Journal* [online]. 2022, **433** [cit. 2023-03-28]. ISSN 13858947. Dostupné z: doi:10.1016/j.cej.2021.133519
- [35] MA, Yuying, Pengfei MA, Yujiao MA, Dong XU, Peifeng WANG a Rui YANG. Synergistic effect of multiwalled carbon nanotubes and an intumescent flame retardant: Toward an ideal electromagnetic interference shielding material with excellent flame retardancy. *Journal of Applied Polymer Science* [online]. 2017, **134**(31) [cit. 2023-03-27]. ISSN 00218995. Dostupné z: doi:10.1002/app.45088
- [36] MAHMOUD, Mohamed E., Ahmed M. EL-KHATIB, Mohamed S. BADAWI, Amal R. RASHAD, Rehab M. EL-SHARKAWY a Abouzeid A. THABET. Fabrication, characterization and gamma rays shielding properties of nano and micro lead oxide-dispersed-high density polyethylene composites. *Radiation Physics and Chemistry* [online]. 2018, **145**, 160-173 [cit. 2023-03-29]. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2017.10.017
- [37] BARALA, Surendra Singh, Vikram MANDA, Ajay Singh JODHA, Lala Ram MEGHWAL, Ajay C a Deepak GOPALANI. Ethylene-propylene diene monomer-based polymer composite for attenuation of high energy radiations. *Journal of Applied Polymer Science* [online]. 2021, **138**(18) [cit. 2023-03-29]. ISSN 0021-8995. Dostupné z: doi:10.1002/app.50334

- [38] AKMAN, F., M.R. KAÇAL, N. ALMOUSA, M.I. SAYYED a H. POLAT. Gamma-ray attenuation parameters for polymer composites reinforced with BaTiO₃ and CaWO₄ compounds. *Progress in Nuclear Energy* [online]. 2020, **121** [cit. 2023-03-29]. ISSN 01491970. Dostupné z: doi:10.1016/j.pnucene.2020.103257
- [39] KÖRPİNAR, Berna, Buket Canbaz ÖZTÜRK, N. FÜSUN ÇAM a Hakan AKAT. Styrene-based unsaturated polyester-tungsten(VI) oxide composites: Preparation and investigation of their radiation shielding and thermal properties. *Radiation Effects and Defects in Solids* [online]. 2022, **177**(7-8), 629-641 [cit. 2023-03-29]. ISSN 1042-0150. Dostupné z: doi:10.1080/10420150.2022.2073877
- [40] KALKORNSURAPRANEE, Ekwipoo, Suchart KOTHAN, Sirilak INTOM et al. Wearable and flexible radiation shielding natural rubber composites: Effect of different radiation shielding fillers. *Radiation Physics and Chemistry* [online]. 2021, **179** [cit. 2023-03-31]. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2020.109261
- [41] ZHANG, Tianyu, Yang LI, Yan YUAN, Kai CUI, Wenjing WEI, Jinzhu WU, Wei QIN a Xiaohong WU. Spatially confined Bi₂O₃-Ti₃C₂T hybrids reinforced epoxy composites for gamma radiation shielding. *Composites Communications* [online]. 2022, **34** [cit. 2023-04-01]. ISSN 24522139. Dostupné z: doi:10.1016/j.coco.2022.101252
- [42] WANG, Lei, Zhonglei MA, Yali ZHANG, Hua QIU, Kunpeng RUAN a Junwei GU. Mechanically strong and folding-endurance Ti₃C₂T_x MXene/PBO nanofiber films for efficient electromagnetic interference shielding and thermal management. *Carbon Energy* [online]. 2022, **4**(2), 200-210 [cit. 2023-04-01]. ISSN 2637-9368. Dostupné z: doi:10.1002/cey2.174
- [43] NAGUIB, Michael, Vadym N. MOCHALIN, Michel W. BARSOUM a Yury GOGOTSI. 25th Anniversary Article: MXenes. *Advanced Materials* [online]. 2014, **26**(7), 992-1005 [cit. 2023-04-01]. ISSN 09359648. Dostupné z: doi:10.1002/adma.201304138
- [44] ABDELDAYM, A. a M. A. ELHADY. Preparation and assessment of nanocomposites based on natural rubber latex reinforced with multiwall carbon nanotubes for Gamma rays shielding applications. *Journal of Composite Materials* [online]. 2022, **56**(27), 4183-4193 [cit. 2023-04-03]. ISSN 0021-9983. Dostupné z: doi:10.1177/00219983221121870
- [45] ZHANG, Wei, Huagang XIONG, Shaokai WANG, Min LI, Yizhuo GU a Ran LI. Gamma-ray shielding performance of carbon nanotube film material. *Materials Express* [online]. 2016, **6**(5), 456-460 [cit. 2023-04-03]. ISSN 21585849. Dostupné z: doi:10.1166/mex.2016.1326
- [46] HUBBELL, J. H. a S. M. SELTZER. *X-Ray Mass Attenuation Coefficients* [online]. In: . [cit. 2023-04-27]. Dostupné z: doi:10.18434/T4D01F

- [47] SELTZER, Stephen M. Calculation of Photon Mass Energy-Transfer and Mass Energy-Absorption Coefficients. *Radiation Research* [online]. 1993, **136**(2) [cit. 2023-04-27]. ISSN 00337587. Dostupné z: doi:10.2307/3578607
- [48] HUBBELL, J. H. a I. O/VERBO/. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* [online]. 1979, **8**(1), 69-106 [cit. 2023-04-27]. ISSN 0047-2689. Dostupné z: doi:10.1063/1.555593
- [49] The Properties of Certain Radionuclides. In: *Environmental Radioactivity* [online]. Elsevier, 1997, s. 547-568 [cit. 2023-04-10]. ISBN 9780122351549. Dostupné z: doi:10.1016/B978-012235154-9/50021-9

7. SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

Zkratka	Popis
BSE	zpětně odražené elektrony
CNT	uhlíkové nanotrubičky, z anglického carbon nanotubes
DSC	vyrovnávací kompenzační kalorimetrie
EC	elektronový záchyt
EG	expandovaný grafit
EMI	elektromagnetická interference
HKZ	hmotnostní koeficient zeslabení
HVL	polotloušťka, z anglického half value layer
LKZ	lineární koeficient zeslabení
LLDPE	lineární nízkohustotní polyethylen
PHR	dílů na 100 dílů pryskyřice, z anglického per hundred resin
POPOP	1,4-Bis(5-fenyl-2-oxazolyl)benzen
SE	sekundární elektrony
SEM	rastrovací elektronová mikroskopie
UP	vzorek nenasycené polyesterové pryskyřice
UPAO	vzorek kompozitu s obsahem oxidu antimonitého
UPBG	vzorek kompozitu s obsahem barnatého skla
UPBO	vzorek kompozitu s obsahem oxidu bismutitého
UPBS	vzorek kompozitu s obsahem síranu barnatého
UPEG	vzorek kompozitu s obsahem expandovaného grafitu
UPEGAO	vzorek kompozitu se směsí expandovaného grafitu a oxidu antimonitého
UPG	vzorek kompozitu s obsahem mletého grafitu