

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLMOUCI

Přírodovědecká fakulta

RIGORÓZNÍ PRÁCE

Olomouc 2017

Aleš Jančář

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
KATEDRA EXPERIMENTÁLNÍ FYZIKY

DOZIMETRIE ZÁŘENÍ ALFA / BETA

RIGORÓZNÍ PRÁCE

PhDr. Aleš Jančář, Ph.D.

Olomouc, září 2017

PALACKÝ UNIVERSITY IN OLOMOUC
FACULTY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF EXPERIMENTAL PHYSICS

DOSIMETRY OF ALPHA AND BETA RADIATION

Ph.D. Program: Experimental Physics

Branch of study: Applied Physics

Supervisor: prof. RNDr. Miroslav Mašláň, CSc.

Doctoral thesis statement for obtaining the academic title of

Doctor

abbreviated to RNDr.

PhDr. Aleš Jančář, Ph.D.

Olomouc, September 2017

Autorská práva

Veškeré informace uvedené v této rigorózní práci jsou duševním vlastnictvím autora a společnosti VF, a.s., Černá Hora.

Autorská práva jsou chráněna zákonem č. 121/2000 Sb., ve znění pozdějších předpisů. Autor si vyhrazuje právo, že bez jeho písemného souhlasu, není možné informace obsažené v této práci rozšiřovat či jinak zveřejňovat, měnit, kopírovat nebo mazat.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem rigorózní práci vypracoval samostatně pod vedením prof. RNDr. Miroslava Mašláně, CSc., a to s použitím odborné literatury a pramenů, které řádně cituji a jejichž seznam je součástí této práce.

V Olomouci 1. září 2017

.....

podpis

Poděkování

Na tomto místě bych rád vyjádřil velké poděkování vedoucímu rigorózní práce prof. RNDr. Miroslavu Mašláňovi, CSc. za velice podnětné rady a odbornou pomoc na poli vývoje dozimetrických měřidel. Dále bych rád poděkoval kolegům z ČMI Praha, konkrétně RNDr. Henrichu Kubalovi za odborné konzultace v rámci vývojových a typových zkoušek. Největší poděkování patří společnosti VF, a.s. a všem mým kolegům, kteří se na vývoji podíleli.

DOSIMETRY OF ALPHA AND BETA RADIATION

by

PhDr. Aleš Jančář, Ph.D.

Palacký University, Olomouc September 2017

Supervisor: prof. RNDr. Miroslav Mašláň, CSc.

This doctoral thesis is divided into two parts - theoretical and experimental. The theoretical part is focused on the physics of ionizing radiation. The theoretical part describes the physical principles and methods of radiation detection, including the description of the individual types of radiation detectors. A significant part is dedicated to the development of alpha/beta frisking probe containing a plastic scintillator detector and photomultiplier. The dosimetric meter is designed as autonomous but can also be part of larger measuring systems, providing the value of the measured quantity directly.

The experimental part continuously follows to theoretical part. The experiments were carried out with a prototype of dosimetric meter. These experiments have been focused on determination of physical parameters as detector linearity, background radiation, energy calibration, statistical fluctuation, determination of alpha, beta and gamma radiation response, etc.

The final experimental part was focused for tests which are important for obtaining a type approval certificate from the Czech Metrology Institute.

Obsah

Poděkování	i
Abstrakt	ii
1 Úvod	1
2 Fyzika ionizujícího záření	2
2.1 Radioaktivita	2
2.2 Rozpadový zákon, rozpadová konstanta	3
2.3 Záření alfa	4
2.4 Záření beta	4
2.5 Záření gama	5
2.5.1 Fotoelektrický jev	6
2.5.2 Comptonův rozptyl	7
2.5.3 Tvorba párů elektron – pozitron	8
2.6 Referenční zdroje ionizujícího záření	8
3 Detekce ionizujícího záření	10
3.1 Principy detekce	10
3.2 Detektory ionizujícího záření	11
3.2.1 Elektrické detektory	11
3.2.2 Ionizační komory	12
3.2.3 Geiger-Müllerovi počítače	13
3.2.4 Proporcionální počítače	14
3.2.5 Polovodičové detektory	14
3.2.6 Scintilační detektory	15
4 Výsledky výzkumu a vývoje	18
4.1 Inteligentní dvoukanálová ruční sonda	18
4.1.1 Plastický scintilátor	19
4.1.2 Fotonásobič	20
4.1.3 Elektrická konstrukce	21
4.1.4 Mechanická konstrukce	24
4.1.5 Popis algoritmů měření	25
4.1.6 Měření pozadí	26

4.1.6.1	Pozadový a změnový buffer	26
4.1.6.2	Stav zařízení z hlediska měření pozadí	27
4.1.7	Měření kontaminace	28
4.1.7.1	Stav zařízení z hlediska kontaminace	28
4.1.8	Test kontaminace.....	29
4.1.9	Experimentální měření	29
4.1.9.1	Referenční a normální zkušební podmínky	29
4.1.9.2	Amplitudové spektrum scintilátoru EJ-444.....	30
4.1.9.2.1	Závislost amplitudy impulsů na energii záření	31
4.1.9.2.2	Závislost délky impulsů na energii záření	32
4.1.9.2.3	Závislost tvaru impulsů na energii záření	34
4.1.9.3	Nastavení pracovního napětí	35
4.1.9.3.1	Měření plató	36
4.1.9.3.2	Výpočet pracovního napětí	38
4.1.9.3.3	Stanovení napěťového koeficientu	39
4.1.9.4	Linearita	40
4.1.9.5	Odezva na plošnou aktivitu.....	43
4.1.9.6	Změna odezvy přes povrch detektoru	44
4.1.9.7	Pracovní plošina (plató)	45
4.1.9.8	Diskriminační hladina	45
4.1.9.9	Detekční limit.....	46
4.1.9.10	Ovlivňující záření gama	47
4.1.9.11	Záření pozadí	48
4.1.9.12	Doba náběhu.....	49
4.1.9.13	Teplotní stabilita	49
4.1.9.14	Relativní vlhkost vzduchu	50
4.1.9.15	Napájení.....	50
4.1.10	Hlavní technická data.....	51
5	Perspektivy	53
	Literatura	54
	Seznam autorových publikací	I
	Články v odborném časopise.....	I
	Sborníky z konferencí	I
	Seznam zapsaných užitečných vzorů a patentů	IV
	Spektrometrický systém pro detekci gama záření	IV
	Systém pro detekci jaderného záření, zejména při letištním transitu	IV

Digitální spektrometr	IV
Příloha A Články v odborném časopise Radiation Physics and Chemistry	V
1 Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card.....	VI
2 Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons	XI
Příloha B Sborníky z konferencí	XIV
1 Pásový analyzátor lupku	XV
2 Monte Carlo simulace odezvy neutronových detektorů.....	XVI
3 Detekce neutronů za použití proporcionálních detektorů a kap. scintilátorů	XVII
4 Vývoj měřidla ekvivalentní objemové aktivity radonu EOAR.....	XVIII
5 Detection of mixed fields of neutron and photon radiation using ^3He and new scintillation materials	XIX
6 Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons	XX
7 Pulse shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card.....	XXI
8 Neutron and photon spectrometry in mixed radiation fields	XXII
9 Experimental measurements of secondary neutrons in proton therapy	XXIII
10 Vývoj a certifikace kvalifikované inteligentní sondy příkonu záření gama.....	XXIV
11 Digital spectrometer for neutron dosimetry.....	XXV
12 Neutron digital spectrometer.....	XXVI

1 Úvod

Přirozené prostředí, v němž se pohybujeme a které neodmyslitelně patří k našemu všednímu životu vykazuje známky radioaktivity. Jedná se o přirozenou radioaktivitu, kterou v roce 1896 objevil Antoine Henri Becquerel při studiu fluorescence uranových solí. Za tento objev byla francouzskému vědci Henri Becquerelovi v roce 1903 udělena Nobelova cena za fyziku. Na jeho počest byla pojmenována jednotka aktivity Becquerel (Bq), jenž nám dovoluje charakterizovat intenzitu zdroje ionizujícího záření.

Radioaktivita, čili radioaktivní rozpad je doprovázen nebezpečným neviditelným ionizujícím zářením, které potřebujeme měřit a vyhodnocovat. Detekce a hodnocení ionizujícího záření je důležité jak z pohledu radiační ochrany, tak i z pohledu charakterizace polí ionizujícího záření pro potřeby metrologie.

Výše uvedenými aspekty se zabývá tato rigorózní práce, která je rozdělena do dvou částí, teoretické a experimentální. Úvodní teoretická část je zaměřena na fyziku ionizujícího záření. Popisuje fyzikální principy a metody detekce záření, včetně popisu jednotlivých typů detektorů. Významná část je věnována vývoji dozimetrického měřidla v podobě ruční sondy určené pro měření povrchové kontaminace radionuklidy emitující záření alfa, beta. Měřidlo je koncipováno jako autonomní, poskytující přímo hodnotu měřené veličiny v jednotkách plošné aktivity ($\text{Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$).

Experimentální část plynule navazuje na část teoretickou. Experimenty prováděné s prototypem dozimetrického měřidla jsou zaměřeny především na zjištění fyzikálních parametrů při zkouškách linearitu, stanovení pozadí, měření energetické závislosti, statistické fluktuace, zjištění odezvy měřidla na záření alfa/beta/gama, zkoušky teplotní stability, apod.

V závěrečné experimentální části se zabýváme zkouškami důležitými z pohledu certifikace, čili získání certifikátu typového schválení od Českého metrologického institutu.

2 Fyzika ionizujícího záření¹

Ionizující záření je pouhým okem neviditelné. Abychom se o jeho existenci mohli přesvědčit, je třeba jej detekovat. Principy detekce ionizujícího záření jsou založeny na souhrnu fyzikálních vlastností a jevů. Z principu detekce ionizujícího záření je odvozena metoda měření, jejíž přesnou realizaci popisuje postup měření.

Ionizující záření je schopné při průchodu látkou způsobit ionizaci, tj. vytvořit z původně elektricky neutrálních atomů kladné a záporné ionty (iontové páry). S ohledem na charakter ionizačního procesu, lze ionizující záření rozdělit na přímo ionizující a nepřímo ionizující.

Přímo ionizující záření je tvořeno nabitými částicemi záření α , β^+ , β^- a protonové záření p^+ , mající dostatečnou kinetickou energii k tomu, aby mohly vyvolat ionizaci.

Nepřímo ionizující záření zahrnuje nenabitě částice záření x a γ , dále též neutronové záření. Svou kinetickou energii předávají v látce nabitým částicím a teprve tyto částice přímými účinky na atomy látku ionizují.

S problematikou fyziky ionizujícího záření je možné se podrobně seznámit v publikaci *Introductory nuclear physics*¹.

2.1 Radioaktivita

Přirozená radioaktivita je způsobena rozpadem jader těžších jak ^{209}Bi , který je nejtěžším stabilním nuklidem. Těžká nestabilní jádra se samovolně rozpadají na lehčí jádra, která jsou stabilní, nebo ke stabilní konfiguraci jádra vedou. Tento radioaktivní rozpad mění chemickou podstatu látky, je nezávislý na vnějších podmínkách a je doprovázen ionizujícím zářením.

¹ KRANE, K. S. *Introductory nuclear physics*, John Wiley & Sons, 1998, s. 845. ISBN: 978-0-471-80553-3.

Vedle přirozené radioaktivity existuje také umělá radioaktivita, kdy nestabilita atomového jádra je vyvolána uměle, obvykle jadernou reakcí. Umělá radioaktivita se řídí stejnými zákonitostmi jako přirozená radioaktivita.

2.2 Rozpadový zákon, rozpadová konstanta

Počet atomů radionuklidu při radioaktivním rozpadu ubývá s časem. Úbytek atomů je úměrný celkovému počtu atomů a času:

$$dn = -\lambda n dt. \quad (1.1)$$

Po integraci získáme rozpadový zákon:

$$n = n_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.2)$$

kde

n_0 – původní počet atomů prvku existující v čase $t = 0$;

n – počet atomů prvku existující v čase t ;

λ – rozpadová konstanta.

Rozpadová konstanta λ udává, pravděpodobnost s jakou se jedno jádro daného radionuklidu rozpadne za jednotku času. Rozpadovou konstantu lze odvodit ze vztahu (1.1):

$$\lambda = -\frac{dn}{n dt}. \quad (1.3)$$

Čím je rozpadová konstanta větší, tím rychleji se daný radionuklid rozpadá. Základní jednotkou rozpadové konstanty je s^{-1} .

V praxi se používá veličina poločas rozpadu T , který udává dobu, za kterou se rozpadne polovina původního počtu atomů daného radionuklid. Mezi poločasem rozpadu a rozpadovou konstantou platí následující vztah:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Důležitou charakteristikou radionuklidu je aktivita. Udává počet rozpadlých jader daného radionuklidu za jednotku času. Ze vztahu (1.1) vyplývá, že aktivita radionuklidu je dána součinem okamžitého počtu atomů a rozpadové konstanty:

$$A = -\frac{dn}{dt} = \lambda n. \quad (1.5)$$

Jednotkou aktivity je becquerel (Bq), který má rozměr s^{-1} .

2.3 Záření alfa

Záření alfa je tvořeno jádrem hélia (heliony). Při alfa rozpadu emituje jádro hélia helion. Hmotnostní číslo se zmenší o 4, protonové číslo se zmenší o 2:



Prvek se posune o dvě místa vlevo v periodické soustavě prvků.

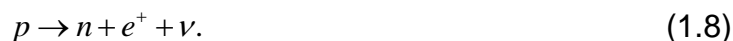
Částice mají klidovou hmotnost $6,656 \cdot 10^{-27}$ kg, nesou dva elementární kladné náboje. Dosahují rychlosti řádově 10^7 m·s⁻¹. Energie leží v rozmezí (4 ÷ 9) MeV. Alfa záření se vyznačuje krátkým doletem, v plynech několik cm, v kapalinách zlomky mm a vysokým stupněm ionizace. Ochrana před alfa zářením nepředstavuje větší problém, postačí např. list papíru.

2.4 Záření beta

Záření beta je tvořeno rychlými elektrony nebo pozitrony se značným energetickým rozsahem. Elektrony jsou z jádra emitovány při samovolné přeměně neutronu na proton, elektron a antineutrino. Hmotnostní číslo se nezmění, protonové číslo se zvětší o jedničku:



Prvek se posune o jedno místo vpravo v periodické soustavě prvků. Pokud jádro emituje pozitron, pak dochází v jádře k přeměně protonu na neutron, pozitron a neutrino. Hmotnostní číslo se nezmění, protonové číslo se zmenší o jedničku:

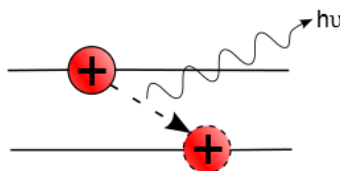


Prvek se posune o jedno místo vlevo v periodické soustavě prvků. Záření beta má spojité spektrum.

Při průchodu rychle letících elektronů elektrickým polem vzniká brzdné rentgenovo záření. Tímto způsobem vzniká elektromagnetické záření s pronikavostí podstatně vyšší než původní beta záření. Beta záření (2 MeV) má ve vzduchu dolet přibližně 8 m, ve vodě 1 cm a v hliníku 4 mm. Výtěžek i energie brzdného záření závisí vedle energie beta záření na protonovém čísle absorbující látky. Pro stínění beta záření jsou vhodné látky obsahující lehké prvky, např. hliník, plexisklo, aj.

2.5 Záření gama

Záření gama je elektromagnetické záření (fotony) s velmi krátkou vlnovou délkou řádu ($10^{-11} \div 10^{-13}$) m. Vzniká při jaderných reakcích nebo při radioaktivním rozpadu přechodem jádra z vyššího energetického stavu do nižšího energetického stavu, přičemž se jádro zbavuje své excitační energie.



Obr. 1 Izomerní přechod. (autor).

Tento jev se nazývá izomerní přechod (Obr. 1), při němž se hmotnostní (nukleonové) ani protonové (atomové) číslo nemění.

Energie fotonů gama je dána vztahem:

$$E = h \frac{c}{\lambda}, \quad (1.9)$$

kde

h – Planckova konstanta [$6,626\ 068\ 96 \cdot 10^{-34}$ J·s], [$4,135\ 667\ 33 \cdot 10^{-15}$ eV·s];

c – rychlost elektromagnetického záření ve vakuu [$299\ 792\ 458$ m·s⁻¹];

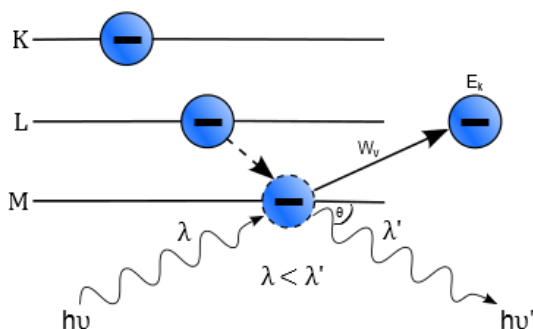
λ – vlnová délka záření $\left(\lambda = \frac{c}{\nu}\right)$;

ν – frekvence elektromagnetického záření.

Záření gama má čárové spektrum, to znamená, že daný radionuklid emituje pouze fotony s určitými energiemi, které jsou pro jeho přeměnu charakteristické.

Záření gama je záření nepřímo ionizující a vyvolává následující interakce.

2.5.1 Fotoelektrický jev [43,44]



Obr. 2 Schéma fotoelektrického jevu. (autor)

Foton gama záření předá kvantum energie $h\nu$ elektronu v atomovém obalu. Pokud je tato energie větší jak výstupní práce elektronu W_v , dojde k jeho uvolnění z obalu a elektron získá kinetickou energii E_k .

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v^2 = h \frac{c}{\lambda} - W_v. \quad (1.10)$$

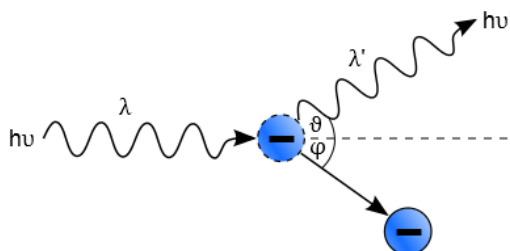
Je-li elektron uvolněn z některého vnitřního orbitu, zaplní se prázdné místo elektronem z vyššího orbitu a přebytek energie se vyzáří ve formě rozptýleného záření. Ten má však velmi malou energii a většinou se pohltí v okolním materiálu. Z tohoto důvodu lze fotoelektrický jev považovat za prakticky úplnou absorpci záření gama. Kinetická energie fotoelektronů je přímo úměrná frekvenci záření, přičemž nezávisí na intenzitě. Velikost fotoproudu, tj. počet uvolněných elektronů je přímo úměrný intenzitě záření. Pravděpodobnost fotoelektrického jevu se zvyšuje s atomovým číslem materiálu.

2.5.2 Comptonův rozptyl [43,44]

Pokud má foton gama záření energii (0,5 ÷ 5) MeV je schopen interagovat s volnými nebo slabě vázanými elektrony. Comptonův rozptyl nastává, když foton gama záření předá část své energie $h\nu$ volnému elektronu. Elektron využije získanou kinetickou energii na uvolnění z elektronového obalu, přičemž je elektron vychýlen o úhel φ oproti dráze primárního fotonu.

Rozptýlený (sekundární) foton má nižší energii (tj. větší vlnovou délku λ') a je vychýlen oproti primárnímu fotonu o úhel ϑ . Na velikosti odchylky (0 ÷ 180)° závisí jeho energie. Čím je větší úhel ϑ , tím větší je rozdíl $\Delta\lambda$.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda. \quad (1.11)$$

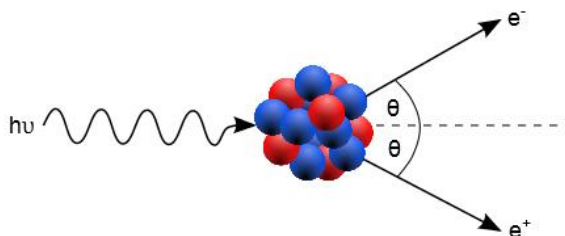


Obr. 3 Schéma Comptonova rozptylu. (autor)

2.5.3 Tvorba párů elektron – pozitron [43,44]

Má-li foton gama záření větší energii než 1,02 MeV (což je energetický ekvivalent dvou klidových hmotností elektronu), může být zcela pohlcen v elektrickém poli atomového jádra, přičemž vzniká elektron a pozitron. Případný přebytek energie se projeví ve formě kinetické energie vytvořeného elektronového páru, která je rozdělena mezi obě částice zcela náhodně.

Vzniklé částice ztrácejí svou energii při interakcích s okolním prostředím (ionizace, excitace). Pozitron se může spojit s elektronem v procesu anihilace a vyzáří tak dvě kvanta elektromagnetického záření o energii 511 keV.



Obr. 4 Schéma tvorby elektronového páru. (autor)

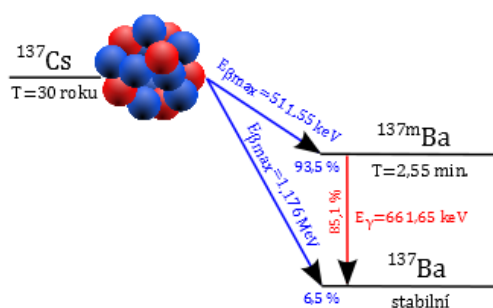
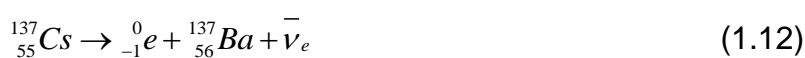
2.6 Referenční zdroje ionizujícího záření

Referenční zdroje ionizujícího záření používané při metrologických zkouškách jsou uvedeny v Tab. 1. Pokud je zařízení schopno detekovat energie beta < 200 keV, pak je preferován zdroj záření beta ^{14}C .

Zdroj záření	Poločas rozpadu	Max. energie záření alfa	Max. energie záření beta	Energie záření gama
-	[roky]	[MeV]	[keV]	[keV]
^{241}Am	433	5,5	-	59,5
^{36}Cl	301 000	-	709,6	-
^{137}Cs	30,08	-	511,6	661,7

Tab. 1 Referenční zdroje ionizujícího záření. (Převzato z [35])

Cesium 137 je nejrozšířenější radioaktivní izotop. Mateřským radionuklidem je ^{137}Xe s poločasem rozpadu 3,818 minuty. ^{137}Cs vzniká při štěpení těžkých jader např. v jaderných reaktorech při štěpení jader ^{235}U . ^{137}Cs se přeměňuje beta rozpadem (β^-), v 6,5 % případů emisí částice s energií $E_{\beta\text{max}} = 1,176 \text{ MeV}$ na stabilní ^{137}Ba a v 93,5 % případů emisí částice s energií $E_{\beta\text{max}} = 511,55 \text{ keV}$ na metastabilní $^{137\text{m}}\text{Ba}$, které dále deexcituje s poločasem rozpadu 2,55 minuty emisí fotonu o energii 661,65 keV rovněž na stabilní ^{137}Ba , jak ukazuje Obr. 5, rovnice (1.12).



Obr. 5 Schéma radioaktivní přeměny ^{137}Cs . (autor)

Přestože je ^{137}Cs radioaktivní zdroj záření beta, využívá se pro jeho stanovení, měření záření gama o energii 661,62 keV emitovaného při rozpadu $^{137\text{m}}\text{Ba}$. Z tohoto důvodu bývá ^{137}Cs uváděno jako referenční zdroj záření gama.

3 Detekce ionizujícího záření²

3.1 Principy detekce

V detektoru se mění energie dopadajícího ionizujícího záření na elektrický signál, který se dále zpracovává tak, aby mohl být zaregistrován a vyhodnocen. Radiometrická aparatura může pracovat tak, že měří střední hodnotu proudu na detektoru nebo registruje jednotlivé pulsy z detektoru.

Rozlišujeme dva základní druhy detektorů – kontinuální a integrální. Kontinuální detektory podávají průběžnou informaci o okamžité hodnotě detekovaného záření. Po ukončení ozařování detektoru klesne výstupní signál na hodnotu indukující hodnotu okolního pozadí. U integrálních detektorů se hodnota signálu zvyšuje s dobou, po kterou je detektor ozařován. Po ukončení ozařování zůstává informace v detektoru uchována.

Detektory ionizujícího záření pro účely dozimetrie můžeme rozdělit dle principu detekce do tří hlavních skupin:

1. Elektrické detektory – jsou založeny na látkách, které působením ionizujícího záření mění některé elektrické vlastnosti (např. vodivost). Do této skupiny řadíme ionizační komory, proporcionální a Geiger-Müllerovi počítače, krystalové a polovodičové detektory.
2. Scintilační detektory – jsou založeny na látkách, v nichž působením ionizujícího záření vzniká luminiscenční záření (scintilace). Světelný signál se převádí na elektrický a dále se zpracovává.
3. Samostatné detektory – jsou založeny na látkách, které dlouhodobě mění své vlastnosti (barvu, složení, objem) působením ionizujícího záření. Jedná se vesměs o detektory integrální (OSL dozimetry – opticky stimulovaná luminiscence, termoluminiscenční a filmové).

² GERNDT, J. *Detektory ionizujícího záření*, 2011. ISBN: 978-80-01-04710-1.

3.2 Detektory ionizujícího záření

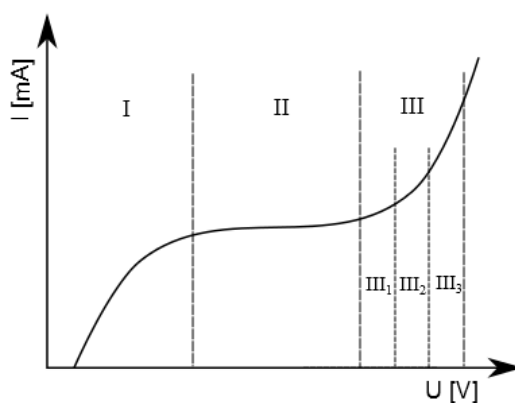
3.2.1 Elektrické detektory

Jedná se vesměs o různě upravené válcové nebo deskové kondenzátory. Připojíme-li k elektrodám kondenzátoru (dobře izolovaným vzájemně i vzhledem k okolí) elektrický zdroj, pak tímto obvodem, který je přerušen objemem vzduchu mezi elektrodami začne procházet měřitelný proud v okamžiku, kdy vložíme mezi elektrody zdroj IZ.

Mezi deskami kondenzátoru mohou nastat tři následující procesy:

1. Ionizace – ionty, které vytvoří ionizující záření, se pohybují k opačně nabitým elektrodám, v obvodu vzniká ionizační proud.
2. Rekombinace – při setkání kladného a záporného iontu může vzniknout opět neutrální atom nebo molekula. Pravděpodobnost rekombinace klesá s rostoucí rychlostí iontů tj. s rostoucím napětím na deskách kondenzátoru.
3. Přídavná (sekundární) ionizace – primární ionty mohou být urychleny na vyšší energii, než je energie ionizačního plynu mezi deskami kondenzátoru a mohou vytvářet nárazovou ionizací další ionty.

Závislost ionizačního proudu na napětí mezi deskami kondenzátoru je znázorněna na Obr. 6. Při stálé hustotě toku částic můžeme účinky ionizujícího záření v plynech rozdělit do tří oborů:



Obr. 6 Obory ionizace. (Převzato z [38])

1. Obor Ohmova zákona (I) – ionty vzniklé primární ionizací spolu rekombinují, rekombinace klesá s rostoucím napětím a tím roste ionizační proud úměrně s napětím. Pro detektory IZ se tento obor nevyužívá.
2. Obor nasyceného proudu (II) – rekombinace ustává, všechny primární ionty se účastní vedení proudu, sekundární ionty zatím ještě nevznikají. Ionizační proud je nezávislý na napětí. V tomto oboru pracují ionizační komory.
3. Obor přídavné ionizace (III) – primární ionty jsou urychleny do té míry, že vytvářejí další ionty nárazy na neutrální molekuly. Každý urychlený iont vytvoří K sekundárních iontů. Číslo K se nazývá koeficient zesílení. Obor přídavné ionizace rozdělujeme do tří částí:
 - a) Obor úplné proporcionality (III₁) – proporcionalní počítače;
 - b) Obor částečné proporcionality (III₂) – nevyužívá se pro detektory IZ;
 - c) Obor Geiger-Müllerův (III₃) – Geiger-Müllerovi počítače.

3.2.2 Ionizační komory

Ionizační komora je tvořena dvěma elektrodami (anoda, katoda) různého tvaru, vesměs se jedná o válcové kondenzátory, které jsou umístěny ve vhodné plynové náplni (vzduch, nebo jiné plyny za různého tlaku). Provozní napětí se volí tak, aby ionizační komora pracovala v oboru nasyceného proudu, tj. (150 ÷ 200) V. Ionty vytvořené ionizujícím zářením jsou přiváděny elektrickým polem k elektrodám komory a ve vnějším obvodu se projeví buď ionizačním proudem (ionizační komory se stálou ionizací) nebo krátkým napěťovým impulsem (impulsní ionizační komory). Pro měření ionizačního proudu se využívají následující metody:

1. Metoda vybíjení ionizační komory;
2. Metoda nabíjení ionizační komory;
3. Metoda měření spádu napětí na odporu paralelně připojeném k ionizační komoře;
4. Metoda kompenzační.

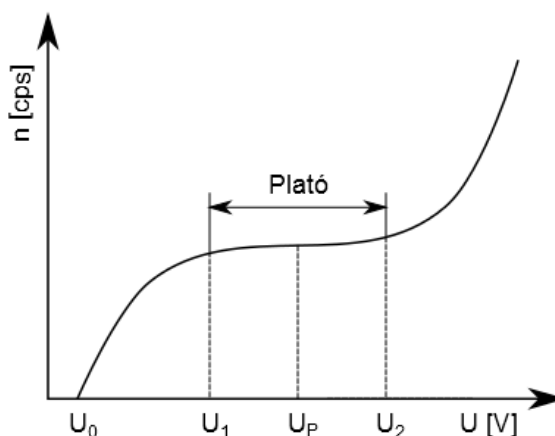
3.2.3 Geiger-Müllerovi počítáče

Geiger-Müllerovy počítáče mají tvar trubice s pláštěm z kovu nebo umělé hmoty.

Katoda je tvořena válcem z tenkého plechu (průměr ≈ 10 mm), anodu tvoří tenký drátek (poloměr $\approx 0,05$ mm), který je napnutý v ose trubice.

Tyto počítáče pracují v Geiger-Müllerově oblasti (viz Obr. 6), tj. v oblasti lavinové ionizace (III₃). Po vniknutí nabitě částice do počítáče, nastane uvnitř počítáče vlivem sekundární ionizace lavinové narůstání počtu iontů (koeficient zesílení až 10^{10}). Průchod každé částice je tedy doprovázen samovolným výbojem v celém objemu počítáče, který vyvolá na zatěžovacím odporu napěťový impuls, který se dále zpracovává v další části radiometrické aparatury.

Výboj, který vznikne v počítáči je nutné co nejrychleji přerušit, neboť po dobu výboje neregistruje počítáč další částice. K přerušení výboje se používá plynová náplň (samozhášecí počítáče).



Obr. 7 Pracovní charakteristiky (plató) G-M počítáče. (autor)

Pracovní charakteristika znázorňuje závislost četnosti impulsů (cps - count per second) na napětí G-M počítáče při konstantní hustotě toku částic (Obr. 7). Počítáč začíná pracovat při prahovém napětí U_0 , v intervalu $U_0 - U_1$ cps roste.

V intervalu $U_1 - U_2$ roste cps jen velmi zvolna. Tato část pracovní charakteristiky se nazývá plató. U dobrých počítačů je délka plata (150 ÷ 300) V a stoupaní (2 ÷ 3) %. Pracovní napětí počítače (pracovní bod U_p) se obvykle volí v 1/3 plošiny. Pro přesnější určení pracovního napětí provedeme výpočet inflexního bodu z naměřené závislosti četnosti impulsů na napětí počítače.

Účinnost počítače udává poměr počtu částic zaregistrovaných počítačem vzhledem k celkovému počtu částic, které na počítač dopadnou.

Mrtvá doba τ udává časový interval, za který se po výboji obnoví pracovní napětí, tj. schopnost G-M počítače registrovat další částice, obvykle desítky μ s. Korekcí na mrtvou dobu dosáhneme zvýšení měřicího rozsahu o cca dva řády.

3.2.4 Proporcionální počítače

Využívají sekundární ionizace, tzn., že pracují v oboru úplné proporcionality, tj. v konstantním poměru mezi primárními a sekundárními ionty viz obr. Zapojení, konstrukční provedení a charakteristiky jsou velice podobné jako u G-M počítačů. Koeficient zesílení je $10^4 \div 10^5$, mrtvá doba bývá řádově jednotky μ s. Výstupní napěťové impulsy jsou přímo úměrné energii, proto nacházejí tyto počítače využití ve spektrometrech.

3.2.5 Polovodičové detektory

Vnikne-li částice do vhodného polovodiče, vytvoří v něm páry elektron – díra, přičemž většina primárních elektronů má tak velkou energii, že způsobuje vznik dalších párů elektron – díra. Tento jev označujeme jako lavinový efekt.

Dochází k lavinovému uvolňování elektronů do vodivostního pásu a tvorbě děr ve valenčním pásu. Počet uvolněných nosičů náboje závisí na energii primární částice. Tohoto principu využívají polovodičové detektory.

Přiložíme-li na polovodičový detektor napětí, pak vlivem elektrického pole se volné nosiče nábojů (elektrony a díry) dají do pohybu v příslušném směru a v připojeném obvodu vznikne proudový impuls, jehož velikost závisí na energii dopadající částice ionizujícího záření. To umožňuje využít polovodičové detektory jak pro detekci IZ, tak pro spektrometrická měření.

Energie potřebná k vytvoření jednoho páru elektron – díra je v Si cca 3,66 eV a v Ge cca 2,96 eV. To je 10x méně než je energie potřebná pro vytvoření iontového páru v plynu a 50x méně než je energie potřebná pro uvolnění jednoho elektronu z fotokatody fotonásobiče. Energetická rozlišovací schopnost polovodičových detektorů je tedy výrazně lepší, než je rozlišovací schopnost plynových a scintilačních detektorů.

3.2.6 Scintilační detektory

Dopadá-li ionizující záření na určité krystaly, vyvolá v nich slabé světelné záblesky (scintilace). Scintilace jsou podmíněny existencí luminiscenčních center, která vznikají vniknutím iontů cizího prvku do krystalické mřížky iontového krystalu. Tímto způsobem vzniká aktivovaný scintilátor, např. ZnS(Ag), ZnS(Cu), NaI(Tl), apod. Mimo vedle uvedených anorganických látek lze využít i scintilačních vlastností dalších druhů látek.

Používají se scintilátory organické (naftalen, stilben, antracen), kapalně (roztoky scintilačních látek v organických rozpouštědlech, např. v xylenu, benzenu, apod.) a v neposlední řadě plastické scintilátory.

V organických scintilátorech je mechanismus scintilací vyvolán přechodem atomů molekul z jedné energetické hladiny na druhou.

Elektronovou strukturu lze rozdělit do energetických hladin – singletů (S_0, S_1, S_2, \dots) a energetických stavů – tripletů (T_1, T_2, T_3, \dots). Atomy molekul používané pro tyto detektory mají mezi hladinami S_0 a S_1 energetickou mezeru cca (3 až 4) eV. Se zvyšujícími se energetickými hladinami dochází ke snižování energetických mezer.

Energetické hladiny mohou být rozšířeny na více podhladin, tzv. vibrační stavů s mnohem jemnější strukturou.

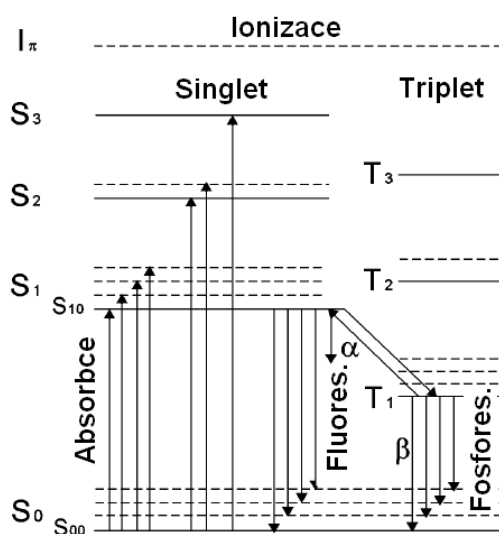
Typické energetické mezery mezi vibračními stavy jsou cca 0,15 eV. Proto, abychom mohli rozlišovat různé stavy vzájemně mezi sebou, zavádíme označení S_{00} . Jedná se o nejnižší vibrační stav v nejnižším elektronovém stavu. Vzhledem k tomu, že energetický rozdíl mezi základním stavem a nejnižším vibračním stavem je mnohem vyšší než průměrná tepelná energie 0,025 eV, budou se téměř všechny elektrony nacházet ve stavu S_{00} .

V důsledku absorpce kinetické energie od nabitých částic, mohou elektrony přecházet do vyšších energetických stavů. Pokud se elektrony nacházejí na vyšších energetických hladinách, dochází k deexcitaci na hladinu S_1 v důsledku vnitřní konverze, která nastává během několika pikosekund.

Stavy s vyšší vibrační energií nejsou v tepelné rovnováze s okolními atomy molekul a rychle ztrácí přebytek energie. Výsledný efekt procesu excitace v organickém scintilátoru je ten, že se po krátké době vytvoří populace excitovaných atomů molekul na hladině S_{10} .

Promptní fluorescence je vyzářena při přechodu mezi energetickou hladinou S_{10} a vibračními hladinami S_0 základního elektronového stavu. Ve většině organických scintilátorů se časová konstanta promptní fluorescence pohybuje v jednotkách nanosekund.

Zpožděná fluorescence nastává při přechodu z vyššího energetického stavu do nižšího. Při tzv. mezipřechodovém stavu některých excitovaných hladin může dojít ke vzniku tripletu. Střední doba života energetického stavu T_1 je mnohem delší než střední doba života energetických hladin. Při procesu deexcitace, tj. přechodu z vyššího do nižšího energetického stavu, vzniká zpožděná fosforescence s časovou konstantou pohybující se v jednotkách milisekund, viz Obr. 8.



Obr. 8 Přechodové schéma pro excitaci a de-excitaci v organických scintilátorech. (Převzato z Neutron physics report, ISSN 1401-6269)

Pokud je scintilátor vystaven účinkům ionizující záření, vznikají v něm scintilace, které IZ vyvolává. Směr pohybu fotonů těchto scintilací je náhodný, proto se scintilátor obklopuje reflektorem s bílou difúzní barvou, která odráží vznikající fotony zpět do krystalu.

Fotony dopadající na fotokatodu fotonásobiče (PMT) z ní uvolňují elektrony, které se po urychlení elektrickým polem dostávají na první dynodu PMT. Povrch dynod je pokryt materiálem s vysokým koeficientem sekundární emise elektronů. Vlivem toho je počet elektronů, které dynodu opouštějí větší, než počet elektronů, které na dynodu dopadají. V důsledku tohoto násobícího procesu vyvolá každý fotoelektron celkem $10^5 \div 10^9$ elektronů, které dopadnou na anodu. Na připojeném zatěžovacím odporu vznikne napěťový impuls, který se dále zpracovává v registračním bloku.

Mrtvá doba se pohybuje v řádu jednotek až desítek μs , pozadí závisí na teplotě (vliv termoemise) a tloušťce scintilátoru. Vzniklý napěťový impuls u scintilátorů typu NaI(Tl) je úměrný energii dopadající částice, což umožňuje použití těchto detektorů ve spektrometrech.

4 Výsledky výzkumu a vývoje

V následujících kapitolách jsou shrnuty výsledky, jichž bylo dosaženo při výzkumu a vývoji ruční sondy určené pro selektivní měření povrchové kontaminace radionuklidy emitujícími záření alfa v jednom kanálu a záření beta ve druhém kanálu.

Cílem bylo vytvořit inteligentní dvoukanálovou ruční sondu, která po připojení přes USB do PC komunikuje se servisním SW. Ten umožňuje komplexní nastavení sondy včetně logování dat, měření plató, měření odezvy, měření přeslechů mezi kanály, apod. Při vývoji bylo rovněž zvažováno využití pokročilých scintilačních materiálů a možnost digitalizace signálů.

4.1 Inteligentní dvoukanálová ruční sonda

Sonda byla navržena a zkonstruována pro účely měření povrchové kontaminace v prostředí, v němž se předpokládá výskyt ionizujícího záření.



*Obr. 9 Ruční sonda pro měření povrchové kontaminace osazena scintilačním detektorem s citlivou plochou 100 cm².
(VF, a.s., autor)*

Sonda je osazena plastickým scintilátorem firmy ELJEN, viz kapitola 4.1.1. Tento typ scintilátoru splňuje požadavky jak pro detekci, tak i separaci záření alfa, beta. Převod světla ze scintilátoru na elektrický signál je zajištěn použitým sférickým fotonásobičem společnosti ET Enterprises typ 9114FLB.

4.1.1 Plastický scintilátor

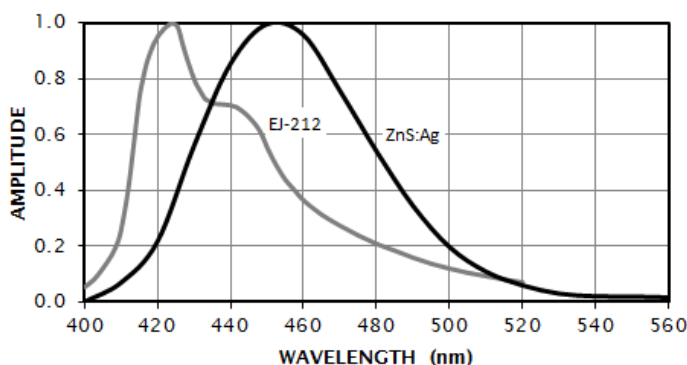
Pro detekci záření alfa/beta byl vybrán osvědčený plastický scintilátor EJ-444 firmy ELJEN. Scintilátor EJ-444 se skládá z 0,25 mm silného plastického scintilátoru EJ-212 na němž je z jedné strany nanesena vrstva sulfidu zinečnatého aktivovaného stříbrem ZnS(Ag).

Plastické scintilátory bez vrstvy ZnS(Ag) jsou pro separaci alfa/beta obtížně použitelné vzhledem k velké podobnosti amplitud alfa a beta impulsů. Na rozdíl od toho plastické scintilátory s vrstvou ZnS(Ag) jsou vyrobeny v dostatečné tloušťce umožňující zastavení dopadajících alfa částic a zároveň nebrání prostupu nízkoenergetického beta záření např. ^{14}C .



Obr. 10 Plastický scintilátor firmy Eljen Technology, typ EJ-444.
(Převzato od výrobce scintilátoru ELJEN)

Tento typ scintilátoru se vyznačuje dobrou citlivostí jak na alfa (^{241}Am , ^{239}Pu), tak i beta záření (^{36}Cl , ^{204}Tl). Citlivost na gama záření (^{137}Cs , ^{60}Co) je minimalizována vzhledem k tloušťce plastického scintilátoru (0,25 mm).



Obr. 11 Spektrum světelné emise.
(Převzato od výrobce scintilátoru ELJEN)

Parametr	EJ-212	ZnS(Ag)
Světelný výtěžek (% antracenu)	65	300
Vlnová délka při maximální emisi	423	450
Doba dosvitu [ns]	2,4	200
Hustota [mg·cm ⁻²]	1023	-
Hustota fosforu [mg·cm ⁻²]	-	3,25 ± 0,25

*Tab. 2 Parametry plastického scintilátoru EJ-444.
(Převzato od výrobce scintilátoru ELJEN)*

4.1.2 Fotonásobič

Fotonásobič je elektrická součástka, která je schopna detekovat velmi slabé světelné signály, obvykle v rozsahu (295 ÷ 630) nm.

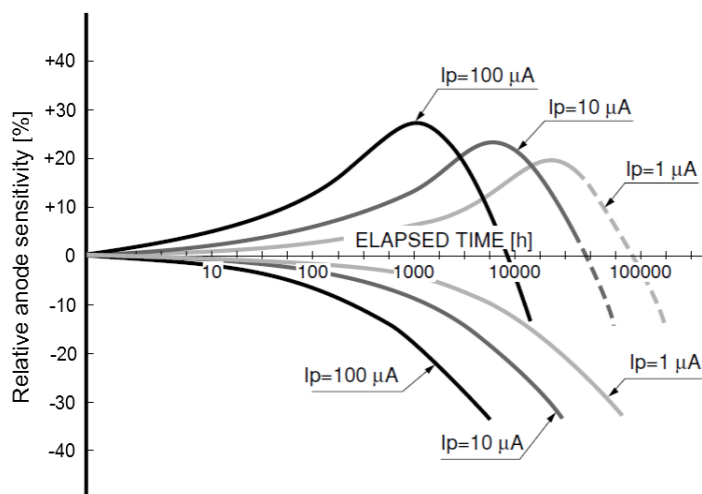


Obr. 12 Použitý fotonásobič 9114FLB. (ET Enterprises)

Při dopadu fotonu na citlivou fotokatodu, vlivem fotoelektrického jevu dochází k vyzaření elektronů, které jsou postupně urychlovány elektrickým napětím mezi jednotlivými elektrodami (dynodami). Dopad urychlených elektronů na dynodách vyvolává emisi většího počtu elektronů (sekundární emise), což má za následek zesílení proudu elektronů dopadajících na anodu.

Stabilita fotonásobiče v čase závisí jak na anodovém proudu, tak i na materiálu fotokatody a dynod. Časová stabilita je kusovou záležitostí, tzn., že pro vybrané aplikace je třeba fotonásobiče třídit. Každý fotonásobič musí být testován a posuzuje se, zda jeho parametry splňují očekávané požadavky (plató).

Testování a zahoření fotonásobiče probíhá obvykle 48 hodin. Graf ukazuje typickou závislost anodového proudu v čase. Prototyp sondy vykazuje velikost anodového proudu < 1 mikroampér, tedy velice dlouhou časovou stabilitu. Pokud je fotonásobič po několik měsíců nepoužíván, jeho vlastnosti se mohou vrátit do stavu před zahořením.



Obr. 13 Typická závislost anodového proudu fotonásobiče v čase.³
(Převzato od výrobce fotonásobiče ET Enterprises)

4.1.3 Elektrická konstrukce

Z pohledu blokového schématu elektrické konstrukce je sonda tvořena vzájemně propojenými deskami plošných spojů s fotonásobičem, vysokonapěťovým zdrojem a s řídicí a vyhodnocovací elektronikou, viz Obr. 14.

Konstrukce napájecích obvodů fotonásobiče zaručuje vynikající linearitu a to i při vysokých četnostech impulsů, současně s velmi nízkým klidovým proudem, jednotky mikroampér. To je dáno použitým aktivním děličem. Elektronika fotonásobiče je rovněž vybavena ochranou proti přetížení elektrickým proudem. K přetížení fotonásobiče elektrickým proudem může dojít např. při porušení ochranné hliníkové fólie sondy.

³ Při stejném anodovém proudu mohou nastat dva možné průběhy, které jsou závislé nejen na polaritě zapojení děliče fotonásobiče, ale také na kvalitě vakua. Při kladné polaritě napájecího napětí, fotonásobič postupně ztrácí citlivost.

Čítání impulsů je realizováno číslicově pomocí nízkopříkonového šestnáctibitového procesoru v kombinaci s komplexně programovatelnou logikou CPLD (Complex Programmable Logic Device). Separace alfa/beta je založena na tvarové diskriminaci impulsů.

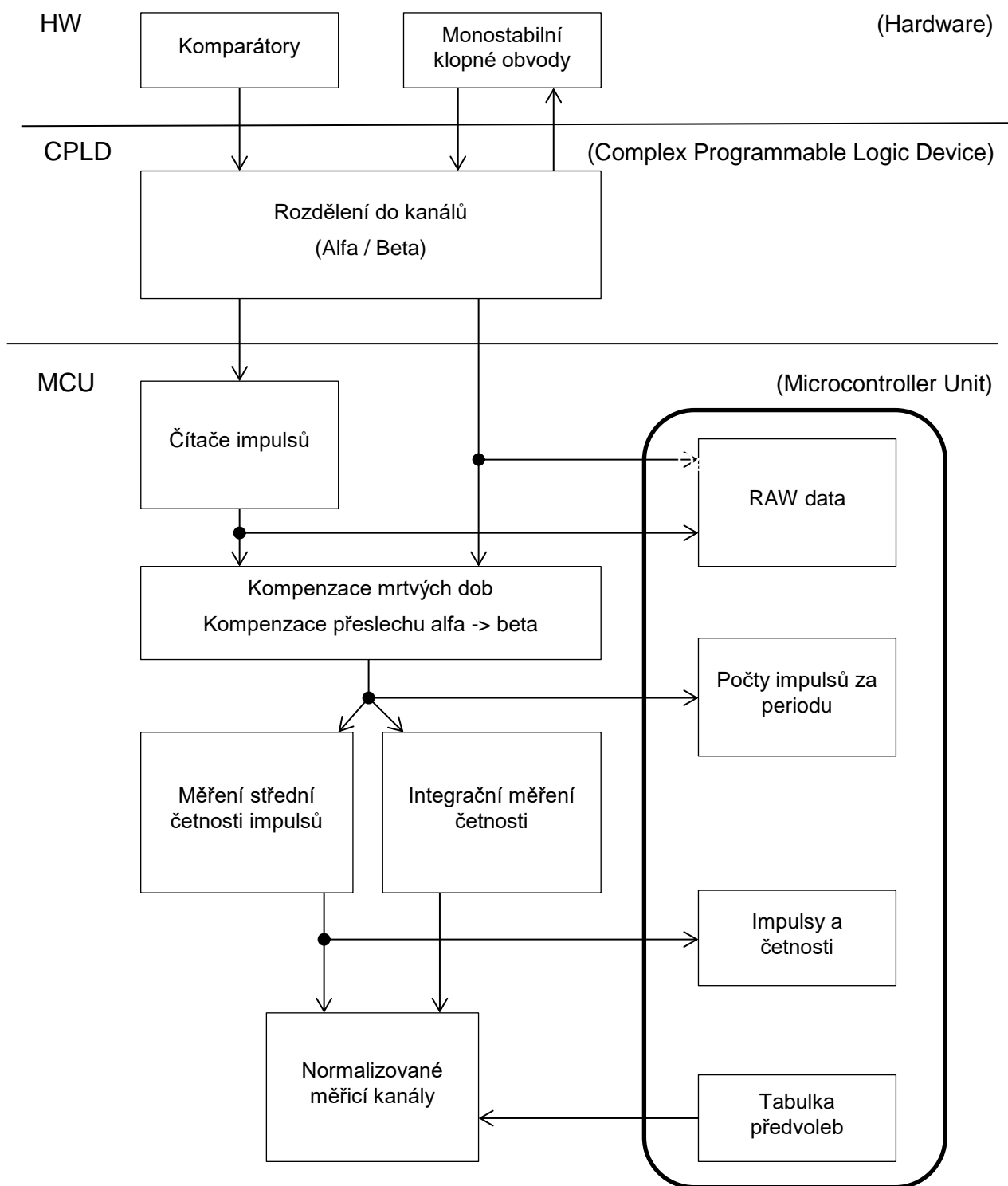
Výsledky měření jsou dostupné pomocí datové komunikace na asynchronní sériové lince o úrovních CMOS 5 V. Měřenou veličinou je počet impulsů za zvolenou dobu vzorkování a střední četnost impulsů v kanálu.

Doplňkovým výstupem je přímý přenos detekovaných impulsů v podobě časově tvarovaných elektrických impulsů v úrovních CMOS 5 V. Tento výstup je určen pro akustickou signalizaci detekovaných impulsů. Impulsní výstup není korigován na mrtvé doby.

Sonda je osazena výstupním konektorem firmy Fischer Connectors, typ D 103 A056-130. Konektor je instalován na připojovacím kabelu typu S 103 A056-130+. Rozložení signálů je uvedeno v tabulce

Signály UART slouží pro komunikaci se sondou standardní asynchronní sériovou linkou, napěťové úrovně 5 V CMOS.

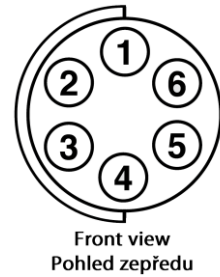
Impulsní výstupy IMP-1 a IMP-2, viz Tab. 3, jsou určené pro řízení generátoru zvukové indikace detekce impulsu. Výstupy jsou tvořeny obvodem s napěťovými úrovněmi 5 V CMOS.



Obr. 14 Blokové schéma ruční sondy (autor).

Číslo pinu	Signál	Popis
1	GND	Zem napájení a uzemnění sondy
2	+5 V	Napájecí napětí
3	Tx	Vysílání dat směrem ze sondy
4	Rx	Příjem dat směrem do sondy
5	IMP-1	Impulsy z kanálu 1
6	IMP-2	Impulsy z kanálu 2

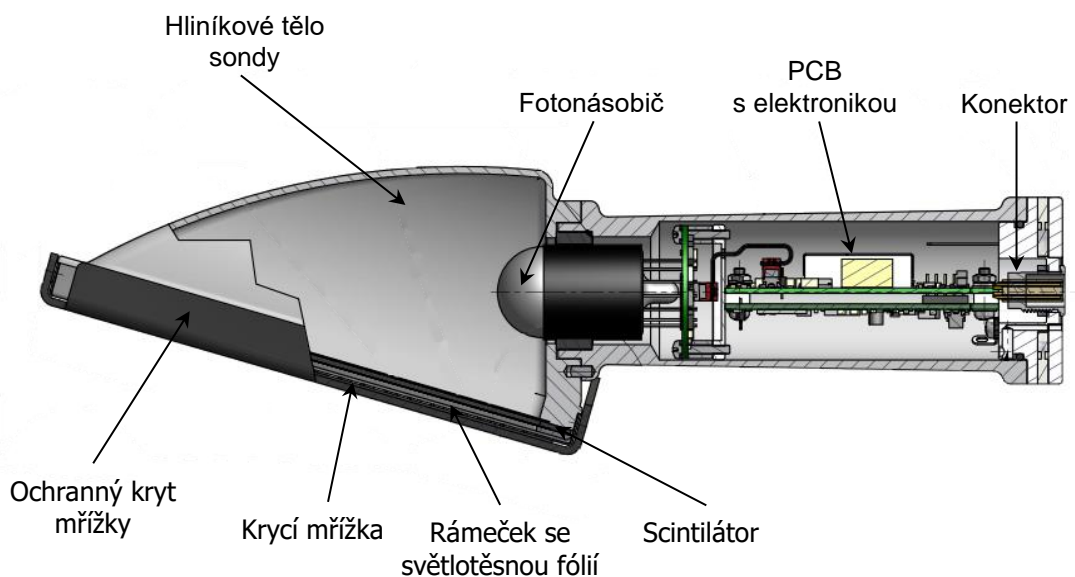
Tab. 3 Zapojení konektoru ruční sondy (autor).



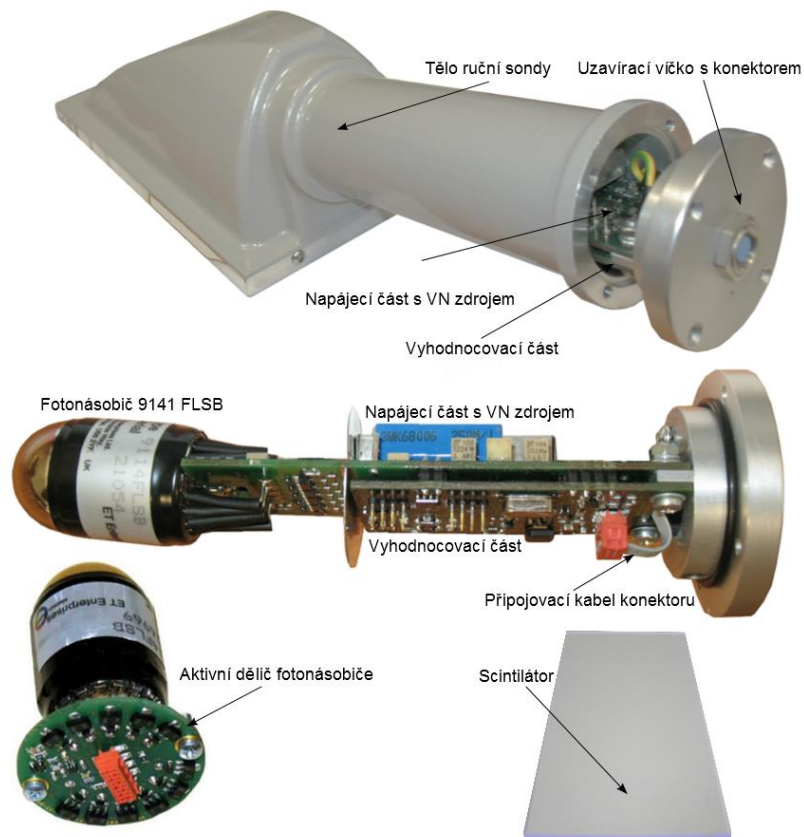
Obr. 15 Konektor ruční sondy.

4.1.4 Mechanická konstrukce

Svým řešením se jedná o kompaktní sondu, které obstarává veškeré potřebné činnosti pro svoji funkci. Pouzdro sondy je vyrobeno z hliníku. Skládá se z těla a rukojeti. Do obdélníkového rámu těla je zasazen scintilační detektor chráněný hliníkovou světlotěsnou fólií a kovovou mřížkou. V rukojeti je uložen fotonásobič a elektronika. Fotonásobič je připojen přímo k desce plošného spoje. Elektronika je umístěna na dvou vzájemně propojených deskách plošných spojů. Z rukojeti je vyveden konektor pro připojení kabelu zajišťující napájení a komunikaci.



Obr. 16 Mechanická konstrukce sondy. (autor)



Obr. 17 Přehledové konstrukční uspořádání funkčního vzoru sondy. (autor)

4.1.5 Popis algoritmů měření

Pokud chceme použít ruční sondu jako součást měřidla povrchové kontaminace osob, zobrazující hodnoty plošné kontaminace v Bq/cm² musíme sestavit výpočetními algoritmy, potřebné pro vyhodnocování měření, reakce na změny pozadí, spouštění alarmů, atp. Takové zařízení pak může pracovat ve třech režimech:

1. Měření pozadí;
2. Měření kontaminace;
3. Test kontaminace sondy.

4.1.6 Měření pozadí

Měření pozadí probíhá v základních (elementárních) dobách T_{el} . Na konci každé elementární doby se zjistí počet impulsů N_{el} z měřícího kanálu a provedou se kroky popsané v kapitolách 4.1.6.1 a 4.1.6.2.

4.1.6.1 Pozad'ový a změnový buffer

Měřící kanál má svůj pozad'ový B_{bg} a změnový B_{ch} buffer. Do bufferů se ukládají impulsy od záření pozadí. Délka pozad'ového bufferu L_{bg} je vypočtena následovně:

$$L_{bg} = (T_{bg}/T_{el}) + 1, \text{ kde} \quad (1.13)$$

T_{bg} - doba měření pozadí.

Délka změnového bufferu L_{ch} je vypočtena následovně:

$$L_{ch} = T_{ch}/T_{el}, \text{ kde} \quad (1.14)$$

T_{ch} - doba měření změny.

Buffers jsou kruhové, tzn., že aktuálně naměřená hodnota za základní dobu T_{el} se postupně ukládá na $1, 2, \dots, L_{bg}$, resp. $1, 2, \dots, L_{ch}$ pozici bufferu. Jakmile je buffer naplněn, začne se ukládat opět od první pozice. Posledních naměřených $L_{test} = T_{test}/T_{el}$ pozic v B_{bg} slouží k testování změn pozadí po dobu T_{test} . Po zapnutí zařízení se čeká, až je naměřeno L_{test} hodnot. Od okamžiku, kdy je v pozad'ovém bufferu B_{bg} alespoň L_{test} hodnot, se provádí nad testovací částí B_{bg} χ^2 test (Test 1). Je-li změna pozadí zaregistrována (tzn., neprošel-li Test 1), aktivuje se změnový buffer B_{ch} , který slouží k rozlišení krátkých a trvalých změn záření pozadí. Pokud je aktivní změnový buffer B_{ch} , ukládají se měřené hodnoty pouze do tohoto bufferu.

Od okamžiku, kdy je ve změnovém bufferu B_{ch} alespoň L_{ch} hodnot, provádí se nad B_{ch} χ^2 test (Test 2). Změnový buffer B_{ch} je aktivní pokud Test 2 neprochází. Jakmile Test 2 nad změnový bufferem B_{ch} projde, znamená to, že naměřené hodnoty v B_{ch} jsou použitelné pro výpočet pozadí. Změnový buffer B_{ch} je deaktivován a je třeba rozhodnout, zda je změna pozadí krátkodobá nebo trvalá. K tomu slouží χ^2 test (Test 3) nad dvěma hodnotami - součtem hodnot ze změnového bufferu B_{ch} a součtem posledních L_{ch} otestovaných hodnot z pozadového bufferu B_{bg} . Projde-li Test 3, je změna krátkodobá.

U krátkodobé změny se hodnoty ze změnového bufferu B_{ch} přesunou na konec pozadového bufferu B_{bg} . Neprojde-li Test 3, je změna trvalá. U trvalé změny se obsah B_{bg} vymaže a hodnoty z B_{ch} se přesunou na začátek B_{bg} .

4.1.6.2 Stav zařízení z hlediska měření pozadí

Pozadí je měřeno tehdy, je-li ruční sonda deaktivována pro měření kontaminace. V průběhu měření pozadí mohou nastat různé stavy jako např. náhlá změna pozadí, vysoké pozadí, nestabilní pozadí, atp. Stav celého zařízení z hlediska měření pozadí S_{bg}^* se určí následovně:

$$S_{bg}^* = \max(S_{bgA}, S_{bgB}),$$

kde S_{bgA} je stav kanálu beta, S_{bgB} je stav kanálu alfa. Stav zařízení se vhodnou formou prezentuje na displeji, např.:

- Nápis " Připraveno k měření ", pokud $S_{bg}^* = 0$.
- Nápis " Měření pozadí ", pokud $S_{bg}^* = 1$.
- Nápis " Vysoké pozadí ", pokud $S_{bg}^* = 2$.
- Nápis " Nestabilní pozadí ", pokud $S_{bg}^* = 3$.

4.1.7 Měření kontaminace

Měření kontaminace se spustí při aktivaci ruční sondy. Je-li $S_{bg}^* > 0$, uživatel je vyzván k deaktivaci ruční sondy. V opačném případě se spustí měření kontaminace. Měření probíhá v základních dobách T_{el} . Na konci každé T_{el} se vyčte počet základních impulsů N_{el} z kanálu sondy. Každý kanál má svůj vlastní měřicí buffer B_g . Do bufferu se ukládá počet impulsů N_{el} . Délka bufferu L_g je vypočtena následovně:

$$L_g = T_g / T_{el}, \text{ kde} \quad (1.15)$$

T_g - doba měření kontaminace.

Buffer je kruhový, tzn. aktuální naměřená hodnota impulsů N_{el} za základní dobu T_{el} se postupně ukládá na $1, 2, \dots, L_g$ pozici bufferu. Jakmile je buffer naplněn, začne se ukládat opět od první pozice.

4.1.7.1 Stav zařízení z hlediska kontaminace

Měření kontaminace probíhá, je-li ruční sonda aktivována pro měření kontaminace. V průběhu měření kontaminace mohou nastat stavy jako kontaminace zjištěna, kontaminace nezjištěna. Stav celého zařízení z hlediska měření kontaminace S_{mc}^* se určí následovně:

$$S_{mc}^* = \max(S_{mcA}, S_{mcB}),$$

kde S_{mcA} je stav kanálu beta, S_{mcB} je stav kanálu alfa. Stav zařízení se vhodnou formou prezentuje na displeji, např.:

- Nápis " Probíhá měření ", pokud $S_{mc}^* = 2$.
- Nápis " Kontaminace nezjištěna ", pokud $S_{mc}^* = 0$.
- Nápis " Zjištěna kontaminace ", pokud $S_{mc}^* = 1$ spustí se akustická / optická signalizace.

4.1.8 Test kontaminace

Test kontaminace se spustí automaticky po každém měření, při němž byla zjištěna kontaminace ruční sondy. Při testu kontaminace se použije stejný algoritmus jako při měření kontaminace (viz 4.1.7).

4.1.9 Experimentální měření

Předmětem experimentálních měření je zjištění parametrů potřebných nejen pro nastavení sondy, ale také ověření vlastností v radiačních polích a za ztížených podmínek tak aby měřící systém poskytoval hodnotu měřené veličiny přesně a správně. Zjištěné parametry musí být v souladu s technickou normou ČSN EN 60325 Přístroje radiační ochrany – Měřiče a monitory kontaminace radionuklidy emitujícími záření alfa, beta a alfa/beta (beta energie > 60 keV).

4.1.9.1 Referenční a normální zkušební podmínky

Ovlivňující veličiny	Referenční podmínky	Normální zkušební podmínky
Referenční záření alfa	^{241}Am (^{239}Pu)	^{241}Am (^{239}Pu)
Referenční záření beta	^{36}Cl (^{204}Tl)	^{36}Cl (^{204}Tl)
Okolní teplota	20 °C	(18 ÷ 22) °C
Relativní vlhkost vzduchu	65 %	(55 ÷ 75) %
Tlak vzduchu	101,3 kPa	(86,0 ÷ 106,0) kPa
Úhel dopadu záření	Kalibrační směr	Určený směr ± 10 %
Vnější elektromagnetické pole	Zanedbatelné	Menší jak dvojnásobek hodnoty zemského magnetického pole
Kontaminace radionuklidy	Zanedbatelné	Zanedbatelná
Záření pozadí	100 nSv·h ⁻¹	< 150 nSv·h ⁻¹

Tab. 4 Referenční a normální zkušební podmínky. (Převzato z [28])

4.1.9.2 Amplitudové spektrum scintilátoru EJ-444

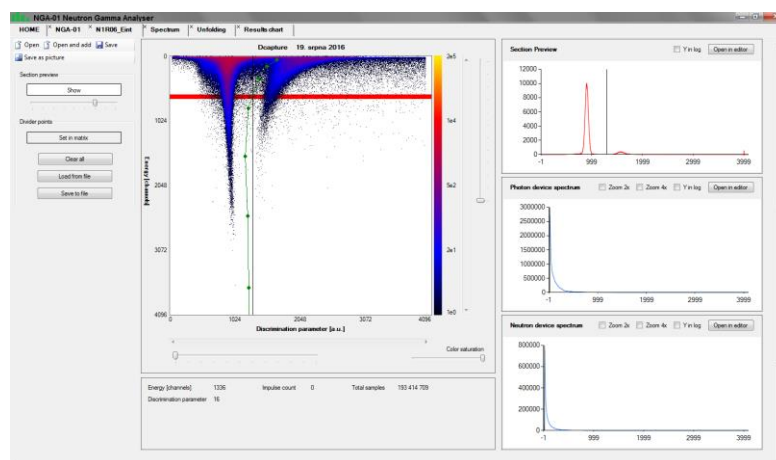
Znalost spektra scintilátoru EJ-444 jako odezvy na alfa / beta záření je nutnou podmínkou pro správné nastavení elektroniky a algoritmu separace impulsů. Cílem experimentálních měření popsaných níže bylo zjistit, jaká separace impulsů bude pro naše zamýšlené použití nejlépe vyhovovat. Při měřeních byla zkoumána amplituda, délka a tvar impulsů.

Experimentální měření byla provedena pomocí digitálního dvouparametrického spektrometrického systému, který byl vyvinut v rámci projektu Spektrum, číslo TA01011383.



Obr. 18 Digitální dvouparametrický spektrometrický systém.
(VF, a.s., autor)

Digitalizaci signálu zajišťují dva rychlé A/D převodníky, typ ADC12D1000 firmy Texas Instruments s rozlišením 12 bitů. Na každém z těchto převodníků lze měřit se vzorkovací frekvencí 1 GHz. Výstupem z A/D převodníků jsou navzorkované 12 bitové hodnoty, které jsou zpracovávány v FPGA Xilinx Virtex-6 rychlostí $24 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$.

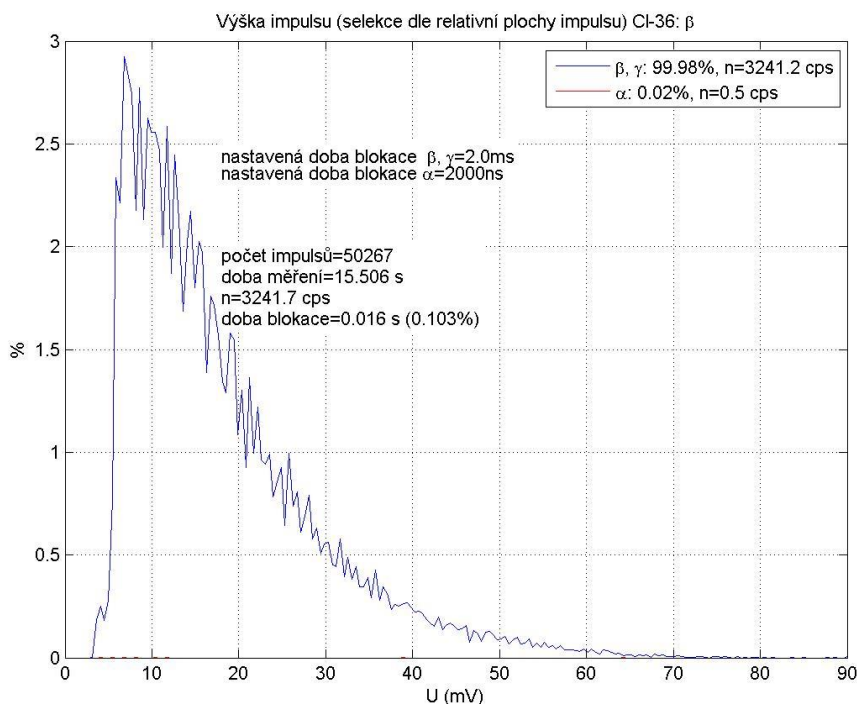


Obr. 19 Ukázka měření pomocí dvouparametrického digitálního spektrometru.
(VF, a.s., autor)

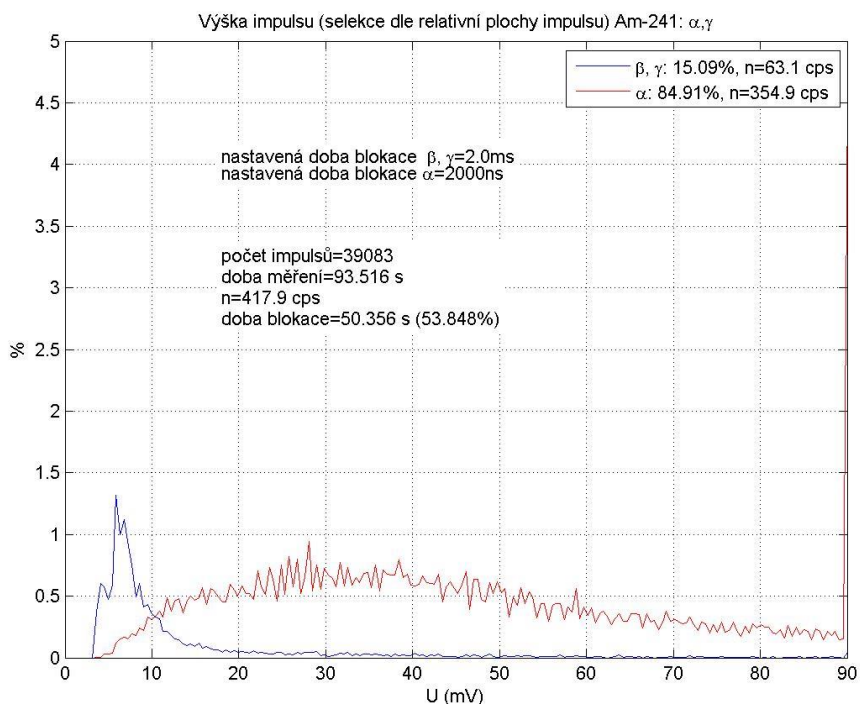
4.1.9.2.1 Závislost amplitudy impulsů na energii záření

Experimentální měření byla provedena s následujícími zdroji IZ: C-14, Cl-36, Co-60, Sr/Y-90, Cs-137, Tl-204, Am-241, Pu-239. Výsledky měření byly zpracovány a prezentovány v podobě amplitudových spekter. Vzhledem k velkému objemu dat jsou prezentována pouze dvě spektra pro referenční zdroje Cl-36 a Am-241, viz Obr. 20 a Obr. 21.

Alfa zdroje mají vyšší stupeň ionizace než beta zdroje, což provedená měření potvrzují. Na základě obdržných výsledků byla nastavena diskriminační hladina pro alfa zdroje na hodnotu 80 mV a pro beta zdroje na hodnotu 40 mV.



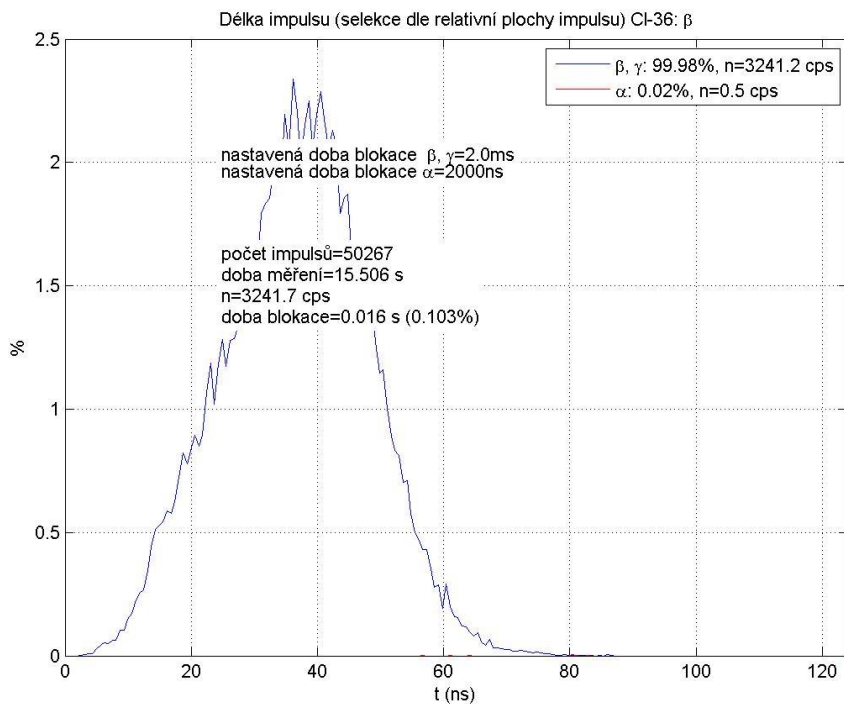
Obr. 20 Amplitudové spektrum Cl-36 – procentuelní rozdělení amplitud dle četností impulsů.
(autor)



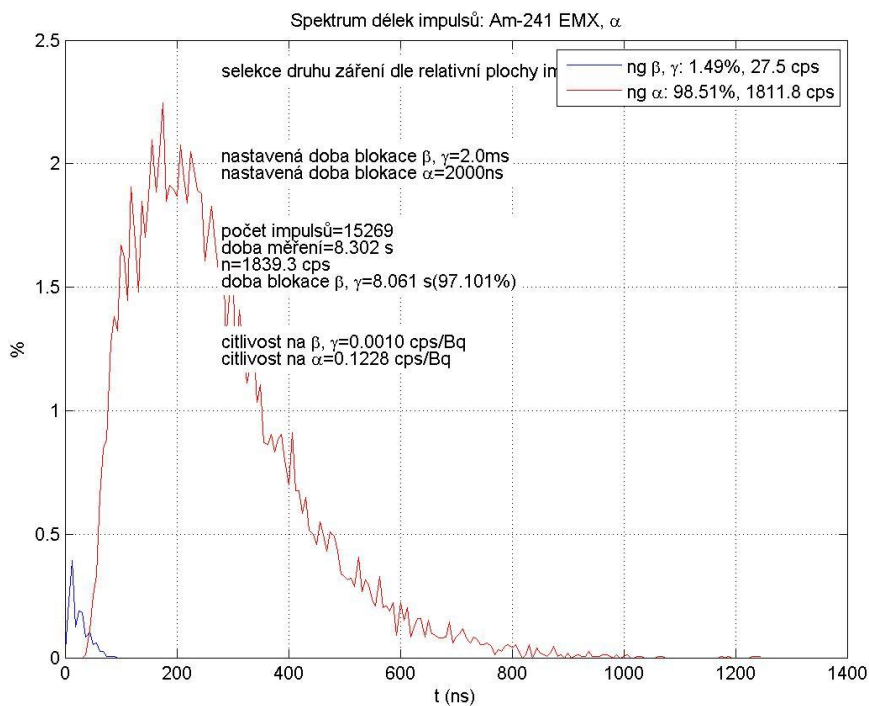
Obr. 21 Amplitudové spektrum Am-241 – procentuelní rozdělení amplitud dle četností impulsů.
(autor)

4.1.9.2.2 Závislost délky impulsů na energii záření

Scintilační časy použitého detektoru EJ-444 jsou dle výrobce 2,4 ns pro beta záření a 200 ns pro alfa záření. Experimentálně zjištěné scintilační časy pro beta záření se pohybují okolo hodnoty 50 ns a nepřekračují hodnotu 120 ns. Délky impulsů od alfa záření jsou závislé na výšce impulsu (energii pohlceného záření). Pohybují se okolo hodnoty 300 ns.



Obr. 22 Závislost délky impulsu na druhu záření, CI-36.
(autor)

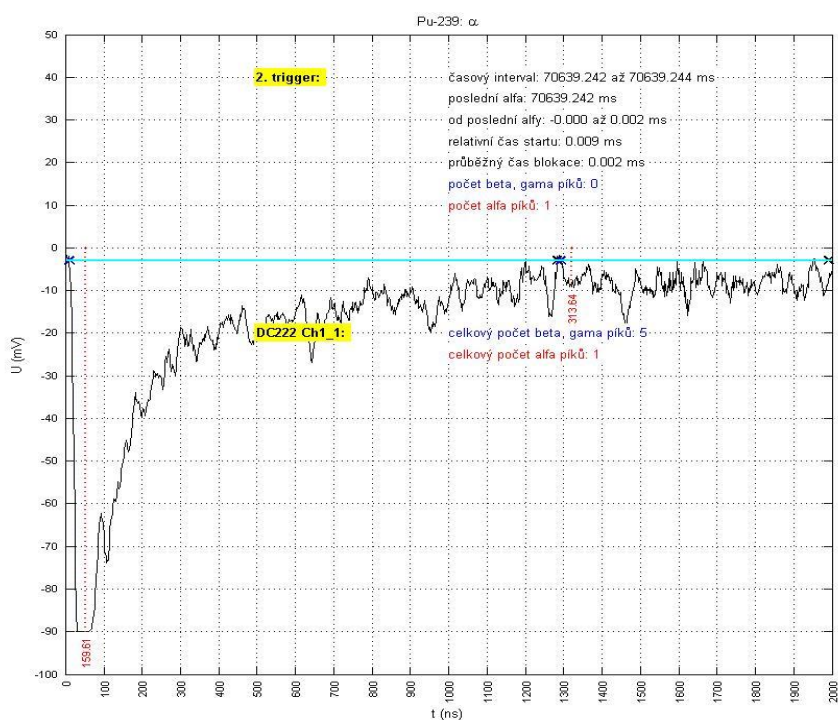


Obr. 23 Závislost délky impulsu na druhu záření, Am-241.
(autor)

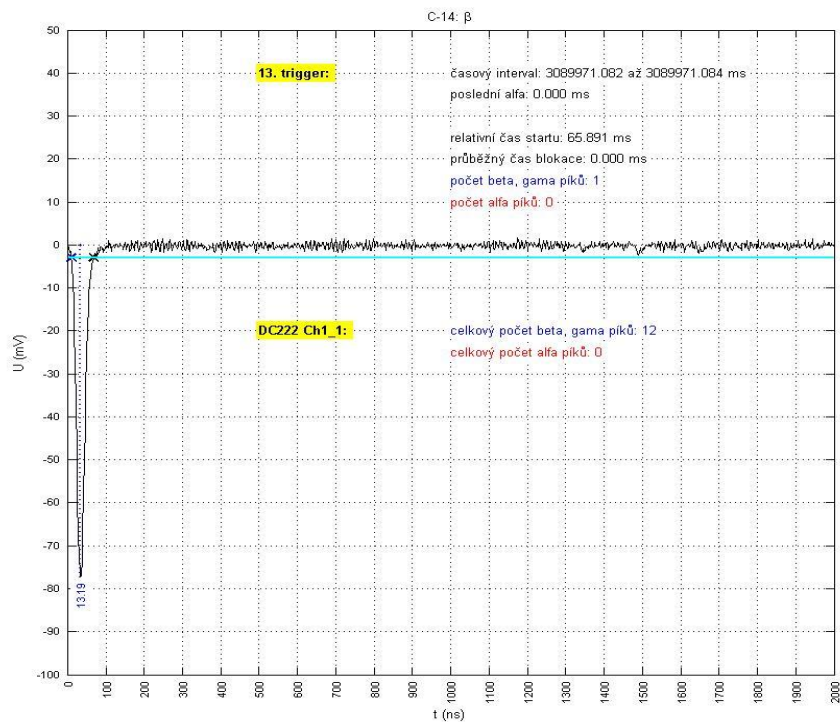
4.1.9.2.3 Závislost tvaru impulsů na energii záření

Z provedených měření je zřejmé, že alfa impulsy jsou „široké a zašuměné“, relativní plochy impulsů nepřekračují hodnotu 20, viz Obr. 24. Beta impulsy jsou „úzké a hladké“, relativní plochy impulsů jsou do hodnoty 20, viz Obr. 25.

Při zpracování měření bylo zapotřebí vhodně nastavit blokaci alfa / beta kanálu. Pokud je doba blokace alfa kanálu příliš krátká, jsou jako alfa impulsy nesprávně započítávány impulsy s nižší amplitudou. Naopak pokud je doba blokace alfa kanálu příliš dlouhá dochází ke snížení citlivosti na daný radionuklid. Alfa kanál má přednost před beta kanálem, čili pokud je detekováno alfa záření, je po tuto dobu beta kanál blokován. Separace alfa / beta záření je závislá na správně nastavené době blokace.



Obr. 24 Tvar alfa impulsu Pu-239.
(autor)



Obr. 25 Tvar beta impulsu C-14.
(autor)

Parametry beta kanálu odvozené z měření byly staveny následovně:

- délka impulsu max. 120 ns,
- relativní plocha impulsu max. 20.

Impulsy s vyššími hodnotami jsou započteny do alfa kanálu.

Doby blokací byly stanoveny následovně:

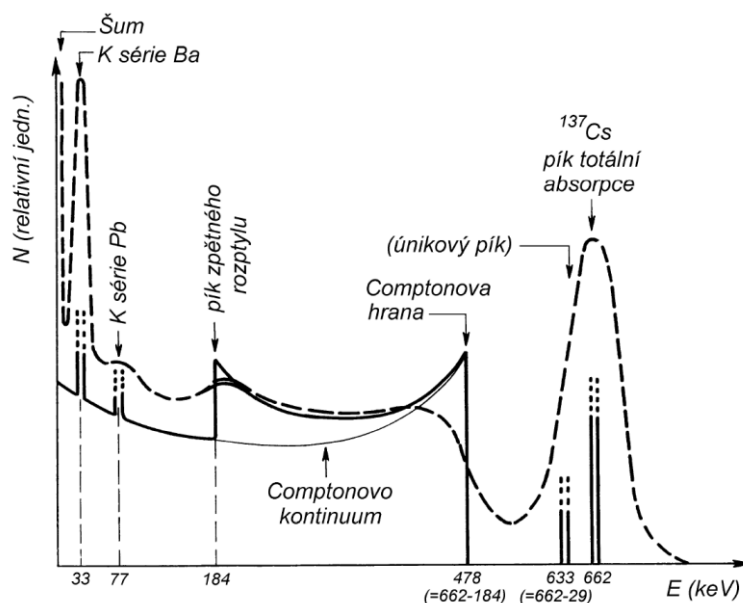
- Doba blokace beta kanálu = 2 ms.
- Doba blokace alfa kanálu = 2 μ s.

4.1.9.3 Nastavení pracovního napětí

Proces stanovení optimálního pracovního napětí je rozdělen do dvou kroků:

- a) měření plató;
- b) výpočet pracovního napětí.

Cílem je rovněž dosáhnout stejné energetické kalibrace, což je u tenkých plastických scintilátorů problém, protože ionizující záření (beta/gama) dopadající na plastický scintilátor v něm není zcela absorbováno a nelze tedy stanovit polohu Comptonovy hrany. Obecně pomocí Comptonovy hrany nelze plastické scintilátory energeticky kalibrovat.

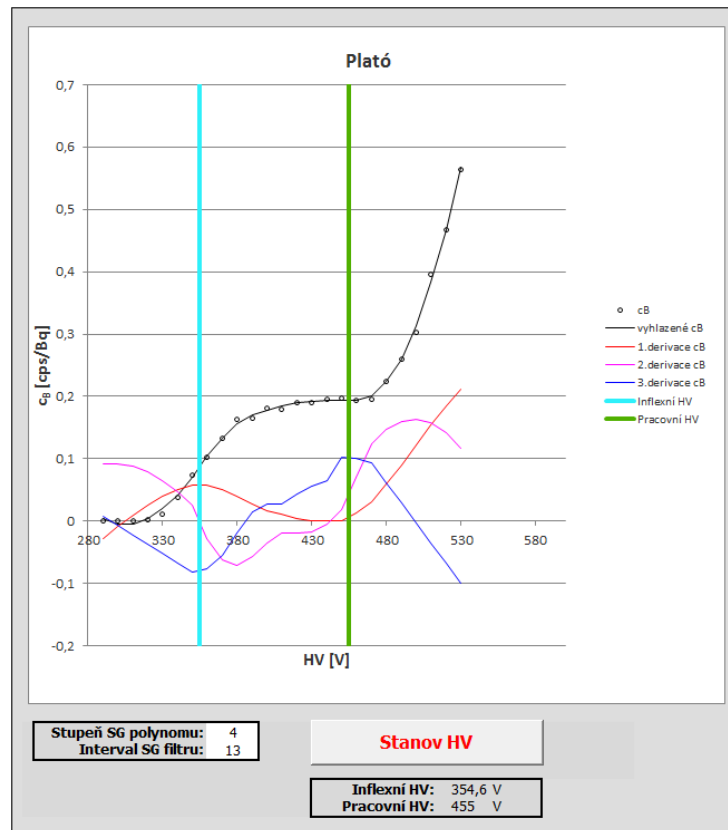


Obr. 26 Energetické spektrum záření gama radionuklidu Cs-137.
(Slezská univerzita v Opavě, P. Habrman)

Pro tyto scintilátory se jeví jako vhodné použít ke kalibraci spektrum některého alfa zdroje Am-241 nebo Pu-239. Ve spektru alfa zdroje se nachází píky, jehož maximum odpovídá energii částic s nejpravděpodobnější dráhou, kterou je alfa částice v určitém prostředí schopna urazit. Tuto energii sice nejsme schopni číselně stanovit, je však pro stejnou geometrii vždy stejná.

4.1.9.3.1 Měření plató

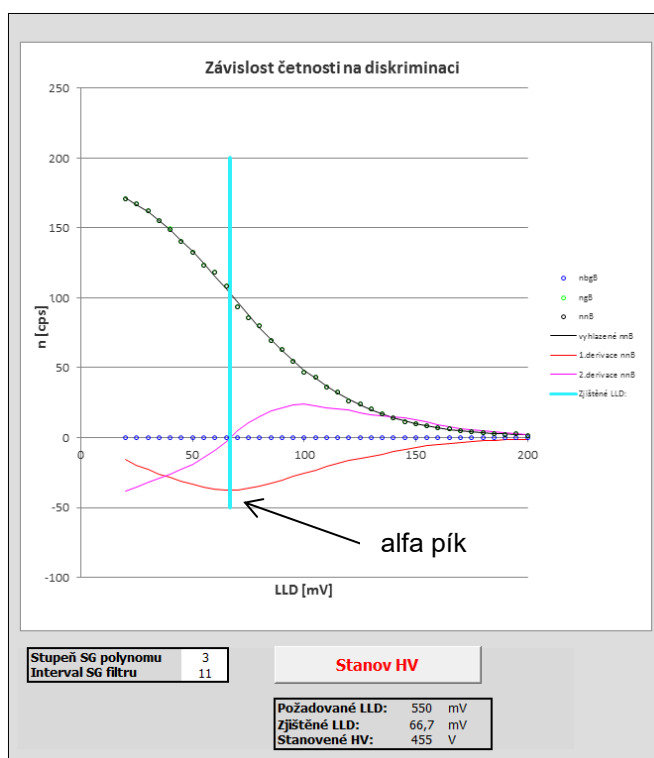
Nejprve je třeba stanovit napětí HV_{inflex} na fotonásobiči, pro které se bude alfa píky nacházet v rozsahu měřeného spektra. Napětí určíme z grafu závislosti citlivosti na vysokém napětí na fotonásobiči, viz Obr. 27. Hledané napětí se nachází v inflexním bodě náběhové hrany závislosti.



Obr. 27 Plató ruční sondy měřené se zdrojem Am-241.
(autor)

Náběhová hrana závislosti určuje interval napětí, ve kterém se alfa pík „posunuje“ z levé části spektra na jeho pravý okraj. Uprostřed tohoto intervalu je alfa pík ve spektru nejlépe viditelný.

Integrální spektrum pro zjištěné napětí HV_{inflex} bylo měřeno tak, že byla postupně měněna dolní diskriminace a to v rozsahu (20 ÷ 200) mV. Pro každou nastavenou hodnotu diskriminace byla změřena četnost impulsů n . Tímto způsobem byla stanovena závislost četnosti na amplitudě impulsu $n = f(U)$. Derivací této závislosti dostaneme diferenciální spektrum, ve kterém je alfa pík viditelný, viz Obr. 28.



Obr. 28 Spektrum měřené se zdrojem Am-241.
(autor)

4.1.9.3.2 Výpočet pracovního napětí

Měřením bylo potvrzeno, že pokud nastavíme na fotonásobiči vysoké napětí HV_{inflex} nalezené v předchozí kapitole 4.1.9.3.1, má alfa pík vždy stejnou amplitudu. Pro námi použitý scintilátor typ EJ-444 vychází $U_{inflex} = 60 \text{ mV}$. Přesnost stanovení inflexního bodu je vyšší než přesnost určení vrcholu alfa píku. Z tohoto důvodu není třeba proměřovat diskriminace pro zjištěné inflexní napětí a lze přímo výpočtem stanovit napětí pracovní podle vzorce:

$$HV_{work} = HV_{inflex} \left(\frac{U_{work}}{U_{inflex}} \right)^{\frac{1}{\alpha \cdot N_{dyn}}}, \text{ kde} \quad (1.16)$$

α - napěťový koeficient zesílení;

N_{dyn} - počet dynod fotonásobiče;

U_{work} - amplituda alfa píku.

V prototypu ruční sondy je použit fotonásobič firmy ET Enterprises 9114FLB, pro nějž platí následující parametry:

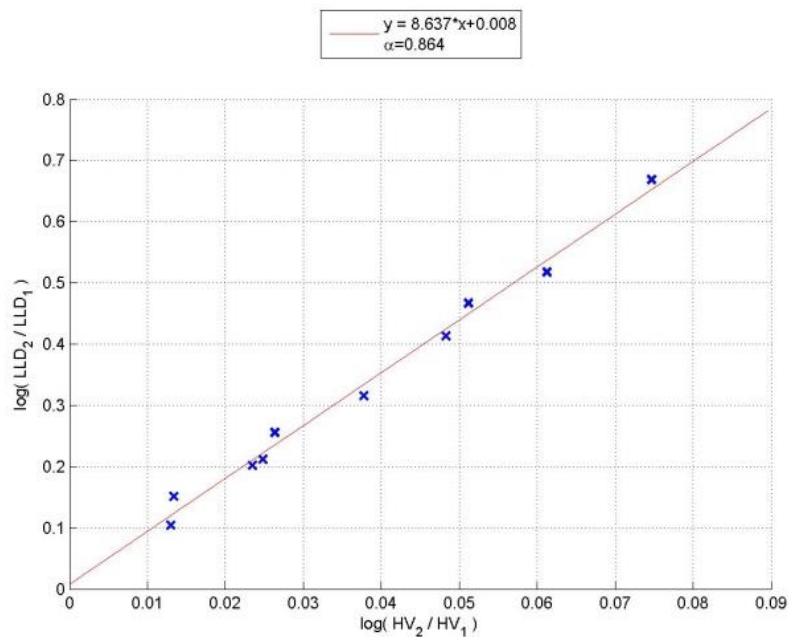
- a) počet dynod $N_{dyn} = 10$,
- b) napěťový koeficient zesílení dynody $\alpha = 0,86$.

Napěťový koeficient zesílení byl stanoven měřením, viz kapitola 4.1.9.3.3. Z požadavku na maximální hodnotu stabilní citlivosti, při níž je sonda stabilní a minimální hodnotu přeslechu alfa záření z alfa kanálu do beta kanálu byla stanovena hodnota $U_{work} = 550$ mV.

4.1.9.3.3 Stanovení napěťového koeficientu

Napěťový koeficient zesílení dynody α je pro daný typ fotonásobiče konstantou. Stanovíme ho tak, že za pomoci zdroje Am-241 naměříme integrální spektrum pro různá HV na fotonásobiči sondy. Ve spektru hledáme diskriminaci LLD odpovídající poloze α píku, viz Obr. 28. Výsledky měření vynesme do grafu (Obr. 29), který zahrnuje všechny kombinace poměrů HV v závislosti na odpovídajících poměrech LLD . Touto závislostí proložíme regresní přímkou. Směrnice přímky podělená počtem dynod fotonásobiče vyjadřuje hodnotu napěťového koeficientu, čili hledané α :

$$\frac{LLD_2}{LLD_1} = \left(\frac{HV_2}{HV_1} \right)^{\alpha \cdot N_{dyn}} \Rightarrow \alpha = \frac{1}{N_{dyn}} \cdot \frac{\log \left(\frac{LLD_2}{LLD_1} \right)}{\log \left(\frac{HV_2}{HV_1} \right)}. \quad (1.17)$$



Obr. 29 Stanovení napětového koeficientu pomocí zdroje Am-241.
(autor)

4.1.9.4 Linearita

Závislost četnosti impulsů na příkonu kerry ve vzduchu je vyjádřena křivkou, z níž je možno posoudit linearitu ruční sondy.

Sondu umístíme v laboratoři ionizujícího tak, aby střed jejího citlivého objemu (kalibrační směr) byl kolmý na osu svazků záření gama ^{137}Cs . Proveďte se 10 odečtů četnosti impulsů od pozadí a poté je zařízení ozařováno příkonem kerry ve vzduchu nejméně ve třech bodech a to přibližně ve 30 %, 50 % a 70 % maxima každé dekády. Na každém příkonu provedeme 10 odečtů. Časová konstanta mezi odečty musí být nastavena tak, aby provedené odečty byly statisticky nezávislé.

V tabulce naměřených hodnot se stanoví střední hodnoty četností impulsů \bar{n} od jednotlivých příkonů K a od pozadí:

$$\bar{n} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [\text{cps}], \quad (1.18)$$

provede se korekce střední hodnoty četnosti impulsů \bar{n} na záření pozadí $\overline{n_{poz}}$:

$$n_{kor} = \bar{n} - \overline{n_{poz}} [cps]. \quad (1.19)$$

Pro každou korigovanou hodnotu četnosti n_{kor} se stanoví citlivostní konstanta

R_{kor} :

$$R_{kor} = \frac{\overline{n_{kor}}}{\dot{K}} [cps / (Gy \cdot h^{-1})], \quad (1.20)$$

kde \dot{K} je příkon kermy ve vzduchu.

Na základě provedených měření získanou množinu bodů korigovaných na

záření pozadí $\left[\overline{n_{kor_i}}, \frac{\overline{n_{kor_i}}}{\dot{K}} \right]$ proložíme metodou nejmenších čtverců (lineární

regrese) funkcí:

$$R = \frac{\overline{n_{kor_i}}}{(1 - \overline{n_{kor_i}} \cdot \tau) \dot{K}} [cps / (Gy \cdot h^{-1})], \quad (1.21)$$

s volně filtrovaným parametrem mrtvé doby τ . Při tomto proložení použijeme následující transformaci:

$$\boxed{R - R \cdot \tau \cdot \overline{n_{kor_i}} = \frac{\overline{n_{kor_i}}}{\dot{K}}}$$

Hodnotu mrtvé doby τ vypočteme na základě dvou koeficientů $[k, q]$ získaných lineární regrese podle vztahu:

$$\boxed{q + k \cdot x = y}$$

$$q = R$$

$$k = -R \cdot \tau = -q \cdot \tau$$

$$x = \overline{n_{kor_i}}$$

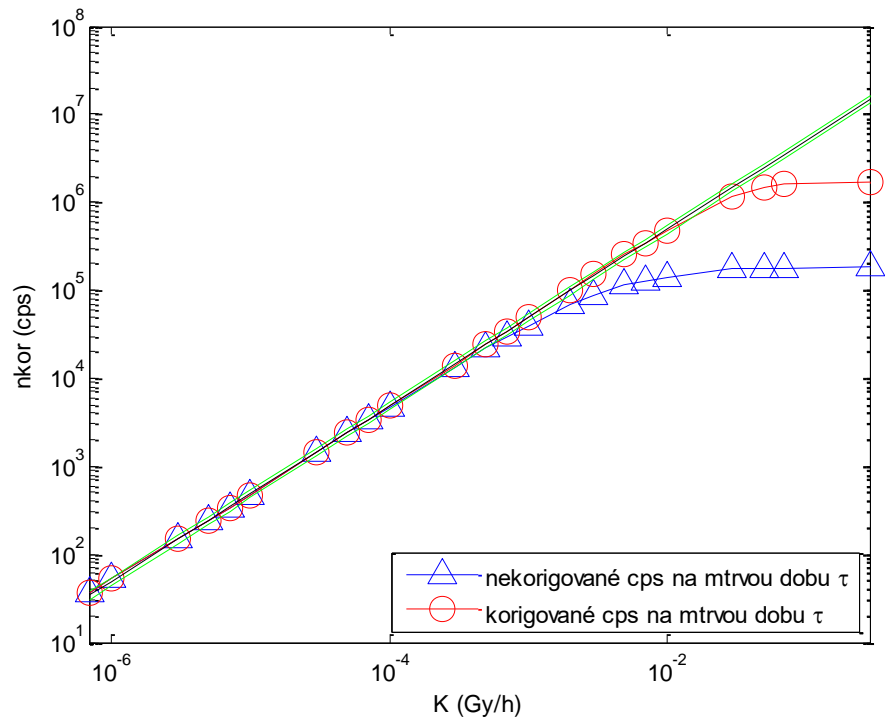
$$y = \frac{\overline{n_{kor_i}}}{\dot{K}}$$

$$\tau = -\frac{k}{q} \cdot 10^6 [\mu s], \quad (1.22)$$

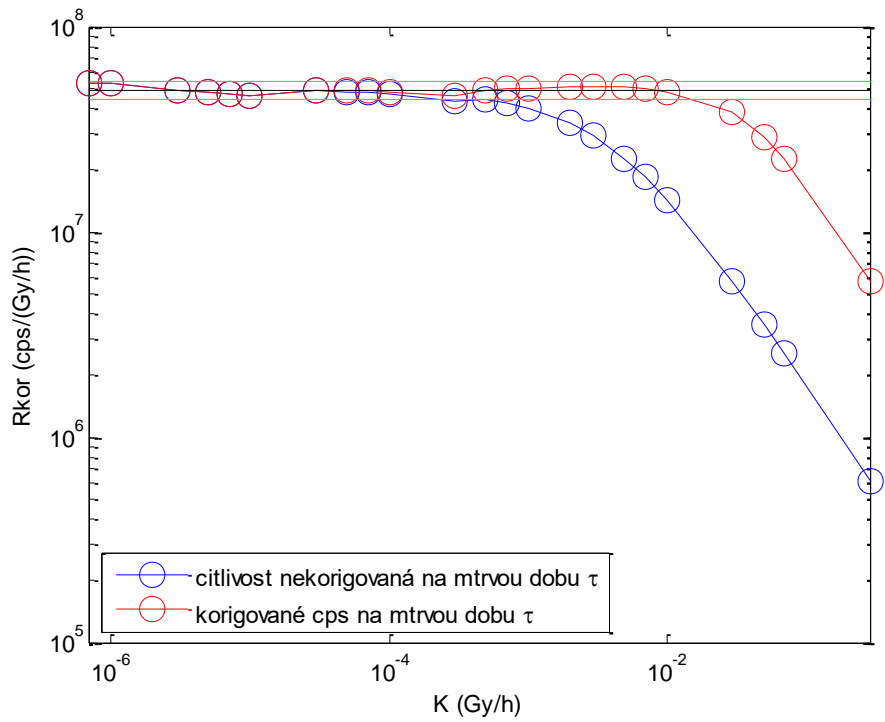
$$\tau = -\frac{240,88}{4,91 \cdot 10^7} \cdot 10^6 = 4,91 \mu s. \quad (1.23)$$

Grafické znázornění závislosti korigované četnosti impulsů $\overline{n_{kor}}$ a citlivostní

konstanty R_{kor} na příkonu kermy ve vzduchu \dot{K} je znázorněno na Obr. 30 respektive Obr. 31.



Obr. 30 Závislost čisté četnosti impulsů n_{kor} na příkonu kermy K ve vzduchu před a po korekci na mrtvou dobu. (autor)



Obr. 31 Závislost citlivosti R_{kor} na příkonu kermy K ve vzduchu před a po korekci na mrtvou dobu. (autor)

Pokud je použita vypočtená kompenzace na mrtvou dobu 4,91 μ s, pak se měřící rozsah ruční sondy zvýší 3,7x. Maximální hodnota četnosti impulsů ležící v pásmu tolerance ± 10 % korigovaná na mrtvou dobu dosahuje hodnoty 550 kcps.

4.1.9.5 Odezva na plošnou aktivitu

Odezva na plošnou aktivitu (citlivost) ruční sondy se měří s použitím certifikovaného zdroje ionizujícího záření s takovou plochou, aby byla ozařována celá citlivá plocha detektoru. Rozdělení příkonu emise plošné emise zdroje musí být homogenní tak, že příkon plošné emise na jednotku plochy stanovený pro 10 cm^2 se nesmí lišit od středního příkonu plošné emise na jednotku plochy pro celou plochu o více jak 6 % s nejistotou měření jedno sigma. Konvenčně pravá hodnota aktivity zkušebního zdroje musí být známa s chybou menší jak ± 10 %.

Nejprve provedeme 10x měření pozadí s periodou měření $T_{poz} = 100s$.

Vypočteme střední hodnotu četnosti impulsů od pozadí \bar{n}_{poz} podle vzorce:

$$\bar{n}_{poz} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [cps]. \quad (1.24)$$

Ruční sondu umístíme kontaktně na CRM a provedeme 10x měření odezvy na certifikovaný zdroj ionizujícího záření s periodou měření $T_{zar} = 10s$.

$$\bar{n}_{zar} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [cps]. \quad (1.25)$$

Podle vzorce (1.26) provedeme výpočet citlivosti pro jednotlivé radionuklidy uvedeny v tabulce Tab. 5.

$$R = \frac{\bar{n}_{zar} - \bar{n}_{poz}}{A_s} [cps / (Bq \cdot \text{cm}^{-2})]. \quad (1.26)$$

(1.27)

$$A_s = \frac{A_0 \cdot e^{-\lambda t}}{S} [Bq \cdot cm^{-2}], \text{ kde}$$

λ - rozpadová konstanta [s^{-1}];

A_0 - aktivita zdroje k referenčnímu datu [Bq];

t - doba mezi datem měření a referenčním datem [h].

Radionuklid	Výrobní číslo CRM	Citlivost [cps/Bq]
Am-241	260416-1132210	0,22
Ba-133	031213-1295002	0,06
C-14	260416-1530010	0,09
Cl-36	031213-924028	0,32
Co-60	211015-1378021	0,21
Cs-137	261015-1273075	0,32
Pu-239	260416-898001	0,20
Sr/Y-90	260416-1059401	0,35
Tl-204	260416-1281078	0,29
Unat	260416-570160	0,40

Tab. 5 Odezva na plošnou aktivitu. (autor)

4.1.9.6 Změna odezvy přes povrch detektoru

Pro měření homogenity použijeme zdroj IZ s malou plochou (Am-241, Tl-204). Zdroj umístíme ve vzdálenosti 4 mm od citlivé plochy detektoru. Citlivou plochu detektoru rozdělíme na přibližně stejné oblasti, přičemž každá oblast má lineární rozměry co nejbližší k 25 mm. Při měření byla zkoumána změna odezvy vzhledem k poloze na citlivé ploše detektoru a propustnosti mřížky. Žádná odezva nesmí být menší jak polovina maxima odezvy nalezené při zkoušce.

Radionuklid	Výrobní číslo CRM	Min. četnost [cps]	Max. četnost [cps]	Odchylka [%]
TI-204	290610-1281001	278,35	357,68	22,15
Am-241	211015-1132173	27,64	31,13	11,18
TI-204	290610-1281001	180,63	245,30	26,22
Am-241	211015-1132173	21,37	24,60	12,88

Tab. 6 Změna odezvy na přes povrch detektoru. (autor)

4.1.9.7 Pracovní plošina (plató)

Při této zkoušce kontrolujeme, zda je na detektoru nastaveno optimální vysoké napětí (VN), tedy zda se hodnota pracovního napětí nachází v oblasti plató. Při zkoušce se změří referenční odezva v jednotkách četnosti (cps) při optimálně nastaveném pracovním napětí na detektoru, viz 4.1.9.3 se zdroji Am-241 a Cl-36. Poté se změní pracovní napětí o 3 % v obou směrech a zjistí se odezva v jednotkách četnosti. Odezva se nesmí lišit od referenční o více jak 15 %.

Radionuklid	Výrobní číslo CRM	Změna četnosti [%]	
		VN – 3 %	VN + 3 %
Am-241	250912-1099135	-2,0	6,9
Cl-36	031213-924028	-14,0	10,7

Tab. 7 Pracovní plošina. (autor)

4.1.9.8 Diskriminační hladina

Při této zkoušce kontrolujeme, zda je na detektoru optimálně nastavena úroveň dolní diskriminace (LLD). Při zkoušce se změří referenční odezva v jednotkách četnosti (cps) při optimálně nastavené dolní diskriminaci se zdroji Am-241 a Cl-36. Poté se změní LLD o 10 % v obou směrech a zjistí se odezva v jednotkách četnosti. Odezva se nesmí lišit od referenční o více jak 10 %.

Radionuklid	Výrobní číslo CRM	Změna četnosti [%]	
		LLD – 10 %	LLD + 10 %
Am-241	250912-1099135	0,8	-0,8
Cl-36	031213-924028	5,4	-5,1

Tab. 8 Diskriminační hladina. (autor)

4.1.9.9 Detekční limit

Při výpočtu detekčního limitu DL (1.29) zjišťujeme nejmenší očekávanou hodnotu čisté četnosti n_{net} , kterou lze s určitou pravděpodobností detekovat. Jedná se tedy o nejmenší rozdíl mezi hrubou četností n_{gross} a četností od záření pozadí n_{bkg} daný vzorcem:

$$n_{net} = n_{gross} - n_{bkg} [cps]. \quad (1.28)$$

Tento rozdíl je spojen se statistickým testem pro rozhodnutí mezi hypotézou, zda se jedná o pozadí ($n_{gross} = n_{bkg}$) a alternativní hypotézou, že byla zjištěna kontaminace ($n_{gross} > n_{bkg}$), mající následující charakteristiku: pokud se ve skutečnosti jednalo o kontaminaci, potom pravděpodobnost nesprávného odmítnutí hypotézy, že se jednalo o pozadí (chyba druhého druhu β) je nejvýše rovna hodnotě β , která byla stanovena před zahájením měření. Detekční limit vypočteme podle vzorce:

$$DL = (k_{1-\alpha} + k_{1-\beta}) \sqrt{n_{bkg} \left(\frac{1}{t_{bkg}} + \frac{1}{t_s} \right)} + \frac{1}{4} (k_{1-\alpha} + k_{1-\beta})^2 \left(\frac{1}{t_{bkg}} + \frac{1}{t_s} \right) [cps], \text{ kde} \quad (1.29)$$

$k_{1-\alpha}$ - koeficient chyby prvního druhu [-];

$k_{1-\beta}$ - koeficient chyby druhého druhu [-];

t_{bkg} - doba měření pozadí [s];

t_s - doba měření kontaminace [s].

Pokud chceme vyjádřit detekční limit v jednotkách aktivity [Bq] (1.30), popř. plošné aktivity [Bq/cm²] (1.31) provedeme přepočít přes citlivostní konstantu pro daný radionuklid.

$$A_{DL} = \frac{DL}{R} [Bq], \text{ kde} \quad (1.30)$$

R - citlivostní konstanta pro daný radionuklid [cps/Bq].

$$A_{S_{DL}} = \frac{A_{DL}}{S} [Bq / cm^2], \text{ kde} \quad (1.31)$$

S - citlivá plocha detektoru [cm²].

Detekční limit [cps]		Detekční limit pro Am-241 [Bq/cm ²]	Detekční limit pro Cs-137 [Bq/cm ²]
alfa	beta		
1,3	4,1	0,06	0,18

Tab. 9 Detekční limit. (autor)

4.1.9.10 Ovlivňující záření gama

Záření gama může ovlivnit výsledky měření na alfa/beta detektoru. Podle normy ČSN EN 60325 musí být stanovena odezva detektoru v poli gama záření Cs-137 o příkonu kermy ve vzduchu 10 µGy/h. Tato zkouška byla provedena na gama ozařovači OG-8, viz Obr. 32.



Obr. 32 Ozařovač gama OG-8. (VF, a.s., autor)

Nejprve provedeme 10x měření pozadí s periodou měření $T_{poz} = 100s$.

Vypočteme střední hodnotu četnosti impulsů od pozadí \bar{n}_{poz} podle vzorce:

$$\bar{n}_{poz} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [cps]. \quad (1.32)$$

Ruční sondu umístíme na kalibrační lavici v ozařovně a provedeme 10x měření odezvy v poli záření Cs-137 o příkonu $10 \mu Gy/h$ s periodou měření $T_{zar} = 10s$.

$$\bar{n}_{zar} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [cps]. \quad (1.33)$$

Podle vzorce (1.26) provedeme výpočet citlivosti:

$$R = \frac{\bar{n}_{zar} - \bar{n}_{poz}}{K} [cps / (Gy \cdot h^{-1})]. \quad (1.34)$$

Čistá četnost n_{net} [cps]	Odezva R [cps/(mGy/h)]
317,82	31,8

Tab. 10 Ovlivňující záření gama. (autor)

4.1.9.11 Záření pozadí

Při této zkoušce byla zjištěna odezva ruční sondy na záření pozadí. Hodnota příkonu pozadí byla měřena pomocí ionizační komory, typ FHT-191N o objemu 20 L. Hodnota příkonu záření pozadí v místě měření byla logována po celou dobu měření, tj. 12 h. Zjištěná střední hodnota příkonu záření pozadí byla 110 nGy/h.

Odezva ruční sondy na záření pozadí 110 nGy/h	
Kanál alfa [cps]	Kanál beta [cps]
0,02	2,81

Tab. 11 Záření pozadí. (autor)

4.1.9.12 Doba náběhu

Doba náběhu elektroniky pro dosažení normálních zkušebních podmínek musí být v toleranci $\pm 25\%$ v čase $t = 60$ s od konečné hodnoty a $\pm 20\%$ v čase $t = 120$ s rovněž od konečné hodnoty.

Ruční sondu vypnutou min. 4 h umístíme kontaktně na certifikovaný referenční materiál ^{36}Cl . Zapneme sondu a zaznamenáme hodnoty odečtené každých 5 s v intervalu od 20 s do 120 s po zapnutí.

15 minut po zapnutí odečteme nejméně 10 hodnot (během zkoušky bereme v úvahu odezvu na záření pozadí) a střední hodnotu použijeme jako „konečnou hodnotu“ měření.

$$\overline{n}_{15} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} n_i [\text{cps}], \quad (1.35)$$

$$\overline{n}_{15} = 3366 \text{ cps}. \quad (1.36)$$

Zkontrolujeme, zda rozdíl mezi konečnou hodnotou a hodnotou odečtenou po 60 s a 120 s leží ve stanovených mezích.

$$\delta_{60} = \frac{\overline{n}_{60} - \overline{n}_{15}}{\overline{n}_{15}} \times 100 [\%], \quad (1.37)$$

$$\delta_{60} = \frac{3434 - 3366}{3366} \times 100 = 2,0 \%. \quad (1.38)$$

$$\delta_{120} = \frac{\overline{n}_{120} - \overline{n}_{15}}{\overline{n}_{15}} \times 100 [\%], \quad (1.39)$$

$$\delta_{120} = \frac{3355 - 3366}{3366} \times 100 = -0,3 \%. \quad (1.40)$$

4.1.9.13 Teplotní stabilita

Při zkoušce teplotní stability stanovíme odezvu ruční sondy za normálních podmínek se zdrojem ^{36}Cl a poté umístíme sondu i se zdrojem ve stejné geometrii do teplotní komory.

Ruční sonda je udržována na teplotě + 5 °C po dobu 4 hodin a během posledních 30 minut se provedou odečty četnosti impulsů každé 3 minuty. Stejným způsobem postupujeme při stanovení odezvy na teplotě + 40 °C. Z naměřených hodnot stanovíme střední hodnoty četnosti impulsů. Změna indikované hodnoty četnosti impulsů musí být v toleranci $\pm 20\%$ od hodnoty získané za normálních zkušebních podmínek.

Teplota [°C]	+ 5	+ 22	+ 40
n [cps]	1072,4	1013,5	1089,7
δ [%]	5,8	-	7,5

Tab. 12 Teplotní stabilita. (autor)

4.1.9.14 Relativní vlhkost vzduchu

Při zkoušce relativní vlhkosti je ruční sonda je udržována na teplotě + 35 °C, při relativní vlhkosti vzduchu 40 % po dobu 4 hodin a během posledních 30 minut se provedou odečty četnosti impulsů každé 3 minuty se zdrojem ^{36}Cl . Stejným způsobem postupujeme při stanovení odezvy na téže teplotě + 35 °C, při vlhkosti vzduchu 85 %. Z naměřených hodnot stanovíme střední hodnoty četnosti impulsů. Změna indikované hodnoty četnosti impulsů musí být v toleranci $\pm 2,5\%$ od hodnoty získané za normálních zkušebních podmínek.

Teplota [°C]	+ 35	
Relativní vlhkost [%]	85	40
n [cps]	1105,7	1089,5
δ [%]	1,5	-

Tab. 13 Relativní vlhkost vzduchu. (autor)

4.1.9.15 Napájení

Zařízení napájená ze sítě musí být schopna pracovat s odchylkami + 10 % a - 12 %, kmitočty 47 Hz až 51 Hz beze změn přesahující povolené tolerance.

V našem případě pracujeme se stejnosměrným napájecím napětím (U_N) + 5 V, viz 4.1.10. Při zkoušce se změří referenční odezva v jednotkách četnosti (cps) při napájecím napětí + 5 V se zdrojem CI-36. Poté se změní hodnota U_N o + 10 % a - 12 % a zjistí se odezva v jednotkách četnosti. Odezva se nesmí lišit od referenční o více jak ± 10 %.

Radionuklid	Výrobní číslo CRM	Změna četnosti [%]	
		$U_N - 12 \%$	$U_N + 10 \%$
CI-36	031213-924028	-0,5	0,1

Tab. 14 Napájecí napětí. (autor)

4.1.10 Hlavní technická data

Obecné parametry	
Rozměry (š x v x h)	(100 x 100 x 270) mm
Hmotnost	0,7 kg
Krytí	IP 20

Elektrické parametry	
Napájecí napětí	+5 V DC (4,75 ÷ 5,25) V DC
Příkon	0,5 VA
Výstupní konektory	D 103 A056-130
Komunikační rozhraní	UART v napěťových úrovních 5 V CMOS, 57 600 Bd
Impulsní výstup	Impulsy šířky 2 μ s v napěťových úrovních + 5 V CMOS

Podmínky okolního prostředí	
Rozsah pracovních teplot	(+ 5 ÷ + 40) °C
Pracovní relativní vlhkost	max. 85 %, nekondenzující
Pracovní tlak	(86 ÷ 106) kPa

Ruční sonda	
Detekované záření	Alfa / Beta ve dvou kanálech
Scintilátor	EJ-444: ZnS(Ag) 3,25 mg/cm ² , plastický scintilátor tloušťky 0,25 mm
Fotonásobič	9114FLB: průměr 25 mm s hemisférickým oknem
Zdroj vysokého napětí	(400 ÷ 1000) V s citlivou proudovou limitací
Aktivní plocha	100 cm ² (130 x 77) mm
Okno	Pokovená světlotěsná fólie (3 x 0,29) mg/cm ²
Ochranná mřížka	Hexagonální mříž, propustnost 74 %
Mrtvá doba	Automaticky kompenzovaná, typicky 4,5 μs
Přeslech alfa záření do beta kanálu	Max. 20 % pro ²⁴¹ Am, s kompenzací záření gama o energii 59,5 keV
Odezva v kanálu alfa na záření beta	< 1 %
Měření počtu impulsů	Počty impulsů za dobu nastavitelnou v rozsahu (0,1 ÷ 10) s v kroku 0,1 s. Korigováno na mrtvou dobu τ .

Radiometrické parametry		
Měřená veličina	Četnost impulsů, aktivita, plošná aktivita	
Relativní základní chyba	± 25 %	
Rozsah měření	Alfa kanál	Beta kanál
	4 cps až 100 kcps	6 cps až max. 100 kcps ¹
	¹ Kanál alfa má přednost před kanálem beta. Při detekci alfa záření dochází automaticky ke snížení měřicího rozsahu v kanále beta. Při četnostech nad cca 1 kcps v kanále alfa, kanál beta prakticky neměří.	
Odezva při pozadí 110 nGy/h	Alfa kanál	Beta kanál
	< 0,1 cps	< 5 cps
Referenční radionuklid	Záření alfa ²⁴¹ Am (²³⁹ Pu), záření beta ³⁶ Cl (²⁰⁴ Tl).	
Citlivost	²⁴¹ Am	³⁶ Cl
	0,22 cps/Bq	0,32 cps/Bq
Detekční limit	²⁴¹ Am	³⁶ Cl
	6 Bq	18 Bq
Přetížitelnost	Tok částic odpovídající 100x maximu měřicího rozsahu.	
Homogenita	Odchylka odezvy v závislosti na poloze zdroje neklesá pod 25 % vůči maximální odezvě ve středu sondy.	
Ovlivňující záření ¹³⁷ Cs (beta kanál)	31,8 cps/(mGy/h)	

5 Závěr a perspektivy

Vývoj ruční sondy byl završen typovými zkouškami provedenými Českým metrologickým institutem v Praze. Typové zkoušky byly provedeny na větším zařízení, jehož součástí je právě zmíněná ruční sonda. Zkoušky byly provedeny dle normy ČSN EN 60325, včetně zkoušek elektromagnetické kompatibility. Jelikož zařízení vyhovělo ve všech provedených zkouškách, byl vydán certifikát o typovém schválení číslo TCM 441/17-5475.

Ukazuje se, že ruční sonda postavená na analogové elektronice není schopna efektivně rozlišovat záření alfa/beta proto v budoucnu plánujeme pokračovat s vývojem ruční sondy postavené na upravené verzi námi vyráběných digitálních měřících karet. Současná verze měřící karty osazená dvojicí A/D převodníků nabízí maximální výkon, který však není v běžné praxi plně využit. Proto jednou z variant je osazení karty pouze jedním A/D převodníkem s nižší vzorkovací frekvencí a snížení výkonu programovatelného hradlového pole (FPGA).

Digitální verze ruční sondy, přinese řadu výhod jako např. zvýšení citlivosti na jednotlivé radionuklidy, efektivní separaci alfa/beta záření metodou PSD (Pulse Shape Discrimination), nižší hladinu přeslechu mezi kanály, menší rozměry, nižší spotřebu energie (bateriový provoz), aj. Ovšem stále zůstává velice velký rozdíl v ceně a to mezi verzí analog a digital. Věřím, že v horizontu několika let se situace změní a ceny převodníků a FPGA klesnou. Pak bude i příznivá doba pro vývoj digitálního prototypu ruční sondy.

Literatura

- [1] BARTSCH, H.J. *Matematické vzorce*. In Mladá fronta, Praha, 2002. ISBN 80-204-0607-7.
- [2] JEVICKÝ, J.; MATĚJ, Z.; MRAVEC, F.; PŘENOSIL, V. *Pulse separation characteristic based on their approximation*. In Distance learning, simulation and communication, DLSC, Brno, 2013.
- [3] KVASNICA, J. *Matematický aparát fyziky*. In Academia, Praha, 1989. ISBN 80-200-0088-7.
- [4] KVASNICA, J. *Statistická fyzika*. In Academia, Praha, 1998. ISBN 80-200-0676-1.
- [5] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement (Third edition)*. New York: Wiley, 2000. ISBN 0-471-07338-5.
- [6] ARYAEINAJAD, Rahmat; HARTWELL, John K.; SPENCER, David. *Comparison between digital and analog pulse shape discrimination techniques for neutron and gamma ray separation*. IEEE Nuclear science symposium and medical imaging, 2005.
- [7] CVACHOVEC, F.; BUREŠ, Z.; ČELEDA, P.; OŠMERA, B. *Systém pro neutronovou a fotonovou spektrometrii ve smíšeném poli*. In Sborník rozšířených abstraktů z XXIV. Dnů radiační ochrany. Kouty nad Desnou, ČVUT, SÚJB, 2007.
- [8] CVACHOVEC, F.; CVACHOVEC, J.; ČECHÁK, J.; MATĚJ, Z.; PŘENOSIL, V. *Digital processing of output signals from radiation sensors*. In *International Conference on Military Technologies*. Brno, 2011.
- [9] MATĚJ, Z.; AMIRI, M.; MRAVEC, F.; CVACHOVEC, F.; PŘENOSIL, V.; KOPECKÝ, Z. *Digital two-parametric processing of the output data from radiation detectors*. In *Progress in Nuclear Science and Technology*, Nara, 2012.
- [10] MATĚJ, Z.; AMIRI, M.; MRAVEC, F.; CVACHOVEC, F.; ZARITSKÝ, S.; PŘENOSIL, V. *Digitized two parameter spectrometer for neutron gamma mixed field*. In *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA 2011)*, Ghent, 2011.

- [11] MATĚJ, Z.; PŘENOSIL, V.; CVACHOVEC, F.; CVACHOVEC, J. *Digitized two-parameter spectrometer for neutron-gamma mixed field*. In *Advances in Military Technologies*, Brno, 2012.
- [12] VENKATARAMANI, B.; BHASKAR, M. *Digital Signal Processors (2nd edition)*. Tata Mc-Graw Hill Education Private Limited, 2011.
- [13] ŠPOLSKIJ, E.V. *Atomová fyzika II*. SNTL, Praha, 1957.
- [14] HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. *Moderní fyzika (část 5)*. ISBN 80-214-1868-0, Vutium, 2000.
- [15] Rapport BIPM-80/3. *Report on the BIPM enquiry on error statements, Bur. Intl. Poids et Mesures (Sèvres, France)*. 1980.
- [16] KAARLS, R. *BIPM Proc.-Verb. Com. Int. Poids et Mesures 49*. 1981.
- [17] GIACOMO, P. *Metrologia 17*. 1981.
- [18] DIETRICH, C.F. *Uncertainty, calibration and probability, second edition*. Bristol, 1991.
- [19] MÜLLER, J.W. *Nucl. Instrum. Meth. 163, 241-251*. 1979.
- [20] JEFFREYS, H. *Theory of probability, third edition*. Oxford University, 1983.
- [21] PRESS, S.J. *Bayesian statistics: principles, models, and applications*. New York, N.Y., 1989.
- [22] HUNTER, W.G.; HUNTER, J.S. *Statistics for experimenters*. New York, N.Y., 1978.
- [23] MATĚJ, Z. *Digitalization of spectrometric system for mixed field of fast neutrons and gamma radiation*. Fakulta Informatiky MU Brno, 2013.
- [24] BIPM/IEC/IFCC/ISO/IUPAC/IUPAP/OIML. *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. 1993.
- [25] Pelowitz, D. B.; Durkee, J. W.; Elson, J. S.; Fensin, M. L.; Hendricks, J. S.; et al., 2011. MCNPXTM 2.7.E extensions.
- [26] ICRP Publication 74: Vol. 26, No. 3/4, 1996, *Annals of the ICRP*.
- [27] ICRU Report 57: 1998, *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*.
- [28] International Standard IEC 60325. *Alpha, beta and alpha/beta (beta energy > 60 keV) contamination meters and monitors*. 2002.
- [29] International Standard ISO/DIS 8529-1. *Characteristics and Methods of Production*. 2012.

- [30] International Standard ISO/DIS 8529-2. *Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field*. 2010.
- [31] International Standard ISO 11929, Part 1, 2. *Determination of the detection limit and decision threshold for ionizing radiation measurements*. 2000.
- [32] International Standard ISO Guide 35. *Certification of reference materials — General and statistical principles, second edition*. 1989.
- [33] International Standard ISO 5725. *Determination of repeatability and reproducibility for a standard test method by inter-laboratory tests*. 1986.
- [34] International Standard ISO 3534-1. *Statistics — Vocabulary and symbols — Part 1: Probability and general statistical terms, International Organization for Standardization*. 1993.
- [35] International Standard IEC 60532, edition 3.0. *Radiation protection instrumentation — Installed dose rate meters, warning assemblies and monitors — X and gamma radiation of energy between 50 keV and 7 MeV*. 2010.
- [36] ČSN 01 0115. *Mezinárodní slovník základních pojmů v metrologii*. 1996.
- [37] ČSN ISO 31-10. *Veličiny a jednotky: Jaderné reakce a ionizující záření*. 2000.
- [38] KOLEKTIV AUTORŮ. *Ochrana zdraví při práci se zdroji ionizujícího záření*. DTO Ostrava, 2003. ISBN: 80-02-01529-0.

Seznam autorových publikací

Články v odborném časopise

- [1] Jančář, A., Kopecký, Z., Dressler, J., Veškrna, J., Matěj, Z., Granja, C., Solar, M. Pulse Shape Discrimination of the New Plastic Scintillators in Neutron-Gamma Mixed Field Using Fast Digitizer Card, In: *Radiation Physics and Chemistry*, Elsevier 2015.
- [2] Králík, M., Vykydal, Z., Jančář, A., Kopecký, Z., Dressler, J., Veškrna, M. Characterization of the Graphite Pile as a Source of Thermal Neutrons, In: *Radiation Physics and Chemistry*, Elsevier 2015.
- [3] Schlattauer, L., Parali, L., Pechoušek, J., Sabikoglu, I., Celiktas, C., Tektas, G., Novak, P., Jančář, A., Procházka, V. Calibration of gamma-ray detectors using Gaussian photopeak fitting in the multichannel spectra with LabVIEW-based digital system, In: *European Journal of Physics*, 2017.

Sborníky z konferencí

- [1] Jančář, A. Kalibrace vysokých dávkových příkonů, In: *XXIX. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2007, s. 66. ISBN 978-80-01-03901-4.
- [2] Jančář, A. Monitor nízkých dávkových příkonů, In: *III. Mezinárodní vědecká konference doktorandů a mladých vědeckých pracovníků*. OPF SU Karviná, 2010. ISBN 978-80-7248-620-5.
- [3] Dressler, J., Kopecký, Z., Jančář, A. Pásový analyzátor lupku na principu promptní gama-neutronové aktivační analýzy, In: *XXXII. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2010, s. 29. ISBN 978-80-01-04647-0.
- [4] Jančář, A., Dressler, J., Kopecký, Z. Monte Carlo simulace odezvy neutronových detektorů (^3He , NE-213), In: *XXXIII. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2011, s. 51. ISBN 978-80-89384-04-4.

- [5] Jančář, A., Kopecký, Z. Detekce neutronů za použití proporcionálních detektorů a kapalných scintilátorů, In: *XXXIV. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2012, s. 88. ISBN 978-80-01-05140-5.
- [6] Jančář, A., Čulen, J., Dostál, J. Vývoj měřidla ekvivalentní objemové aktivity radonu EOAR, In: *XXXIV. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2012, s. 103. ISBN 978-80-01-05140-5.
- [7] Jančář, A., Dressler, J., Kopecký, Z., Cvachovec, F., Veškrna, V., Džbánek, L., Detekce směsných polí neutronového a fotonového záření za použití nových scintilačních materiálů, In: *XXXV. Dny radiační ochrany sborník abstraktů*. České vysoké učení technické v Praze, 2013, s. 57. ISBN 978-80-01-05356-0.
- [8] Jančář, A., Dressler, J., Kopecký, Z., Cvachovec, F., Veškrna, V., Džbánek, L., Detection of mixed fields of neutron and photon radiation using ^3He and new scintillation materials, In: *Rejstřík informací o výsledcích státem podporovaného výzkumu a vývoje (RIV)*. Masarykova univerzita, fa. Informatiky Brno, 2013. RIV/00216224:14330/13:00065556.
- [9] Králík, M., Vykydal, Z., Jančář, A., Kopecký, Z., Dressler, J., Veškrna, M. Characterization of the Graphite Pile as a Source of Thermal Neutrons, In: *9th International Topical Meeting on Industrial Radiation and Radioisotope Measurement Applications*. 9th international topical meeting on industrial radiation and radioisotope measurement applications, Valencie, 2014, page 336. ISBN: 978-84-942137-5-5.
- [10] Jančář, A., Kopecký, Z., Dressler, J., Veškrna, V., Carlos, G., Solar, M. Pulse Shape Discrimination of the New Plastic Scintillators in Neutron-Gamma Mixed Field Using Fast Digitizer Card, In: *9th International Topical Meeting on Industrial Radiation and Radioisotope Measurement Applications*. 9th international topical meeting on industrial radiation and radioisotope measurement applications, Valencie, 2014, page 336. ISBN: 978-84-942137-5-5.
- [11] Jančář, A., Kopecký, Z., Veškrna, V. Spectrometry of the Mixed Fields of Neutron and Photon Radiation, In: *XXXVI. Days of Radiation Protection Book of abstracts*, Poprad, 2014, page 73. ISBN 978-80-89384-08-2.

- [12] Jančář, A., Kopecký, Z., Dressler J., Tesařová J., Matěj Z., Veškrna, V. Experimental Measurement of Secondary Neutrons in Proton Therapy, In: *XXXVII. Days of Radiation Protection Book of abstracts*, Mikulov, 2015, page 110. ISBN 978-80-01-05822-0.
- [13] Jančář, A., Okruhlica P. Vývoj a certifikace kvalifikované inteligentní sondy příkonu záření gama, In: *XXXVII. Days of Radiation Protection Book of abstracts*, Mikulov, 2015, page 109. ISBN 978-80-01-05822-0.
- [14] Jančář, A., Kopecký, Z., Matěj Z., Veškrna, V., Cvachovec F., Přenosil V. Rychlý dvouparametrický spektrometrický system pro měření ve směsných polích n/g, In: *XXXVIII. Days of Radiation Protection Book of abstracts*, Mikulov, 2016, page 92. ISBN 978-80-01-06029-2.
- [15] Jančář, A., Kopecký, Z., Matěj Z., Veškrna, V. Digital Spectrometry of Mixed Radiation Fields in Nuclear Facilities, In: *ISOE International Symposium*, Brussels - Belgium, 2016.
- [16] Jančář, A., Kopecký, Z., Matěj Z., Veškrna, V., Cvachovec F. Fast Digital Spectrometer for Neutron Spectroscopy, In: *21st International Conference on Cyclotrons and their Applications*, ETH Zurich, 2016.
- [17] Jančář, A., Kopecký, Z., Matěj Z., Mravec F. Neutron Digital Spectrometer, In: *5th International Conference on Radiation and Applications in Various Fields of Research*, Budva - Montenegro, 2017.

Seznam zapsaných užitných vzorů a patentu

- [1] Spektrometrický systém pro detekci gama záření (EN: Spectrometric system for detection of gamma radiation). Číslo užitného vzoru *PUV 2014-30191 UVZ0069CZ*, zapsáno dne 2. 2. 2015 pod číslem zápisu 27768.
- [2] Systém pro detekci jaderného záření, zejména při letištním transitu (EN: System for detection of nuclear radiation, especially in airport transit). Číslo užitného vzoru *PUV 2014-30192 UVZ0070CZ*, zapsáno dne 2. 2. 2015 pod číslem zápisu 27769.
- [3] Digitální spektrometr (EN: Digital Spectrometer). Patent podán dne 24. 2. 2017 pod číslem spisu *PV 2017 - 104*.

Původci podnikových užitných vzorů a patentu:


1. Aleš Jančář;
2. Zdeněk Kopecký;
3. Zdeněk Matěj.

Přihlašovatelem (majitelem) je společnost VF, a.s. Černá Hora. Užitné vzory a patent zapsal Úřad průmyslového vlastnictví v Praze.

Příloha A

**Články v odborném časopise
Radiation Physics and Chemistry**

1 Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card




ELSEVIER

Contents lists available at [ScienceDirect](http://www.sciencedirect.com)

Radiation Physics and Chemistry

journal homepage: www.elsevier.com/locate/radphyschem



Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card

A. Jančář^{a,*}, Z. Kopecký^a, J. Dressler^a, M. Veškrna^{a,c}, Z. Matěj^{a,c}, C. Granja^b, M. Solar^b

^a VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 679 21 Černá Hora, Czech Republic

^b Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Horská 3a/22, CZ-12800 Prague 2, Czech Republic

^c Masaryk University, Botanická 68a, CZ-612 00 Brno, Czech Republic

HIGHLIGHTS

- A newly developed digital spectrometric system employing a fast digitizer card has been verified.
- The PSD properties of EJ-299-33, BC-501A and BC-501 scintillators are compared by measurements in the Van de Graaff laboratory.
- All scintillators achieve improved discrimination capability by utilizing the composite digital channel.

ARTICLE INFO

Article history:
Received 2 October 2014
Received in revised form 24 February 2015
Accepted 2 May 2015

Keywords:
Scintillation detectors
Mono-energetic neutron sources
Pulse-shape discrimination
Figure of merit
Digital-signal processing

ABSTRACT

Recently invented plastic scintillator EJ-299-33 enables pulse-shape discrimination (PSD) and thus measurement of neutron and photon spectra in mixed fields. In this work we compare the PSD properties of EJ-299-33 plastic and the well-known NE-213 liquid scintillator in monoenergetic neutron fields generated by the Van de Graaff accelerator using the $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ reaction. Pulses from the scintillators are processed by a newly developed digital measuring system employing the fast digitizer card. This card contains two AD converters connected to the measuring computer via 10 Gbps optical ethernet. The converters operate with a resolution of 12 bits and have two differential inputs with a sampling frequency 1 GHz. The resulting digital channels with different gains are merged into one composite channel with a higher digital resolution in a wide dynamic range of energies. Neutron signals are fully discriminated from gamma signals. Results are presented.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

In suitable scintillation detectors, fast digitizing of scintillation pulses can enable determination of type of nuclear radiation, e.g., neutron and photon discrimination in a mixed field. Liquid scintillating detectors are widely used to achieve neutron-gamma discrimination due to their excellent pulse-shape discrimination (PSD) properties.

Recently, a new class of plastic scintillating materials with PSD properties has been developed (Zaitseva, 2012; van Loef, 2014; Zhmurin et al., 2014; Blanc et al., 2014). In this paper, we study the PSD properties of the new plastic scintillator, EJ-299-33 (Zaitseva, 2012; Lawrence et al., 2013; Pozzi et al., 2013; Nyibule et al., 2014; Cester et al., 2014; Pozzi et al., 2014), and two liquid scintillators, BC-501A (NE-213) (Luo et al., 2013) and BC-519 (Horváth et al., 2000) using a two-parametric digital spectrometric system which

we newly developed. The assembled digital spectrometric system is shown in Fig. 1.

2. Two-parametric digital system for neutron-gamma spectrometry

The digital spectrometric system minimizes the drawbacks of analog devices and provides substantial simplification for the operation and setting of the system.

Fig. 2 schematically shows the signal and data flow inside the digital spectrometric system. The detector signal output is connected to an analog input amplifier and split into two branches (channels) with a different gain.

Each signal channel is digitized by a fast ADC type ADC12D1000 by Texas Instruments with 12 bits resolution.

The ADC works with a sampling frequency of 1 GHz. The output signals are processed in FPGA Xilinx Virtex-6 at a speed of 24 Gbps. The amplified digitized channel and the non-amplified

* Corresponding author. Tel.: +420 516 428 660; fax: +420 516 428 610.
E-mail address: jan1@vf.cz (A. Jančář).

<http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>
0969-806X/© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Please cite this article as: Jančář, A., et al., Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>

VI



Fig. 1. Two-parametric digital spectrometric system. From the left side: digital spectrometer, amplifier and detector with HV connector.

digitized channel are merged into one composite channel. The composite channel algorithm is illustrated in Fig. 3. The connection between the ADC card and the computer is realized via 10 Gbps optical ethernet. A transfer protocol has been designed for real-time transmission of measured data into the computer memory.

3. Neutron-gamma discrimination

3.1. Pulse-shape discrimination by charge integration

The digital spectrometer has incorporated the integration method (Brooks, 1959) for recognition of neutron and photon pulses within the signal processing unit. The method is based on pulse charge comparison. The PSD parameter is calculated to recognize neutron and photon events:

$$PSD = \frac{\int_{T_{tail}}^{T_{end}} pulse(t) dt}{\int_0^{T_{end}} pulse(t) dt}, \quad (1)$$

where T_{tail} is an optimized beginning of the tail part of the pulse and T_{end} is an optimized end point of the pulse.

3.2. Figure of merit

The quality of neutron-gamma discrimination for a given scintillator is characterized by the figure of merit (FOM):

$$FOM = \frac{\Delta_{gn}}{FWHM_{\gamma} + FWHM_{n}}, \quad (2)$$

where Δ_{gn} is the separation between the gamma-ray and neutron peaks and $FWHM$ is the full-width at half maximum of the relevant peak on the corresponding section of the 2D histogram: light output vs. PSD parameter (PSD histogram).

3.3. Quality function

The separation quality function (QF) for a given section of the PSD histogram (PSD section) is defined as follows (Matěj et al., 2014):

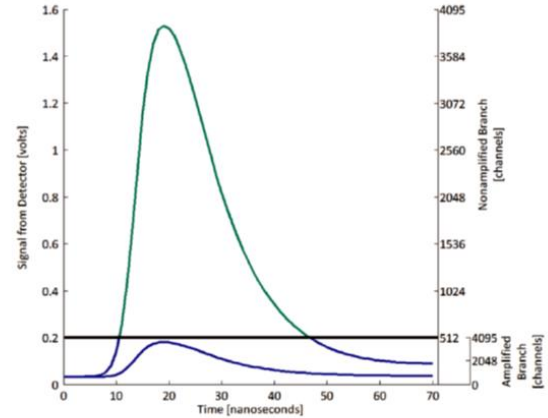


Fig. 3. Low-energy pulses are completely sampled by amplified branch. High-energy pulses are sampled by non-amplified branch for the sample value in the amplified branch range (blue color). Otherwise, the signal is sampled by non-amplified branch (green color). This method increases the dynamic range of the detected signal especially in the low voltage area and, as a consequence, the neutron-gamma separation is enabled towards lower neutron energy. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

$$QF = FOM \cdot \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1}, \quad (3)$$

where FOM is the figure of merit defined in Eq. (2), Σ_1 is the whole area of the PSD section and Σ_2 is the area of the part of the PSD section bounded from below by the minimum level between the neutron and gamma-ray peaks. The quality function construction is illustrated in Fig. 4. All detected particle events are properly separated for a PSD section satisfying $QF > 1$. In comparison with the FOM function, the function quality introduces a more conservative criterion for evaluation of the quality of PSD separation at particle events.

4. Energy calibration

Integrated digitized pulses were linearly calibrated in keVee units, or keV electron equivalent. The linear transformation coefficients were derived from positions of the Compton edge (Dietze and Klein, 1982) in spectra of two gamma-ray sources ^{137}Cs and ^{60}Co . Sources of activity 350 kBq were placed on the center of the front face of each detectors. Measurement time was determined in accordance with count rates from the detectors. High voltages were adjusted for the following detectors: EJ-299-33=1.04 kV, BC-501A=1.35 kV and BC-519=1.48 kV.

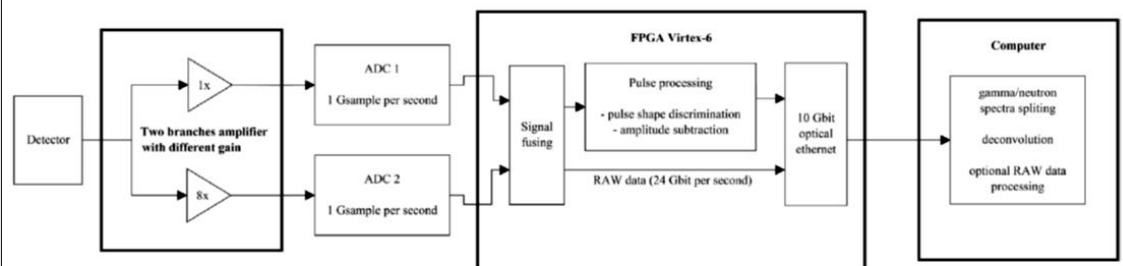


Fig. 2. Scheme of the two-parametric digital spectrometric system.

Please cite this article as: Jančář, A., et al., Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>

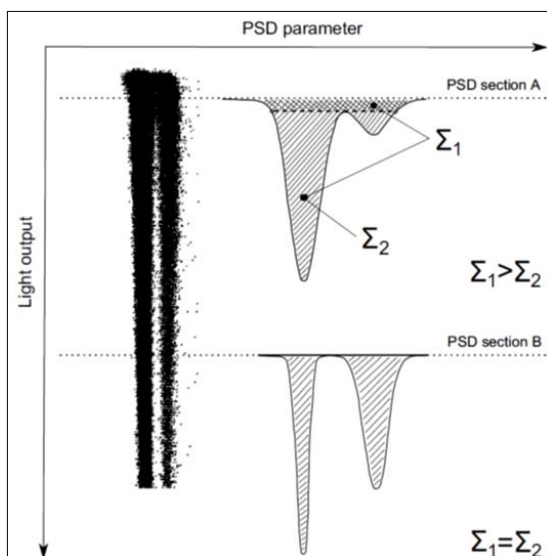


Fig. 4. Definition of the quality function. The quality function for two different sections A and B of the PSD diagram satisfies $QF < 1$ and $QF > 1$, respectively.

5. Experimental setup

Measurements were performed at the Van de Graaff accelerator laboratory of the Institute of Experimental and Applied Physics of the Czech Technical University in Prague. The facility provides well-defined mono-energetic fast neutrons of tunable energy.

The experimental arrangement in the laboratory is shown in Figs. 5 and 6. We utilized a mono-energetic fast neutron target source consisting of a deuteron beam of 1 μ A current and 5 mm size sent onto a thin tritium with a diameter of 40 mm. The incident accelerated deuterons with an energy of 1.2 MeV produced mono-energetic fast neutrons by the ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ reaction with the maximum kinetic energy of 17.1 MeV along the direction of the experimental deuteron beam channel.

We tested neutron detectors with three types of scintillators: plastic scintillator EJ-299-33 and two liquid scintillators BC-501 and BC-519, see Fig. 7.



Fig. 5. The experimental arrangement in the Van de Graaff laboratory. The detectors were placed along the beam axis at 1 m distance from the tritium target.

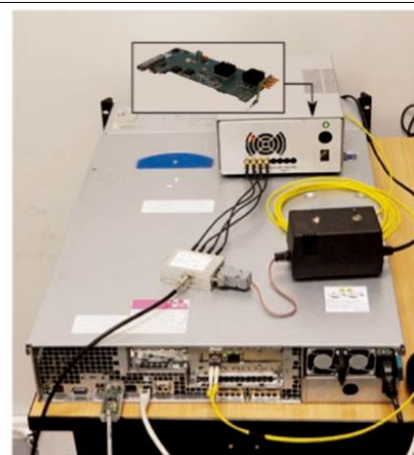


Fig. 6. Detector signal and readout instrumentation including the newly developed digital spectrometric system.

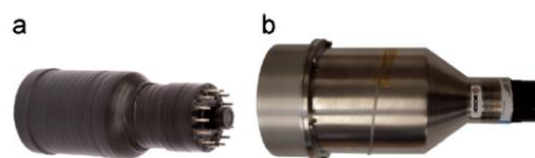


Fig. 7. (a) EJ-299-33 plastic scintillator with sensitive volume element of thickness 7.62 cm and diameter 7.62 cm connected to photomultiplier Hamamatsu model R6233-01. (b) BC-501A and BC-519 liquid scintillators with sensitive volume element of thickness 5.08 cm and diameter 12.70 cm connected to photomultiplier Hamamatsu model R1250.

6. Results

A two-dimensional histogram PSD parameter vs. light output has been created for each of these detectors based on the composite channel data. The histograms are depicted in Fig. 8, the two-dimensional regions of neutron and photon events are indicated.

In addition, we studied the improvement of the figure of merit and the quality function as a result of employing the composite channel. Graphs of dependence of the FOM and QF on the scintillator light output are presented in Fig. 9. We performed a relative comparison of FOM and QF for the composite channel with respect to the non-amplified channel in Fig. 10. Detector BC-501A achieves the best PSD parameters, followed by BC-519 and EJ-299-33. In the case of the detector EJ-299-33, we obtained a considerable improvement of the PSD properties in the low energy range.

7. Conclusion

A newly developed digital spectrometric system employing a fast digitizer card has been tested and verified by measurements with well defined fast neutrons (energy, direction, intensity) at the Van de Graaff laboratory in Prague. The pulse-shape discrimination capability of the plastic scintillator EJ-299-33 and two liquid scintillators BC-501A and BC-519 coupled to the fast digital spectrometer have been evaluated. The PSD properties of the EJ-299-33, BC-501A and BC-501 scintillators were compared for neutrons generated by ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ reaction with maximum neutron energy of 17.1 MeV in direction of the experimental deuteron channel. By

Please cite this article as: Jančár, A., et al., Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>

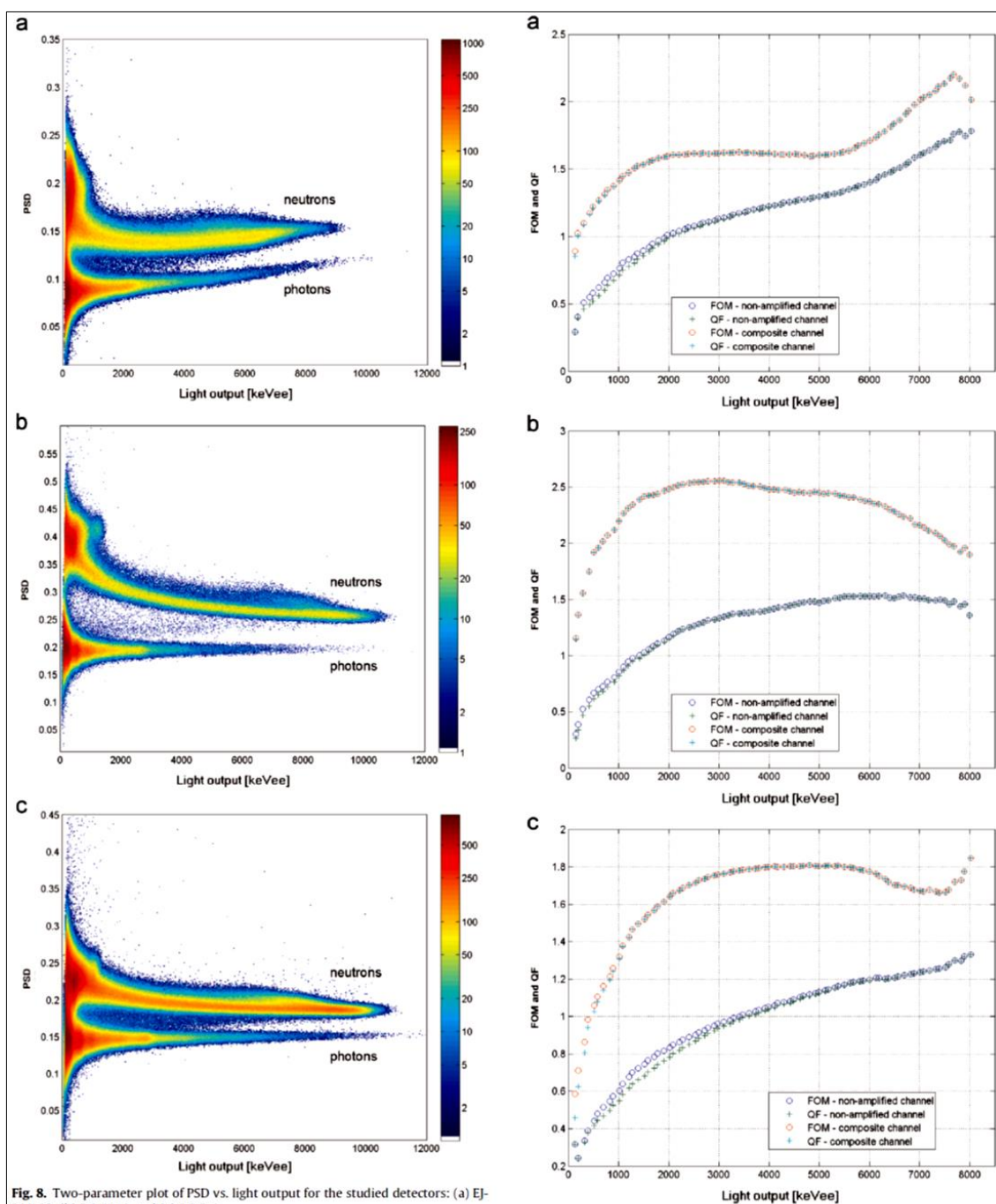


Fig. 8. Two-parameter plot of PSD vs. light output for the studied detectors: (a) EJ-299-33, (b) BC-501A and (c) BC-519.

Fig. 9. FOM and QF vs. light output for the studied detectors: (a) EJ-299-33, (b) BC-501A and (c) BC-519.

utilizing the composite channel, we obtained a significant improvement of the figure of merit and the quality function in the whole range of neutron and photon energies for all tested

detectors. There is a substantial extension of application capabilities for all types of detectors with usage our new developed two-parametric spectrometric system.

Please cite this article as: Jančár, A., et al., Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron–gamma mixed field using fast digitizer card. *Radiat. Phys. Chem.* (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>

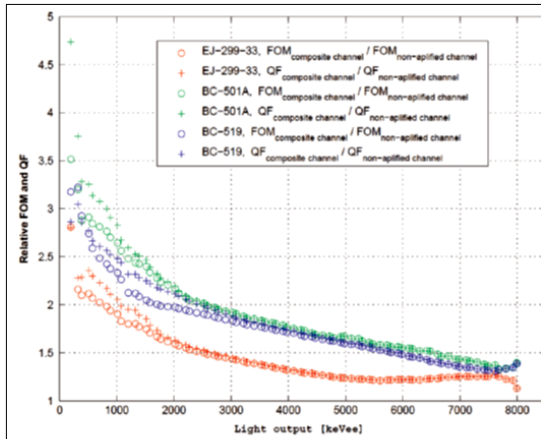


Fig. 10. FOM and QF comparison between composite and non-amplified channel for all tested detectors.

Acknowledgments

The presented work has been supported by the Technology


Agency of the Czech Republic within the Project no. TA01011383 and by the Ministry of Education Youth and Sports of the Czech Republic within the Project no. LM201130 for the usage of Van de Graaff accelerator.

References

- Blanc, P., et al., 2014. Nucl. Instrum. Methods A 750, 1.
 Brooks, F.D., 1959. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 4, 151.
 Cester, D., et al., 2014. Nucl. Instrum. Methods A 735, 202.
 Dietze, G., Klein, H., 1982. Nucl. Instrum. Methods 193, 549.
 Horváth, Á., et al., 2000. Nucl. Instrum. Methods A 440, 241.
 Lawrence, Ch.C., Febrano, M., Massey, T.N., Flaska, M., Becchetti, F.D., Pozzi, S.A., 2013. Nucl. Instrum. Methods A 759, 16.
 Luo, X.L., Wang, Y.K., Yang, J., Liu, G., Lin, C.B., Hu, Q.Q., Peng, J.X., 2013. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 717, 44.
 Matěj, Z., et al., 2014. Prog. Nucl. Sci. Technol. 4, 670.
 Nyibule, S., et al., 2014. Prog. Phys. 10 (3), 163.
 Pozzi, S.A., Bourne, M.M., Clarke, S.D., 2013. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 723, 19.
 Pozzi, S.A., et al., 2014. Nucl. Instrum. Methods A 767, 188.
 van Loef, E.V., et al., 2014. IEEE Trans. Nucl. Sci. 47, 467.
 Zaitseva, N., et al., 2012. Nucl. Instrum. Methods A 68, 88.
 Zhmurin, P.N., Lebedev, V.N., Adadurov, A.F., Pereymak, V.N., Gurkarenko, Yu.A., 2014. Radiat. Meas. 62, 1.

Please cite this article as: Jančář, A., et al., Pulse-shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.05.007>

2 Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons




ELSEVIER

Contents lists available at [ScienceDirect](http://www.sciencedirect.com)

Radiation Physics and Chemistry

journal homepage: www.elsevier.com/locate/radphyschem



Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons

Zdenek Vykydal^{a,*}, Miloslav Králík^a, Aleš Jančár^b, Zdeněk Kopecký^b, Jan Dressler^b,
Martin Veškrna^b

^a Czech Metrology Institute, Radiová 1a, CZ-102 00 Praha 10, Czech Republic
^b VF, a.s., Svitavská 588, CZ-679 21 Černá Hora, Czech Republic

HIGHLIGHTS

- We built a graphite pile as a source of thermal neutrons.
- We measure the thermal neutron fluence rate with different detectors.
- We model and verify the thermal neutron field homogeneity.

ARTICLE INFO

Article history:
Received 6 October 2014
Accepted 27 January 2015

Keywords:
Thermal neutrons
Graphite pile
Cadmium ratio
³He proportional detectors

ABSTRACT

A new graphite pile designed to serve as a standard source of thermal neutrons has been built at the Czech Metrology Institute. Actual dimensions of the pile are 1.95 m (W) × 1.95 m (L) × 2.0 m (H). At its center, there is a measurement channel whose dimensions are 0.4 m × 0.4 m × 1.25 m (depth). The channel is equipped with a calibration bench, which allows reproducible placement of the tested/calibrated device. At a distance of 80 cm from the channel axis, six holes are symmetrically located allowing the placement of radionuclide neutron sources of Pu–Be and/or Am–Be type.

Spatial distribution of thermal neutron fluence in the cavity was calculated in detail with the MCNP neutron transport code. Experimentally, it was measured with two active detectors: a small ³He proportional detector by the French company LMT, type 0.5 NH 1/1 KF, and a silicon pixel detector Timepix with ¹⁰B converter foil. The relative values of thermal neutron fluence rate obtained with active detectors were converted to absolute ones using thermal neutron fluence rates measured by means of gold foil activation. The quality of thermal neutron field was characterized by the cadmium ratio.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

For most materials, the absorption cross sections of low energy neutrons obey 1/v law. Consequently, most neutron measuring instruments comprise a detector of thermal neutrons located inside the polyethylene moderator to decrease the energy of neutrons before their detection. The development of such instruments requires testing and response calibration in the field of thermal neutrons. Availability of thermal neutron beams on nuclear reactors is limited and the access to them is rather complicated, therefore it is more convenient to moderate neutrons from the radionuclide neutron sources. Since radionuclide neutron sources produce neutrons with energies in the MeV range, it is necessary to use appropriate moderator material like heavy water or graphite to thermalize them and at the same time to avoid thermal neutron capture.

Thermal neutron fluence rate is commonly measured by means of gold activation detectors (Technical Report Series no. 107, 1970). The quality of moderated thermal neutron source spectra is characterized by the cadmium ratio R_{Cd} or cadmium coefficient F_{Cd} , see Eqs. (1) and (2).

$$R_{Cd} = \frac{A_{tot}}{A_{epi}} \quad (1)$$
$$F_{Cd} = \frac{R_{Cd} - 1}{R_{Cd}} = \frac{A_{tot} - A_{epi}}{A_{tot}} \quad (2)$$

where A_{tot} is the activity of the irradiated bare gold foil and A_{epi} is the activity of the gold foil irradiated in a cadmium capsule, whose walls were 1 mm thick in this particular case. The effective energy cut-off E_{Cd} of the cadmium capsules used was 0.5 eV.

The parameters R_{Cd} and F_{Cd} are based on the properties of ¹¹³Cd isotope (12.2% natural abundance) and ¹⁹⁷Au with unique neutron

Please cite this article as: Vykydal, Z., et al., Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.01.028>

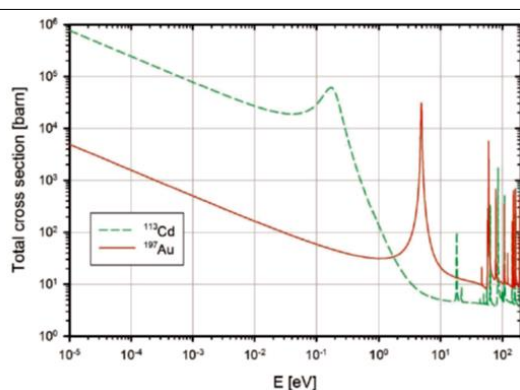


Fig. 1. : Total neutron cross-sections of ^{197}Au and ^{113}Cd .

cross-sections as depicted in Fig. 1. ^{197}Au has a strong resonance at 4.9 eV, which allows the activation of the gold foil inside the cadmium capsule mainly by the epithermal neutrons. Roughly speaking, R_{Cd} and F_{Cd} characterize “contamination” of thermal neutron field with epithermal neutrons.

2. Design of the graphite pile

A new graphite pile, which should serve as a standard source of thermal neutrons, has been built at the Czech Metrology Institute by the VF, a.s. company. Its external dimensions are 1.95 m (W) \times 1.95 m (L) \times 2.0 m (H). Along the axis perpendicular to the front wall, there is a measurement channel whose dimensions are 0.4 m \times 0.4 m \times 1.35 m (depth). The channel is equipped with a calibration bench allowing reproducible location of the calibrated device. At the distance of 80 cm from the channel axis, there are six symmetrically located holes for the placement of the radionuclide neutron sources of Am-Be and/or Pu-Be type. The results presented in this work were obtained with three Pu-Be sources placed as illustrated in Fig. 2. Emission rates B of these sources were as follows:

$$\begin{aligned} \text{Pu-Be \#1: } B &= 8.190\text{E}+7 \text{ s}^{-1} \pm 0.71\% \text{ (ref. date 13.5.2010),} \\ \text{Pu-Be \#2: } B &= 4.578\text{E}+7 \text{ s}^{-1} \pm 0.70\% \text{ (ref. date 14.5.2010),} \\ \text{Pu-Be \#3: } B &= 4.893\text{E}+7 \text{ s}^{-1} \pm 0.71\% \text{ (ref. date 20.5.2010).} \end{aligned}$$

3. Measurement of the thermal neutron fluence rate

3.1. Passive detectors

Thermal neutron fluence rate inside the channel was measured absolutely by activation of gold foils. The foils were 0.1 mm thick, 8 mm in diameter and of 99.99% purity. The foils were irradiated approximately for two days and then their activities were measured with relative uncertainty $\sim 1\%$ using an HPGe detector whose photo-peak efficiency was specified by the method described in (Dryák and Kovár, 2006). The values of thermal fluence rates were determined according to the procedure described in detail in (Technical Report Series no. 107, 1970).

The measurements with gold foils were carried out at two positions (0, 0, -5) cm and (0, 0, 5) cm inside the channel on an array of 3×3 foils with 10 cm pitch on the holder shown in Fig. 3.

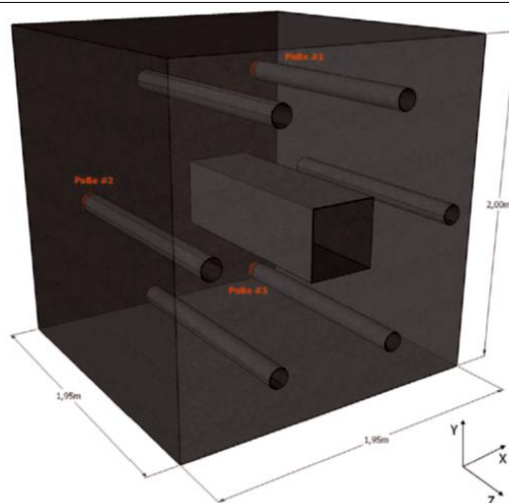


Fig. 2. Model of the graphite pile with the position of the sources marked with red color. The origin of a coordinate system is at the center of the pile. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

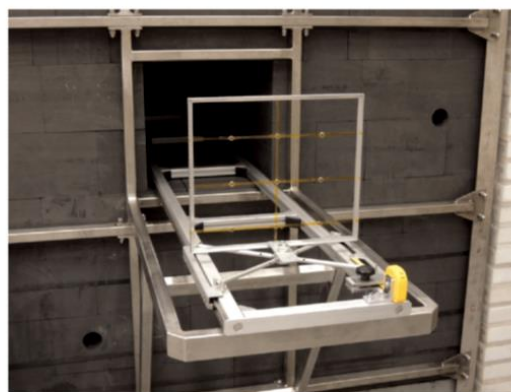


Fig. 3. : An array of nine Au foils placed inside the Cd capsules before their arrangement inside the channel of the pile.

Standard uncertainty of the results summarized in Table 1 is 1%. The mean value of cadmium ratio in the measured positions was $R_{\text{Cd}}=35.5$ and the corresponding cadmium coefficient was $F_{\text{Cd}}=0.97$.

3.2. Active detectors

Measurements by gold foil activation give absolute values of thermal neutron fluence rates, but they are time consuming, hence difficult to use in more detailed investigations of the field homogeneity inside the channel. Therefore, two different active detectors were used for the thermal neutron fluence rate spatial distribution measurement.

Please cite this article as: Vykydal, Z., et al., Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.01.028>

Table 1
Fluence rate of thermal neutrons measured with gold foils.

Z coordinate [cm]	Position ^a	$\phi \times 10^{-4}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	Position	$\phi \times 10^{-4}$ [cm ⁻² s ⁻¹]	Position	$\phi \times 10^{-4}$ [cm ⁻² s ⁻¹]
-5	A	1.989	B	2.011	C	2.043
	D	1.926	E	1.959	F	2.047
	G	1.958	H	1.960	I	1.966
5	A	2.004	B	1.990	C	2.075
	D	1.975	E	1.981	F	2.004
	G	1.962	H	1.933	I	1.988

^a Labeling of positions can be seen Fig. 3.

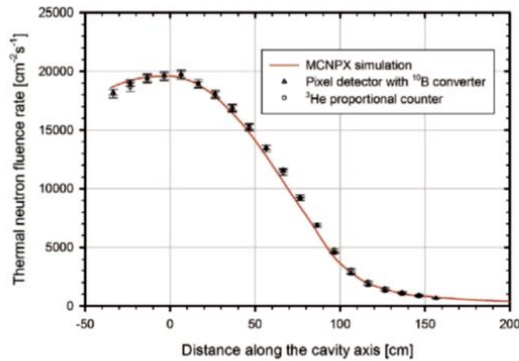


Fig. 4 : Measurement of the thermal neutron fluence rate along the cavity axis with two different active detectors and its comparison with the simulation. The pile cavity edge is at the distance of 97.5 cm from the center.

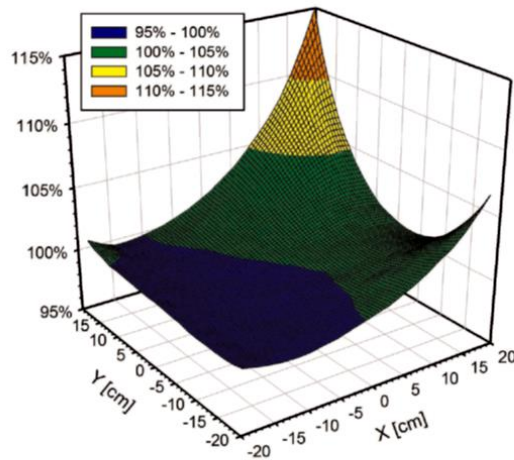


Fig. 5 : Simulation of thermal neutron fluence rate homogeneity at the X-Y plane at the central position of the pile channel. The thermal neutron fluence rate fluctuates within $\pm 5\%$ at 94% of the evaluated area.

1. Silicon pixel detector Timepix (Llopert et al., 2007) equipped with ¹⁰B converter, i.e. utilizing the nuclear reaction $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha (1.78 \text{ MeV}) + {}^7\text{Li}^*(1.01 \text{ MeV}) + \gamma$.
2. Small cylindrical ³He proportional detector by the French

company LMT, type 0.5 NH 1/1 KF with sensitive volume $\varnothing 9 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. The detection is based on the reaction $n + {}^3\text{He} \rightarrow p(0.57 \text{ MeV}) + {}^3\text{H} (0.19 \text{ MeV})$.

Readings (count rates) of both active detectors were converted to thermal neutron fluence rate using calibration coefficient obtained by means of gold foil at the position (0, 0, -5) cm. The values of thermal neutron fluence rate along the cavity axis measured with active detectors are presented in Fig. 4 together with the prediction from the MCNPX (Pelowitz et al., 2011) simulation (described below). The results show that thermal neutron fluence rate decreases of about 5% at a distance of $\pm 20 \text{ cm}$ from the pile center.

4. Simulation of thermal neutron field homogeneity

Data given in Fig. 4 demonstrate a good agreement between the MCNPX simulation and the experimental data. The same model was used to determine the field homogeneity over the X-Y planes perpendicular to the cavity axis at various Z distances. Fig. 5 shows homogeneity of the thermal neutron field at the central X-Y plane of the channel. The thermal neutron fluence rate fluctuated only within $\pm 5\%$ at 94% of the plane area. The most outlying values appeared in the upper left corner of the cavity, where the strongest Pu-Be source #1 was located.

The evaluation of the field distributions predicted by the simulation at other positions along the Z axis showed that the 5% homogeneity criterion is fulfilled in a cylindrical volume 40 cm in diameter around the cavity axis at Z positions less than 20 cm from the pile center.

5. Conclusions

The source of thermal neutrons in a form of graphite pile was built at the Czech Metrology Institute. The pile can accommodate up to 6 aluminum rods, each of which can contain one or more radionuclide neutron sources. Along the central axis, there is a channel with dimensions of 40 cm \times 40 cm \times 135 cm (depth) for calibration of measuring instruments in the field of thermal neutrons. At present, three Pu-Be neutron sources are installed in the pile. At the center of the pile, these sources provide thermal neutron fluence rate equal to $1.97 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\pm 1\%$) with mean cadmium ratio 35.5. The cylinder $\varnothing 40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$, whose center is identical with the center of the channel, represents the volume in which thermal neutron fluence rate homogeneity is less or equal $\pm 5\%$.

References

- Dryák, P., Kovár, P., 2006. Experimental and MC determination of HPGe detector efficiency within energy range from 40 keV up to 2754 keV for measuring

Please cite this article as: Vykydal, Z., et al., Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons. Radiat. Phys. Chem. (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.01.028>

Příloha B

Sborníky z konferencí

2 Monte Carlo simulace odezvy neutronových detektorů



Flexibilní řešení

Monte Carlo simulace odezvy neutronových detektorů (³He, NE-213)

Úvod

Príspevek zahrnuje Monte Carlo simulace provedené v poli neutronového záření pro dva typy neutronových detektorů ³He a NE-213. Prvním typem je válcový proporcionální detektor plněný ³He v plynné fázi a druhým typem je kapalným organickým scintilačním detektor NE-213. Simulace transportu záření byla provedena uživatelskými programy MCNPX a MCNP-PoliMI. Na základě provedených simulací byly získány spektrální i celkové odezvy detektorů v širokém pásmu neutronových energií. Prezentované výsledky byly získány v rámci projektu Spektrum, číslo TA01011383 programu ALFA Technologické agentury CR.

MCNP PoliMI

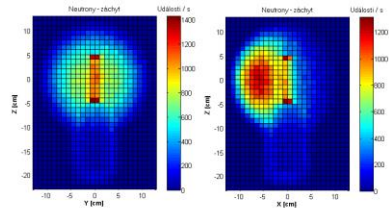
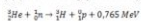
Program pro Monte Carlo simulace interakcí neutronů a fotonů vznikl implementací staršího simulačního kódu MCNP - PoliMI a nejnovější verze programu MCNP5 1.51. Výsledný kód je 64-bitový pro paralelní prostředí OpenMP. Jsou generovány fotonové kaskády a produkce fotonů je časově sledována s neutronovými interakcemi. Výhodou jsou široké možnosti datových výstupů. Při každé interakci se zapisují data pro každou částici v historii. Je možné ukládat typ částice (neutron, foton) a typ interakce, čas interakce od začátku dané historie, místo interakce (poloha, buňka) a typ nuklidu, se kterým interakce proběhla a předanou energii (u neutronů se zapisuje předaná kinetická energie).

MCNPX-PTRAC

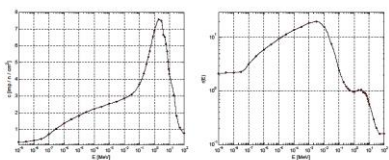
V rámci programu MCNPX ver. 2.6 byl upraven modul PTRAC. Nový modul umožňuje paralelní simulace a zaznamenává parametry jednotlivých událostí dle volby uživatele.

Proporcionální detektor ³He

Detekce neutronů plynovými počítacími je založena na skutečnosti, že při jejich interakci s vhodným materiálem vznikají sekundární nabité částice, které způsobují ionizaci. Stěny detektorů se proto pokrývají izotopem ¹⁰B nebo stěpnými materiály ²³⁹Pu, ²⁴²Th, ²⁴⁰Pu nebo se detektor plní plynovou náplní (³He, ³H, ³He, ³He, ³He). Proporcionální detektor plněný plynem ³He reaguje s neutrony dle následující rovnice:



Základní neutronová odezva - kolmo na referenční směr. Odezva vpravo v referenční směři sondy.



Energetická závislost neutronové sondy MDN-01. V levém grafu je znázorněna citlivost na jednotkovou fluci v zrazeném grafu pak pomocí indikativního a diskretizovaného prostorového dávkového ekvivalentu pro monoenergetický zdroj neutronů dopadajících na sondu z referenčního směru.



Směrová závislost neutronové sondy MDN-01 pro zdroj ²⁵²Cf. Na obrázku vpravo bez Barnerovy modernizace kódu.

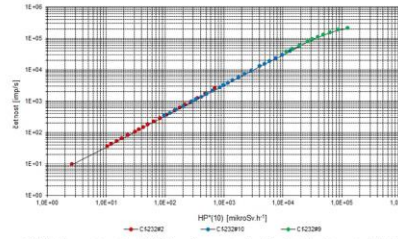
Použitý detektor od firmy Centronic, typ 9.6He3/304/25 má následující parametry:

Pracovní tlak:	400 kPa
Rozměr:	Ø 25 mm x 132 mm
Materiál:	nerezová ocel
Aktivní délka:	97 mm
Vysoké napětí:	1300 V
Citlivost na termální neutrony:	16 cps/nv

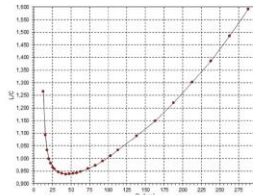
Pozn. nv - neutronový tok (flux) a (neutrony/cm²·sychlost v cm/s).

VF, a.s.

náměstí Míru 50, 679 21 Černá Hora, Czech Republic
tel.: +420 516 428 611, fax: +420 516 428 610, e-mail: info@vf.cz



Základní odezvy neutronové sondy MDN-01 na příkazu prostorového dávkového ekvivalentu neutronů od zdroje ²⁵²Cf.



Konvenčně pravá hodnota příkazu prostorového dávkového ekvivalentu ve vzdálenosti d mezi středem zdroje neutronů a středem moderátoru měřidla:

$$H^*(10) = h_p \frac{B_0 F_0(r)}{4\pi d^2} e^{-(\Sigma_m d)}$$

$H^*(10)$ - příkaz prostorového dávkového ekvivalentu [Sv/s]

h_p - konverzní koeficient fluence neutronů na prostorový dávkový ekvivalent stanovený na základě energetické distribuce fluence neutronů z zdroje $\Phi_0(E)$ a konverzní funkce $h_p(E)$ z doporučení ICRP 74.

Pro zdroj ²⁵²Cf $h_p=385$ pSv·cm² (ISO 8529-3).

B_0 - emise zdroje neutronů v době ozáření [1/s]

F_0 - referenční emise zdroje neutronů

$T_{1/2}$ - poločas rozpadu zdroje

$F(\theta)$ - anizotropie emise zdroje

d - vzdálenost středu zdroje a moderátoru měřidla [cm]

r - vzdálenost povrchu zdroje a moderátoru měřidla [cm]

Σ_m - makroskopický účinný průřez vzduchu pro neutrony daného zdroje

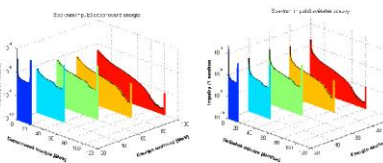
$$B_0 = B_{00} e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$H^*(10) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} h_p(E) \Phi_0(E) dE$$

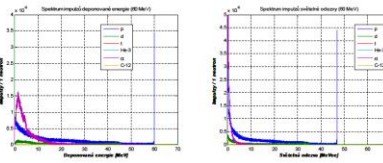
Φ - fluence neutronů.

Scintilační detektor NE-213

Pro detekci rychlých neutronů je možné použít detektor s aktivním objemem vyplněným kapalným organickým scintilátorem NE-213 (jiné označení BC-501A). Neutrony předávají energii scintilátoru jednak rozptylem na atomech ¹H a ¹²C a také produkcí nabývajících sekundárních částic. V simulacích byl použit válcový detektor o průměru 12,7 cm a délce 5,1 cm. Energie dopadajících neutronů byla uvažována v intervalu 20 MeV - 100 MeV.



Spektra impulzů dopadajících energie a světelné odezvy pro energie dopadajících neutronů 20 MeV - 100 MeV.



Příspěvky jednotlivých sekundárních částic do spektra impulzů dopadajících energie a světelné odezvy pro energii dopadajících neutronů 20 MeV.

Poděkování

Rádi bychom poděkovali ČMI, inspektorátu ionizujícího záření Praha, za spolupráci na experimentální části projektu v poli neutronového záření. Tento projekt je realizován za finanční podpory z prostředků státního rozpočtu prostřednictvím Technologické agentury České republiky.

Autoři: Jan Dressler, Aleš Jančík, Zdeněk Kopecký

www.vf.cz

3 Detekce neutronů za použití proporcionálních detektorů a kapalných scintilátorů



Flexibilní řešení

Detekce neutronů za použití proporcionálních detektorů a kapalných scintilátorů

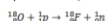
Úvod

Příspevek je zaměřen na studium neutronového záření v okolí cyklotronu, instalovaného na PET centru Masarykova onkologického ústavu Brno.

Poster je rozdělen do dvou částí, teoretická část se zabývá Monte Carlo simulací generace neutronů na terči cyklotronu IBA typu 18/9. Dale byla vypočtena odezvávací matice pro detektor typu BC-510A (NE-213), prezentovaná v 3D grafu. Experimentální část zahrnuje měření s detektory (³He, BC-510A a Stilbene) v poli neutronového a fotonového záření za použití moderní elektroniky využívající AD převodníky s vysokou vzorkovací frekvencí. Prezentované výsledky byly získány v rámci projektu Spektrum, číslo TA01011383 programu ALFA Technologické agentury ČR.

Simulace produkce neutronů vytvářených na terči reakcí ¹⁸O(p, n)¹⁸F

Urychlené protony v cyklotronu dopadají na terč, kde vzniká cílový radionuklid ¹⁸F. Terč je tvořen niobovou vložkou obsahující 2,5 ml vody obohacené o kyslík ¹⁸O. Jako uzávěr niobové vložky terče je použita HAVAR fólie tloušťce 50 μm. HAVAR je slitina kobaltu o velmi vysoké pevnosti. Jedná se o nemagnetický materiál s vynikající odolností proti korozi, jak je vidět na detailu obrázku níže. ¹⁸O reaguje s urychleným protonem v cyklotronu podle následující rovnice:



Spojil-li se proton s jádrem ¹⁸O, je z jádra emitován neutron a transmucí ¹⁸O vzniká ¹⁸F.



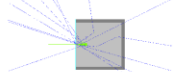
Kolimátor
Snímatelná část pro niobovou vložku
Niobová vložka
Bloky terče (obrázek nahoře) je složen z části představující kolimátor (levá část) s uhlíkovou vložkou a z části niobové vložky s fólií HAVAR (pravá část). Na detailu je vidět niobová vložka, umístěná mezi oběma částmi bloku terče. Délka terče je 85 mm, průměr 64 mm, čistota niobu 99,9 %. Chlazení terče vodou, chlazení fólie HAVAR heliem v plynném stavu útlum na fázi HAVAR 0,5 MeV, objem niobové vložky 2,5 ml. Na obrázku vpravo, cyklotron IBA typ 18/9.

Základní parametry cyklotronu IBA typ 18/9

Urychlované částice	protony
Maximální energie urychlených částic	18 MeV
Maximální rychlost urychlených částic	0,15 c
Pracovní napětí urychlovače	33,5 kV
Proud urychlovače	regulovatelný (33 – 36) μA
Urychlovačí frekvence	43 MHz
Indukce magnetického pole	1,45 T
Průměr komory urychlovače	1,5 m
Urychlovačí poloměr	70 cm
Pracovní tlak v komoře urychlovače	1,10E-5 mBar
Průměr svazku	5 mm

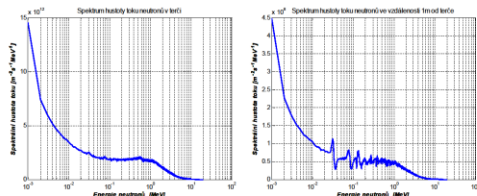
Simulace spektrálního rozložení hustoty neutronového toku

Monte Carlo simulace vzniku neutronů na terči byla provedena v programu MCNPX, ver. 2.6.



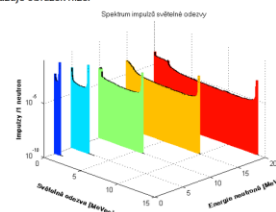
Na obrázku vlevo jsou znázorněny simulované částice v oblasti terče: zelené trajektorie - dopadající protony, modré trajektorie - vzniklé neutrony

Spektrum rozložení hustoty neutronového toku v terči, ve vzdálenosti 1 m od terče, ukazují níže uvedené grafy.



Spektrum odezvy detektoru se scintilátorem typu BC-510A (NE-213)

V rámci programu MCNPX ver. 2.6 byl upraven modul PTRAK. Nový modul umožňuje paralelní simulace a zaznamenává parametry jednotlivých událostí dle volby uživatele. Spektra deponovaných světelných impulzů pro energie dopadajících monoenergetických neutronů (2 – 20) MeV ukazuje obrázek níže.

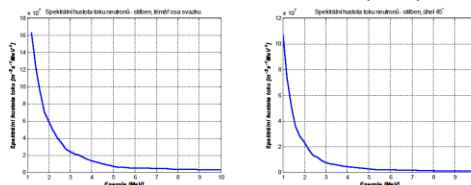


Spektrum impulzů světelné odezvy na monoenergetické neutrony pro sondu s kapalným scintilátorem BC-510A.

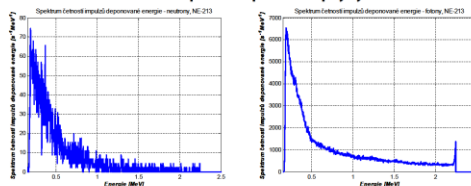
Provedené experimenty

Signál z detektorů byl digitalizován se vzorkovací frekvencí 1 GHz. Neutronové a fotonové impulzy byly rozlišeny podle své síly. V okolí terče byla provedena měření pro dvě polohy detektoru vzhledem k primárnímu svazku protonů. Z těchto měření byla určena spektrální hustota toku neutronů. V oblasti před vstupem do kopky cyklotronu byla získána spektra četnosti deponované energie neutronů a fotonů.

Měření neutronů v okolí terče s detektorem Stilbene (10 x 10) mm



Detekce neutronů a fotonů před vstupem do kopky cyklotronu



Na obrázku vlevo je sonda MDN-01 osazená válcovým proporcionálním detektorem ³He v plynné fázi, na obrázku uprostřed je kapalným organickým scintilátorem detektor BC-510A (NE-213) a na obrázku vpravo je organický scintilátorem detektor Stilbene (C₁₂H₁₂) s detektorem (10 x 10) mm.

Závěr

Spektrum rozložení energií na terči cyklotronu, simulované v MCNPX verze 2.6 koresponduje s výsledky získanými při experimentálním měření s detektorem Stilbene (10 x 10) mm, zapojeného v sestavě s digitálním analyzátozem Agilent se vzorkovací frekvencí 1 GHz a softwarem pro vyhodnocení naměřených dat. V rámci experimentálních měření bylo také zmapováno pole neutronů a fotonů před vstupem do kopky cyklotronu. Měření byla provedena za stínicí konstrukcí s detektory typu BC-510A a ³He.

Poděkování

Rádi bychom poděkovali PET centru MOU Brno za velice vstřícný a profesionální přístup při měřeních neutronového a fotonového pole v okolí cyklotronu, jmenovitě pak Ing. Miloši Orlikovi. Tento projekt je realizován za finanční podpory z prostředků státního rozpočtu prostřednictvím Technologické agentury České republiky.

Autoři: Aleš Jančál, Zdeněk Kopecný, František Cvachovec, Zdeněk Matěj

VF, a.s.

náměstí Miru 50, 679 21 Černá Hora, Czech Republic
tel.: +420 516 428 611, fax: +420 516 428 610, e-mail: info@vf.cz

www.vf.cz

4 Vývoj měřidla ekvivalentní objemové aktivity radonu EOAR



Flexibilní řešení

Vývoj měřidla ekvivalentní objemové aktivity radonu EOAR

Úvod

V tomto příspěvku se zabýváme problematikou měření radonu a vývojem měřidla ekvivalentní objemové aktivity radonu EOAR. Myšlenka zabývat se měřením EOAR byla vyvolána potřebou náhrady a modernizace měřidel v uranových dolech. V rámci vývoje tohoto typu měřidla byla v prostorách VF, a.s. zkonstruována radonová komora.

Radon, dceřiné produkty, měření

Radon ^{222}Rn se řadí do skupiny vzdušných plynů, je bezbarvý, nereaktivní bez chuti a zápachu. Vzniká radioaktivní přeměnou izotopu rádia ^{226}Ra a ^{238}U , jak je vidět na obrázku uranové rozpadové řady. Nachází-li se radon v uzavřených prostorech společně s rádiem, pak po určité době (23 dnů) aktivita radonu dosáhne aktivity rádia. Říkáme, že mezi oběma radionuklidy nastal stav tzv. radioaktivní rovnováhy. Stav radioaktivní rovnováhy samozřejmě vzniká i mezi všemi krátkodobými dceřinými produkty (DP) ^{222}Rn (izotopy ková – polonium, olovo, vizmut) a mateřským izotopem radonu (3 hodiny).

DP izotopů ková se snadno deponují na různých površích (např. prachové částice) a při vdechnutí se jich značná část deponuje na povrchu plic. Radon jako inertní plyn je po vdechnutí z velké části opět vydechne.

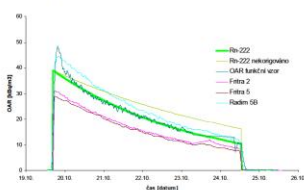
Poukážeme na skutečnost, že, vliv radiotoxicity dceřiných produktů na lidský organismus je mnohem škodlivější ve srovnání s mateřským izotopem ^{222}Rn . Pro vyjadřování škodlivých účinků na lidský organismus nevycházíme tedy z objemové aktivity radonu (OAR), ale z ekvivalentní objemové aktivity radonu (EOAR), která zahrnuje faktor nerovnováhy mezi radonem a jeho dceřinými produkty.

Měření ekvivalentní objemové aktivity radonu (EOAR), je založeno na metodě prosávání vzdušiny přes jemný filtr, který zachycuje prachové částice a aerosoly, na jejichž površích jsou deponovány dceřiné produkty radonu, volně rozptýlené ve vzduchu. Jakmile je přefiltrován definovaný objem vzdušiny, filtr je přemístěn na detektor analyzátoru, kde probíhá měření a vyhodnocování spektra.

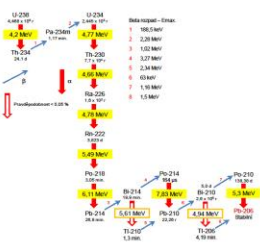
Radonová komora

Pro potřeby spojené s měřením, nastavením, kontrolou použitých algoritmů a dalšími vývojovými zkouškami vyvolaných vývojem měřidla ekvivalentní objemové aktivity (EOAR), byla zkonstruována v prostorách společnosti VF, a.s. radonová komora. Komora je v současnosti provedena v zjednodušené podobě oproti doporučené koncepci STAR normy IEC 61577-4. Je založena na znalosti aktivity vypuštěné do komory, znalosti průběhu vymírání a znalosti poměru OAR a EOAR.

Vnitřní rozměry komory (š x v x h)	(1,02 x 1,62 x 2,42) m
Vnitřní objem komory	4,0 m ³
Maximální OAR v komoře	54 kBq/m ³
Materiál opláštění vnitřních stěn	Pozinkovaný plech, hliník, ocel
Radonový zdroj	Eurostandard CZ RF 200, radionuklid ^{226}Ra , A = 217 kBq
Kompresorová stanice	Puma MCO206, 34 l/min., 4bar
Aerosolový generátor	Grimm 7.822, náplň DEHS, částice (0,1 - 0,3) μm
Čítač částic	Fluke 983, registruje částice (0,3 - 10) μm
Měřič OAR	SMM Praha Fritra 5



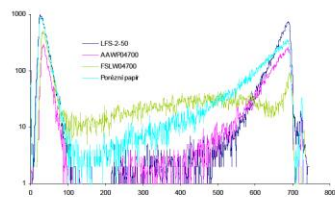
Graf (nahole) ukazuje časový průběh OAR v komoře získaný výpočtem a porovnáním s měřeními, provedenými pomocí čtyř různých přístrojů. Nekorigovaný průběh nezahrnuje úniky radonu z komory. Obrázek (vpravo) ukazuje pracoviště radonové komory.



Uranová rozpadová řada začínající uranem ^{238}U a končící olovem ^{206}Pb . Popisuje postupný radioaktivní rozpad nestabilních jader těžkých prvků.

Filtrační materiál

Vlastnosti filtru jsou pro měření aerosolů zcela klíčové. Filtr musí na straně jedné zachytávat s vysokou pravděpodobností malé částice a tyto částice musí zůstat na povrchu filtru z důvodu měření alfa záření. Na straně druhé nesmí klast odpor při poměrně vysokých průtokových rychlostech, v našem případě 68 cm/s.



V grafu jsou zobrazena spektra $\text{Pb-214} \rightarrow \text{Bi-214} \rightarrow \text{Po-214}$ získaná při porovnávání různých typů filtrů. Nejlepší výsledky bylo dosaženo s ruskými filtry typu LFS-02, určenými pro měřidla aktivity aerosolů na jaderných elektrárnách.

Nízkoobjemový prosáváč vzduchu NOPV-20

Za účelem prosávání vzdušiny přes filtr, bylo vyvinuto zařízení NOPV-20. Jedná se o bateriové zařízení, které prosává vzdušinu požadovaným průtokem po nastavenou dobu. Zařízení obsahuje rotační pumpu, hmotnostní průtokoměr a jako doplněk čidla tlaku a vlhkosti. Jeho ovládání je možné prostřednictvím tlačítka nebo prostřednictvím sériové linky RS-232.

Průtok	(5-25) l/min
Doba prosávání	(1-20) min
Doba porovozu	3,5 h při 15 l/min
Napájení	10 x NIMH C
Hmotnost	3,5 kg
Rozměr (š x v x h)	(245 x 220 x 120) mm



Nízkoobjemový prosáváč vzduchu NOPV-20.

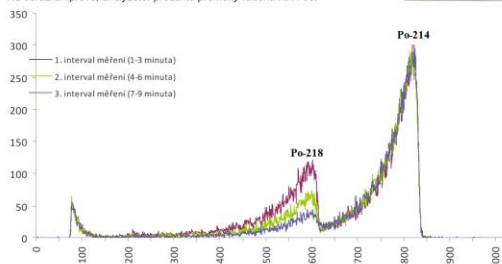
Analýzátor produktů přeměny radonu RPA-50

Pro analýzu produktů přeměny radonu, které jsou zachyceny na filtru v průběhu prosávání vzdušiny, bylo vyvinuto zařízení RPA-50. Jedná se o bateriové zařízení, které obsahuje mnohokanalový analyzátor (MCA). Naměřená spektra jsou vyhodnocena na základě zvolené metody měření (Mine, Outdoor). Výsledkem měření je EOAR v Bq/m³ a KLE v μl/m³. Naměřené hodnoty jsou uloženy v zařízení (včetně spektra) a lze je exportovat do PC, přes rozhraní USB. Pokud je k RPA-50 připojeno NOPV-20, zařízení RPA-50 řídí časování celého měření.

Měřená veličina	EOAR, KLE
Rozsah měření - Outdoor	(1,0 - 1,0 ¹⁰) Bq/m ³
Rozsah měření - Mine	(2,0 ¹⁰ - 1,0 ¹⁰) Bq/m ³
Detektor	SI PIN
Detekované záření	Alfa
Doba porovozu	8 h bez podsvícení
Napájení	2 x NIMH AA
Hmotnost	0,9 kg
Rozměr (š x v x h)	(84 x 155 x 40) mm



Na obrázku vpravo, analyzátor produktů přeměny radonu RPA-50.



Spektra získaná při měření v režimu Mine. EOAR 16,8 kBq/m³.

Závěr

Monitorovací systém byl vyvinut v rámci projektu číslo FR-TI/482. Tento systém je schopen automatického měření a vyhodnocování, umožňuje přenos naměřených dat do PC pře sériové rozhraní a nastavení parametrů z PC. Monitorovací systém, tedy sestava analyzátoru produktů přeměny radonu RPA-50 s nízkoobjemovým prosáváčem vzduchu NOPV-20, byl podroben typovým zkouškám v autorizovaném metrologickém středisku SÚJCHBO, s vyhovujícími výsledky.

Poděkování

Touto cestou bychom rádi poděkovali Ing. Ivo Burianovi, CSc. a jeho odbornému týmu za pomoc, velice vstřícný a profesionální přístup spojený s vývojem monitorovacího systému.

VF, a.s.

náměstí Míru 50, 679 21 Černá Hora, Czech Republic
tel.: +420 516 428 611, fax: +420 516 428 610, e-mail: info@vf.cz

Autoři: Aleš Jancář, Jiří Čulen, Jaroslav Dostál

www.vf.cz

5 Detection of mixed fields of neutron and photon radiation using ^3He and new scintillation materials



DETECTION OF MIXED FIELDS OF NEUTRON AND PHOTON RADIATION USING ^3He AND NEW SCINTILLATION MATERIALS

Aleš Jančář^a & Zdeněk Kopecký^a
František Cvachovec^c, Jan Dressler^a, Martin Veškrna^{a,b}, Lukáš Džbánek^a

^aVF, a.s. company & ^bMasaryk University, Faculty of Informatics, ^cUniversity of Defence

Abstract

The poster includes experimental measurements with ^3He and the latest scintillation materials EJ-299-33 in fields of neutron and photon radiation using modern electronics which we designed. Electronic part of the measuring system is built on recently developed AD converter with very high sampling frequency (1 GHz). In the theoretical part, the Monte Carlo simulations of response characteristics of the measured scintillation materials are presented.

Fast Digitizer Card

The fast digitizer is based on AD converters, type ADC12D1000 by Texas Instruments, and connected to the Combo card via XGMII (10 Gigabit Media Independent Interface). The converters operate with a resolution of 12 bits and have two differential inputs with a sampling frequency 1 GHz. The output interface consists of 4 sets of 12-bit outputs. For transferring data between AD converters and PC memory the transmission protocol has been designed. Information about the measurement, and lost data, is contained within the protocol. XGMII interface between the ADC card and Combo card uses a standard Ethernet protocol.

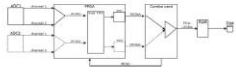


Figure 1: Schematic representation of the data transfer.

Data transfer is limited by the transmission capacity of the lines and buffer sizes. The internal FIFO memory of the FPGA has a size of 1536 kilobytes. In interleaved mode of AD converter and sampling frequency 2 GHz a FIFO card is able to store approximately 62 μs . This value is a maximum pulse length which ensures that data will not be lost.



Figure 2: The fast digitizer. The fast digitizer consists of two cards, an ADC card with converters (in the front), and a Combo card (in the back).

Measurement with ^3He Proportional Detector

^3He proportional counters are widely used as neutron detectors. It's known (see, for example, [1]) that ^3He counters are capable of detecting other types of particles like photons, betas, and alphas, and that it is possible to distinguish them according to the pulse shape. We used the fast digitizer (described above) in the oscilloscope mode to verify that the typical gamma pulse has considerably smaller amplitude and longer risetime ($\sim 2 \mu\text{s}$) in comparison with the typical thermal neutron pulse ($\sim 0.5 \mu\text{s}$). The experimental arrangement with ^{137}Cs gamma source and PuBe neutron source is shown in the Fig. 4, the preamplifier, the fast digitizer and the measuring server is in the Fig. 3. Resulting pulse height spectrum is in the Fig. 5.



Figure 3: The preamplifier (in the front), the fast digitizer (in the back), and the measuring server (in the bottom).



Figure 4: Arrangement of the detector (in the middle), ^{137}Cs source (on the left) and PuBe source (on the right).

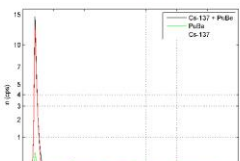


Figure 5: Pulse height spectrum from ^3He proportional detector with the $10''$ Bonner sphere using ^{137}Cs source (green line), PuBe source (red line) and both sources (black line).

Digital Neutron-Gamma Discrimination with Liquid and Plastic Scintillators

Liquid scintillating detectors are widely used to achieve neutron - gamma discrimination due to their excellent Pulse Shape Discrimination (PSD) properties. Recently, a new class of plastic scintillating materials with PSD properties has been developed. The availability of these new detection materials in commercial form is very recent. Eljen Technologies has manufactured a number of experimental

plastic scintillator materials classed as EJ-299. The PSD properties of the new plastic scintillator EJ-299-33 and an NE-213 type scintillator has been compared by the measurement of neutron-gamma radiation emitted by a ^{252}Cf source.

EJ-299-33 detector: Cylindrical detection part: 7.62 cm (thickness) x 7.62 cm (diameter), photomultiplier: HAMAMATSU R6233-01.

NE-213 (BC 501A) detector: Cylindrical detection part: 5.08 cm (thickness) x 12.7 cm (diameter), photomultiplier: HAMAMATSU R1250. A PSD parameter is calculated to separate off neutron and photon events. The parameter is given by the ratio

$$PSD = \frac{\int_{T_{\text{tail}}}^{T_{\text{end}}} \text{pulse}(t) dt}{\int_0^{T_{\text{end}}} \text{pulse}(t) dt} \quad (1)$$

where T_{tail} is an optimized beginning of the tail part of the pulse and T_{end} is an optimized end point of the pulse.

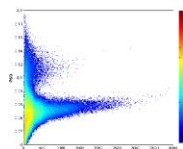


Figure 6: 2D plot Energy versus PSD (EJ-299-33)

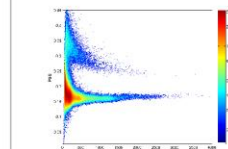


Figure 7: 2D plot Energy versus PSD (Ne-213)

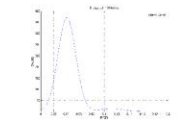


Figure 8: Figure of Merit (FOM) plot: 120 keVee Energy Cut (EJ-299-33)

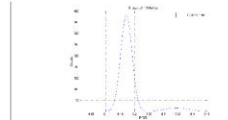


Figure 9: Figure of Merit (FOM) plot: 120 keVee Energy Cut (NE-213)

Monte Carlo Simulation of Response Matrix

Monte Carlo simulations of the response matrices were performed using MCNPX 2.7.0 + MCUNED. A new interface for tracking particle events in the MPI mode has been developed.

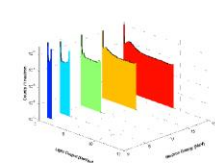


Figure 10: Detector Response Matrix Simulation (EJ-299-33)

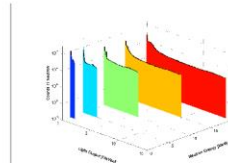


Figure 11: Detector Response Matrix Simulation (NE-213)

Acknowledgment

The presented work has been supported by the Technology Agency of the Czech Republic within the project SPECTRUM, No. TA01011383.

References

- [1] T. J. Langford, C. D. Bass, E. J. Beise, H. Breuer, D. K. Erwin, C. R. Heimbach, J. S. Nico: Event Identification in ^3He Proportional Counters Using Risettime Discrimination, *Nuclear Instruments and Methods*, Volume 717, 21 July 2013, Pages 51-57
- [2] Benjamin Klöpper, Natalie Cranston, Markus Alksey, Marcel Dix: Developing portable FPGA applications, *Industrial Informatics (INDIN)*, *IEEE International Conference*, 29-31 July 2013

www.vf.cz

6 Characterization of the graphite pile as a source of thermal neutrons



Characterization of the Graphite Pile as a Source of Thermal Neutrons



Zdenek Vykydal¹, Miloslav Králík¹, Aleš Jančář², Zdenek Kopecký², Jan Dressler², Martin Veškrna²

¹ Czech Metrology Institute, Radiová 1a, CZ-102 00 Praha 10, Czech Republic

² VF, a.s., Svitavská 588, CZ-679 21 Černá Hora, Czech Republic

tel: (+420) 266 020 299, fax: (+420) 266 020 466, e-mail: zvykydal@cmi.cz, web: www.cmi.cz

Motivation and Methodology

The absorption cross sections of low energy neutrons obey $1/v$ law for most materials. Therefore, the detection efficiency of a particular detector increase with decreasing neutron energy. Consequently, most of neutron measuring instruments consist of the detector of thermal neutrons which is located inside of the polyethylene moderator. Development of such instruments requires testing and response calibrations in the field of thermal neutrons. Availability of thermal neutron beams on nuclear reactors is limited and access to them is rather complicated, so it is more convenient to moderate neutrons from the radionuclide neutron sources. Since radionuclide neutron sources are producing fast neutrons it is necessary to use an appropriate moderator material like heavy water or graphite to thermalize neutrons from the source and to avoid thermal neutron capture in the same time.

Thermal neutron fluence rate is commonly measured by means of gold activation detectors. The quality of a moderated thermal neutron source spectra is then characterized by so called 'cadmium ratio' parameter. This parameter is based on properties of Cd-113 isotope (12.2% natural abundance of Cd) with very high neutron cross section as depicted in Fig. 1. Gold foil is activated in the thermal neutron field both bare and encapsulated in a Cd housing and the corresponding activity ratio characterize the thermal neutron field. Au-197 has strong resonance at 4.9 eV which allows measurable activation of the gold inside the cadmium capsule.

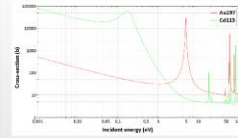


Figure 1: Neutron cross-sections of Au-197 and Cd-113

Basic moderated thermal neutron field characteristics are:

□ Cadmium ratio:

$$R_{Cd} = \frac{A_{Au}}{A_{Au,Cd}}$$

□ Cadmium coefficient:

$$F_{Cd} = \frac{R_{Cd} - 1}{R_{Cd}} = \frac{A_{Au} - A_{Au,Cd}}{A_{Au}}$$

where A_{Au} is activity of openly irradiated Au foil and $A_{Au,Cd}$ is activity of a Au foil irradiated in the Cd capsule. The effective energy cut-off E_{Cd} of used cadmium covers is 0.5 eV.

Design of the Graphite Pile

A new graphite pile which should serve as a standard source of thermal neutrons has been built in the Czech Metrology Institute by the VF, a.s. company. Its actual dimensions are 1.95 m (width) x 1.95 m (length) x 2.0 m (height). At the geometrical centre of the front wall, there is a measurement channel whose dimensions are 0.4 m x 0.4 m x 1.35 m (depth). The cavity is equipped with a calibration bench, which enables reproducible location of the calibrated device inside of the channel. At the distance of 80 cm from the cavity axis there are six symmetrically located holes for placement of the radionuclide neutron sources of Am-Be and/or Pu-Be type. The results presented in this work has been taken with three Pu-Be sources placed as depicted in Fig. 2 with the following parameters:

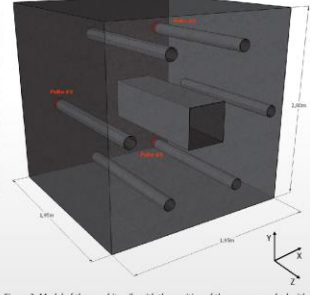


Figure 2: Model of the graphite pile with the position of the sources marked with red color. The coordinate system zero is in the center of the pile.

Sources:

□ #1 Pu-Be: $B = 8.190E+7 s^{-1} \pm 0.71\%$

(reference date 13.5.2010)

□ #2 Pu-Be: $B = 4.578E+7 s^{-1} \pm 0.70\%$

(reference date 14.5.2010)

□ #3 Pu-Be: $B = 4.803E+7 s^{-1} \pm 0.71\%$

(reference date 20.5.2010)

Absolute Measurement of the Thermal Neutron Fluence Rate

Absolute values of thermal neutron fluence rate were measured by means of gold foil activation. The 0.1 mm thick foil with 8 mm diameter and 99.99% purity has been used. The absolute values were determined in two positions inside of the pile channel on an array of 3x3 foils with 10 cm pitch (see Fig. 3). The mean value of cadmium ratio in the measured positions is $R_{Cd} = 35.5$ and corresponding cadmium coefficient is $F_{Cd} = 0.97$.



Figure 3: An array of the Au foils located inside the Cd capsules before placement inside of the thermal neutron channel.

Position X	-10 cm	0 cm	10 cm
10 cm	1.989E+04 ± 1.1%	2.011E+04 ± 1.0%	2.043E+04 ± 1.0%
0 cm	1.926E+04 ± 1.1%	1.959E+04 ± 1.1%	2.047E+04 ± 1.0%
-10 cm	1.958E+04 ± 1.1%	1.960E+04 ± 1.1%	1.966E+04 ± 0.9%

Table 1: Thermal neutron fluence rate distribution at the XY plane at the position of -5 cm from the pile center

Position X	-10 cm	0 cm	10 cm
10 cm	2.004E+04 ± 0.9%	1.990E+04 ± 1.1%	2.075E+04 ± 1.0%
0 cm	1.975E+04 ± 1.0%	1.981E+04 ± 1.0%	2.004E+04 ± 1.1%
-10 cm	1.962E+04 ± 1.1%	1.933E+04 ± 1.1%	1.988E+04 ± 1.0%

Table 2: Thermal neutron fluence rate distribution at the XY plane at the position of 5 cm from the pile center towards the channel opening

Map of the Thermal Neutron Fluence Rate Along the Cavity Axis

Measurement of the gold foil activation gives absolute thermal neutron fluence rates but it is time consuming and thus difficult to use for more detailed measurement of the field homogeneity inside of the pile cavity.

For more detailed measurement we have used two different active detectors:

□ Silicon pixel detector Timepix equipped with B-10 converter:

□ #2 Pu-Be: $B = 4.578E+7 s^{-1} \pm 0.70\%$

(reference date 14.5.2010)

□ He-3 proportional counter NHD5:

$n + {}^3\text{He} \rightarrow p (0.57 \text{ MeV}) + {}^3\text{H} (0.19 \text{ MeV})$

The results of the measurement are presented in Fig. 4 together with the prediction from MCNPX simulation. The results obtained with the active detectors were converted to thermal neutron fluence rates using values measured with activation gold foils.

The results of both experiments and simulation show that thermal neutron fluence rate decrease of about 5% at distance of ± 20 cm from the pile center.

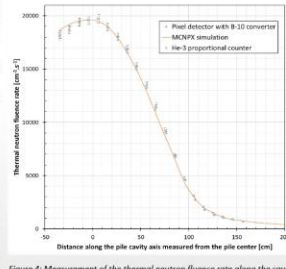


Figure 4: Measurement of the thermal neutron fluence rate along the cavity axis by two different active detectors and its comparison with the simulation. The pile cavity edge is at the distance of 97.5 cm from the center.

Measurement and Simulation of the Field Homogeneity

The measurement of the thermal neutron fluence rate along the pile cavity axis well demonstrate good agreement of the MCNPX simulation with experimental data. The same simulation has been used to determine the field homogeneity over the XY planes perpendicular to the cavity axis at various Z distances.

Figure 5 show the homogeneity of the thermal neutron field at the central XY plane of the pile channel. The thermal neutron fluence rate fluctuate only within ± 5% at 94% of the plane area. The most deviated points are in the upper left corner of the cavity where the strongest Pu-Be source #1 is located.

Evaluation of the field distributions predicted by the simulation at various other positions along the Z axis show that the 5% homogeneity criteria is fulfilled in the cylindrical volume 40 cm in diameter around the cavity axis at Z positions between ± 20 cm from the pile center.

The design of the pile allows to change the position of the sources among 6 available openings. The configuration where the Pu-Be source #1 will be located opposite to the sources #2 and #3 will be investigated in next experiment.

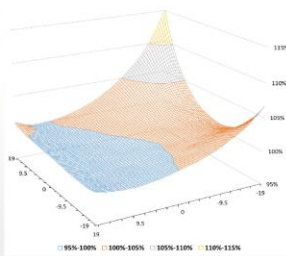


Figure 5: Simulation of the thermal neutron fluence rate homogeneity at the XY plane at the central position of the pile channel. The thermal neutron fluence rate fluctuates within ± 5% at 94% of the evaluated area.

Summary, Application and References

General features of the thermal neutron source:

A standard source of thermal neutrons in a form of graphite pile has been built in the Czech Metrology Institute by the VF, a.s. company. The pile has been designed with high flexibility and it can accommodate up to 6 aluminum rods containing one or more fast neutron sources. Absolute thermal neutron fluence rate and homogeneity has been measured for one particular Pu-Be sources configuration (see Fig. 2) with the following results:

- Channel dimensions: 40 cm x 40 cm x 135 cm (depth)
- Thermal neutron fluence rate: $1.97E+14 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\pm 1.1\%)$
- Area of ± 5% thermal neutron fluence rate homogeneity: Cylinder of 40 cm in diameter and 40 cm in height centered in the pile geometrical center and oriented along the cavity axis
- Mean cadmium ratio: 35.5
- Mean cadmium coefficient: 0.97

Applications:

Absolute calibration of the detectors of thermal neutrons is a main application of the pile. The design of the pile allows to change the position of the sources and thus vary with the thermal neutron field parameters within reasonable boundaries, i.e. to maximize field homogeneity or to generate defined field gradient for calibration of large volume neutron detectors.

- Calibration of Medipix and Timepix multilayer detectors for measurement of the radiation field spectral composition at the ATLAS experiment at CERN.
- Calibration of silicon single-pad detectors with B-10 doping for European Space Agency (ESA).
- Calibration of Timepix detectors with Li-6 converter for National Aeronautics and Space Administration (NASA) - used on board of International Space Station (ISS).

7 Pulse shape discrimination of the new plastic scintillators in neutron-gamma mixed field using fast digitizer card



PULSE SHAPE DISCRIMINATION OF THE NEW PLASTIC SCINTILLATORS IN NEUTRON-GAMMA MIXED FIELD USING FAST DIGITIZER CARD

Aleš Jančár¹, Zdeněk Kopecký¹, Jan Dressler¹, Martin Veškrna¹, Carlos Granja², Michael Solar²

¹VF, a.s., Svitavská 588, CZ-67921 Černá Hora, Czech Republic

²Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Horská 3a/22, CZ-12800 Prague 2, Czech Republic

Abstract

Recently invented plastic scintillator EJ-299-33 enables pulse shape discrimination (PSD) and thus measurement of neutron and photon spectra in mixed fields. In our study we compare PSD properties of EJ-299-33 with liquid scintillators BC-501A (NE-213) and BC-519 in monoenergetic neutron field generated by the Van de Graaff accelerator using ³H(d,n)³He reaction. Pulses from the scintillators were processed by a newly developed digital measuring system employing the fast digitizer card. This card contains two AD converters of type ADC12D1000 (Texas Instruments) and it is connected to the measuring computer via XGMII (10 Gigabit Media Independent Interface). The converters operate with a resolution of 12 bits and have two differential inputs with a sampling frequency of 1 GHz. The output interface contains 4 sets of 12-bit outputs.

Digital Spectrometric System

The digital spectrometric system is built as a modular system allowing replacement of individual parts according to the needs of the experimental measurement. The analog amplifier splits the signal from detector into two branches. Each branch is differently amplified and digitized by separate ADC. This different amplification increases the dynamic range of energies of particles that the spectrometer is able to process and increase the signal to noise ratio.

The input analog signal is digitized by two fast ADC Texas Instruments ADC12D1000 working with sampling frequency of 1 GHz. Digital signal processing is implemented in FPGA Xilinx Virtex-6. FPGA is able to process all data flowing from both ADCs (24 Gbits per second). It means that the spectrometer is not loaded by the dead time.

Implemented discrimination algorithm reduces the data flow to no more than several hundreds of megabits per second. It is also possible to transfer raw data from ADC to computer using 10 Gbit optical ethernet for future off-line processing. The computer is used to control the spectrometer and for saving and processing measured spectra.



Figure 1: Schematic representation of the data transfer. Data transfer is limited by the transmission capacity of the lines and buffer sizes. The internal FIFO memory of the FPGA size is of 3772 kilobytes. In interleaved mode of AD converter and sampling frequency 2 GHz a FIFO card is able to store approximately 80 μs. This value is a max. pulse length which ensures that data will not be lost.



Figure 2: The fast digitizer card. The fast digitizer card consists of AD converter with sampling frequency 1 GHz, FPGA Xilinx Virtex-6 and 10 Gbit optical ethernet.

Digital Neutron-Gamma Discrimination with Liquid and Plastic Scintillators

Liquid scintillating detectors are widely used to achieve neutron - gamma discrimination due to their excellent pulse shape discrimination (PSD) properties. Recently, a new class of plastic scintillating materials with PSD properties has been developed.

The PSD properties of the new plastic scintillator, EJ-299-33, and two liquid scintillators, BC-501A (equivalent to NE-213) and BC-519, have been compared by the measurement in monoenergetic neutron fields generated by the Van de Graaff accelerator.



Figure 3: BC-501A (NE-213) and BC-519 liquid scintillators. Cylindrical detection part of thickness 5.08 cm and diameter 12.7 cm. Photomultiplier Hamamatsu model R1250.



Figure 4: EJ-299-33 plastic scintillator. Cylindrical detection part of thickness 7.62 cm and diameter 7.62 cm. Photomultiplier Hamamatsu model R6233-01.

The PSD parameter is calculated to recognize neutron and photon events:

$$PSD = \frac{\int_{T_{tail}}^{T_{end}} pulse(t) dt}{\int_0^{T_{end}} pulse(t) dt} \quad (1)$$

T_{tail} is an optimized beginning of the tail part of the pulse and T_{end} is an optimized end point of the pulse.

Quality of neutron-gamma discrimination for given scintillator is characterized by the figure of merit (FOM):

$$FOM = \frac{\Delta_{en}}{FWHM_{\gamma} + FWHM_{neutron}} \quad (2)$$

Δ_{en} is the separation between the gamma-ray and neutron peaks and FWHM is the full-width at half maximum of the relevant peak on the corresponding PSD section.

Experimental Setup

The measurements were performed in the Van de Graaff accelerator laboratory of the Institute of Experimental and Applied Physics (UTEP) at the Czech Technical University (CTU) in Prague. Description of the accelerator is shown in Fig. 6. The experimental arrangement in the Van de Graaf laboratory is shown in the Fig. 5. We utilized the experimental channel LI with 5 mm beam diameter terminated by tritium target with a diameter of 40 mm. The accelerating voltage of 1.2 MV for the D-T reaction of maximum energy 17.081 MeV was used.



Figure 5: Detector arrangement in the Van de Graaff accelerator laboratory.

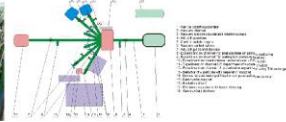


Figure 6: Layout of the Van de Graaff accelerator.

Neutron-Gamma Discrimination Capability of EJ-299-33, BC-501A and BC-519

The pulse-shape discrimination capability of plastic scintillator EJ-299-33 and two liquid scintillators BC-501A and BC-519 have been evaluated and the results are presented in Figs. 7-12.

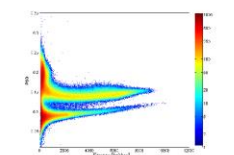


Figure 7: PSD vs. total light 2D plot for EJ-299-33.

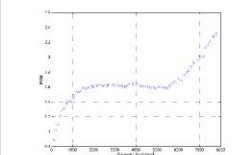


Figure 8: Figure of Merit (FOM) vs. total light for EJ-299-33.

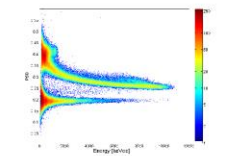


Figure 9: PSD vs. total light 2D plot for BC-501A.

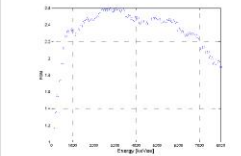


Figure 10: Figure of Merit (FOM) vs. total light for BC-501A.

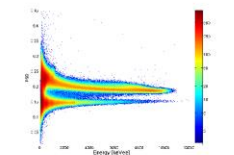


Figure 11: PSD vs. total light 2D plot for BC-519.

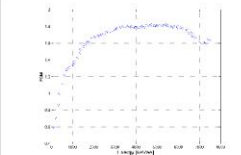


Figure 12: Figure of Merit (FOM) vs. total light for BC-519.

Acknowledgment

The presented work has been supported by the Technology Agency of the Czech Republic within the project SPECTRUM, No. TA01011383.

8 Neutron and photon spectrometry in mixed radiation fields



NEUTRON AND PHOTON SPECTROMETRY IN MIXED RADIATION FIELDS

Aleš Jančář¹, Zdeněk Kopecký¹, Zdeněk Matěj^{1,2}, Martin Veškna^{1,2}

¹VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 67921 Černá Hora, Czech Republic

²Masaryk University, Botanická 68a, CZ - 612 00 Brno, Czech Republic

Abstract

Spectrometric measurements of the mixed fields of neutron and photon radiation in the active zone of the LR-0 research reactor located in the Nuclear Research Institute in Řež and measurements of the mono-energies neutrons generated by the Van de Graaff accelerator in the laboratories of Experimental and Applied Physics in Prague are presented.

The experiments were performed using newly developed digital two-parametric spectrometer employing analog-digital converters with very high sampling frequency (up to 2 GHz). Organic scintillation detectors, type BC-501A, and stilbene detector were utilized for the detection of neutron and photon radiation.

The results of experimental measurements demonstrate a high quality spectrometry of the radiation mixed fields across the entire wide dynamic range of the measured energies.

Two-Parametric Digital Spectrometer

The digital spectrometric system is built as a modular system allowing replacement of individual parts according to the needs of the experimental measurement. The analog amplifier splits the signal from detector into two branches. Each branch is differently amplified and digitized by separate ADC. This different amplification increases the dynamic range of energies of particles that the spectrometer is able to process and increase the signal to noise ratio.

The input analog signal is digitized by two fast ADC Texas Instruments ADC12D1000 working with sampling frequency of 1 GHz. Digital signal processing is implemented in FPGA Xilinx Virtex-6. FPGA is able to process all data flowing from both ADCs (24 Gbits per second). It means that the spectrometer is not loaded by the dead time.

Implemented discrimination algorithm reduces the data flow to no more than several hundreds of megabits per second. It is also possible to transfer raw data from ADC to computer using 10 Gbit optical ethernet for future off-line processing. The computer is used to control the spectrometer and for saving and processing measured spectra.



Figure 1: Scheme of two-parametric digital spectrometer.



Figure 2: Two-parametric digital spectrometer, type FD-11.

Experimental Setup

The experimental arrangement in the Van de Graaff laboratory is shown in the Fig. 3. We utilized the experimental channel L1 with 5 mm beam diameter terminated by tritium target with a diameter of 40 mm. An accelerating voltage of 1.2 MV for the deuteron channel was used. Neutrons were produced by the D-T reaction with the maximum kinetic energy, in the forward direction, 17.1 MeV. The Fig. 4 shows active zone of the research reactor LR-0. The active zone is symmetrical and consists of the nine fuel cartridges. The detector is situated in the center of this zone where the neutron flux is a highest, see Fig 11.



Figure 3: Detector arrangement in the Van de Graaff accelerator laboratory.

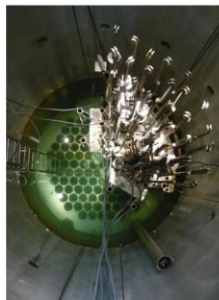


Figure 4: Active zone of the research reactor LR-0.

Van De Graaff Accelerator

Evaluation of Neutron-Gamma Discrimination Capability

The pulse-shape discrimination capability of plastic scintillator EJ-299-33 and two liquid scintillators BC-501A and BC-519 have been evaluated and the results are presented in Figs. 5-10.

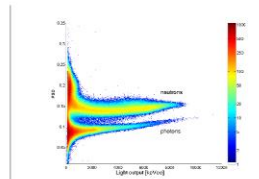


Figure 5: PSD vs. total light 2D plot for EJ-299-33.

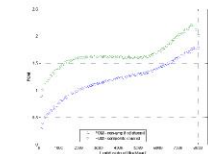


Figure 6: Figure of Merit (FOM) vs. total light for EJ-299-33.

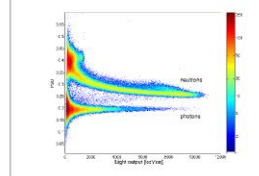


Figure 7: PSD vs. total light 2D plot for BC-501A.

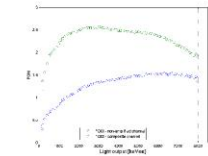


Figure 8: Figure of Merit (FOM) vs. total light for BC-501A.

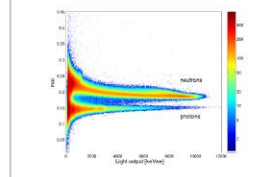


Figure 9: PSD vs. total light 2D plot for BC-519.

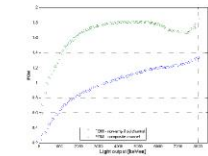


Figure 10: Figure of Merit (FOM) vs. total light for BC-519.

LR-0 Research Reactor

Evaluation of Neutron Flux

The spectral densities of neutron flux were measured in the energy range from 1 to 10 MeV. We used the proton-recoil method with an organic scintillation stilbene detector ($C_{14}H_{12}$) of the dimensions of (10 x 10) mm and (45 x 45) mm.

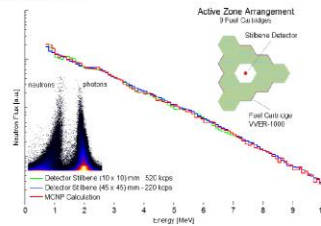


Figure 11: Spectral density of neutron flux. (PSD for stilbene detector 10 x 10 mm, in the left corner and active zone arrangement of the research reactor LR-0 in the right corner.)

Acknowledgment

The presented work has been supported by the Technology Agency of the Czech Republic within the project SPECTRUM, No. TA01011383.



9 Experimental measurements of secondary neutrons in proton therapy



EXPERIMENTAL MEASUREMENT OF SECONDARY NEUTRONS IN PROTON THERAPY

Aleš Jančář¹, Zdeněk Kopecký¹, Jan Dressler¹, Jitka Tesařová¹, Zdeněk Matěj^{1,2}, Martin Veskrna^{1,2}

¹VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 67921 Černá Hora, Czech Republic

²Masaryk University, Botanická 68a, CZ - 612 00 Brno, Czech Republic

Abstract

Experimental measurements of the secondary neutrons in proton therapy are presented. Experiments were arranged in the irradiation room of Proton Therapy Center in Prague. Interactions of the primary proton beam with plastic phantom generates secondary neutrons. These particles are detected by a liquid scintillation detector and identified by pulse shape discrimination (PSD) method. Quality of resolution PSD has been studied using a newly developed digital spectrometric system with a very high sampling frequency up to 2 GHz.

Two-Parametric Digital Spectrometer

The digital spectrometric system is built as a modular system allowing replacement of individual parts according to the needs of the experimental measurement. The analog amplifier splits the signal from detector into two branches. Each branch is differently amplified and digitized by separate ADC. This different amplification increases the dynamic range of energies of particles that the spectrometer is able to process and increase the signal to noise ratio. The input analog signal is digitized by two fast ADC Texas Instruments ADC12D1000 working with sampling frequency of 1 GHz. Digital signal processing is implemented in FPGA Xilinx Virtex-6. FPGA is able to process all data flowing from both ADCs (24 Gbits per second). It means that the spectrometer is not loaded by the dead time.



Figure 1: Two-parametric digital spectrometer.

Implemented discrimination algorithm reduces the data flow to no more than several hundreds of megabits per second. It is also possible to transfer raw data from ADC to computer using 10 Gbit optical ethernet for future off-line processing. The computer is used to control the spectrometer and for saving and processing measured spectra.

Nature of Proton Beam

The proton beam is based on the use of positively charged elementary particles of hydrogen atom nuclei - namely protons, that have a weight much higher than that of electrons. The protons are accelerated in a cyclotron to a speed equal to approximately half the speed of light. This also determines their energy, which reaches up to 230 MeV. The protons are then targeted with a strong magnetic field into a very narrow beam. The main benefit of the proton beam is the fact that the absolute greatest part of its energy is transferred to the area of the so-called "Bragg peak". The beam of accelerated particles has a high energy level and is very accurately targeted.



Figure 2: Transport system of accelerated protons.

Experimental Setup and Results

The experimental arrangement in the irradiation room of the Proton Therapy Center is shown in the Fig. 3. We utilized narrow proton beam with a diameter of 10 mm that is directed into the plastic cylindrical phantom with a diameter of 250 mm and a height of 310 mm.



Figure 3: Phantom arrangement in the irradiation room.

Distance between proton irradiator and plastic phantom is 1 m. Accelerated protons with energies 100, 150 and 200 MeV were used. Neutrons were produced by the nonelastic reaction with plastic phantom.

The Fig. 4 shows liquid scintillation detector which was used for the experimental measurement. The detector was placed on the phantom axis at a distance of 1 m. Signals from the detector were processed by the newly developed two-parametric digital spectrometric system.

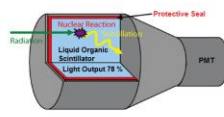


Figure 4: Liquid scintillation detector NE-213.

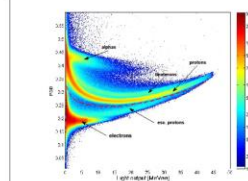


Figure 5: PSD vs. total light 2D plot for an incident proton energy of 100 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

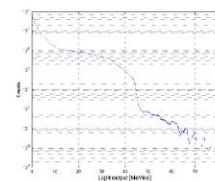


Figure 6: Normalized pulse-height spectrum without photon and escaping proton events for an incident proton energy of 100 MeV.

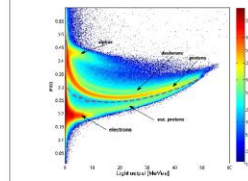


Figure 7: PSD vs. total light 2D plot for an incident proton energy of 150 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

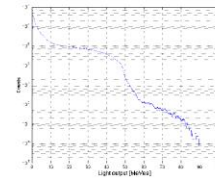


Figure 8: Normalized pulse-height spectrum without photon and escaping proton events for an incident proton energy of 150 MeV.

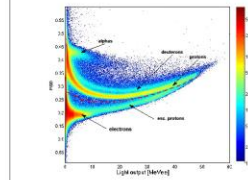


Figure 9: PSD vs. total light 2D plot for an incident proton energy of 200 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

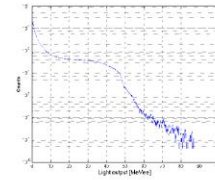


Figure 10: Normalized pulse-height spectrum without photon and escaping proton events for an incident proton energy of 200 MeV.

Monte Carlo Simulation

Monte Carlo simulations of detector neutron response matrix were performed using MCNPX 2.7.0 + MCUNED. A new interface for tracking particle events in the parallel mode has been utilized.

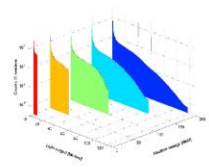


Figure 11: Detector light output response for neutron energies of 10, 50, 100, 150 and 200 MeV.

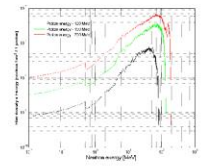


Figure 12: Neutron flux spectrum for incident proton energies of 100, 150 and 200 MeV.

Acknowledgments

We would like to thank Ing. Anna Michaelidesová and Mgr. Vladimír Vondráček from Proton Therapy Center in Prague for helping us with the experimental measurements.

10 Vývoj a certifikace kvalifikované inteligentní sondy příkonu záření gama



VÝVOJ A CERTIFIKACE KVALIFIKOVANÉ INTELIGENTNÍ SONDY PŘÍKONU ZÁŘENÍ GAMA

Petr Okruhlica, Aleš Jančář

VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 67921 Černá Hora, Česká Republika

Abstrakt

Příspěvek je zaměřen na problematiku vývoje kvalifikované sondy příkonu záření gama. Poskytuje přehled kvalifikačních požadavků, prováděných v procesu kvalifikace, vymezuje požadavky na certifikaci a kvalifikační dokumentaci. Současně definuje základní normy a metodiky důležité z pohledu kvalifikačních zařízení dodávaných na jaderné elektrárny.

Problematika vývoje kvalifikovaných zařízení

Při vývoji kvalifikovaných zařízení (obecně) je důležité zaměřit se na následující požadavky:

- seismická odolnost (precizně vyřešena vnitřní mechanika sondy včetně upevnění sondy do držáku),
- radiální odolnost (výběr kvalitních radiálně a tepelně odolných elektronických součástek),
- validace a verifikace SW (výběr vhodného aplikačního mikroprocesoru),
- stupěň krytí (vysoké požadavky na přípojovací konektor a celkové mechanické řešení sondy).

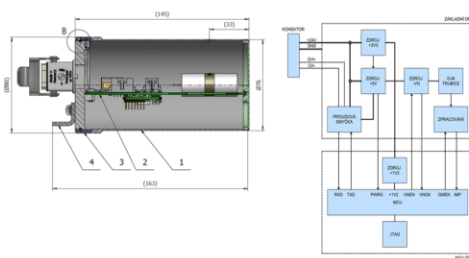


Figure 1: Mechanické uspořádání (vlevo), blokové schéma (vpravo).

V našem případě bylo třeba vyřešit radiální odolnost sondy až do úrovně 350 Gy, dále zajistit stupeň krytí IP 67 (ponoření do hloubky 1m po dobu 1 hodiny), požadavky na elektromagnetickou kompatibilitu, radiometrické parametry (zejména anizotropii sondy a linearity) a v neposlední řadě mechaniku sondy tak, aby vydržela požadavky na seismicitu, vibrace a rázy.

Specifikace kvalifikačních požadavků

Zařízení a systémy dodávané na jaderné elektrárny musí být zařazeny do bezpečnostních tříd a kategorií podle svého významu pro bezpečnost. Bezpečnostní třídy jsou definovány vyhláškou SÚJB 132/2008 Sb. pro zařízení mající vztah k:

- systémům zajišťující integritu primárního okruhu,
- bezpečnostním systémům,
- systémům souvisejících s bezpečností.

Kategorie určuje požadavky na konstrukci a kvalitu systémů a zařízení. Norma ČSN EN 61226: "Jaderné elektrárny – Systémy kontroly a řízení důležité pro bezpečnost – Klasifikace kontrolních a řídicích funkcí" definuje kategorie a postup klasifikace. Dle této normy rozlišujeme následující kategorie:

Kategorie A:

Funkce, které mají zásadní úlohu při dosahování nebo udržování bezpečnosti na JE, zabraňují tomu, aby projektová havárie vedla k nepřijatelným důsledkům.

Kategorie B:

Definuje doplňující funkce pro kategorii A pro dosažení bezrizikového ustáleného stavu nebo ke zmírnění důsledků projektové havárie.

Kategorie C:

Funkce, které mají pomocnou nebo nepřímou úlohu pro zajišťování nebo udržování bezpečnosti na JE.

Při návrhu technického řešení je třeba vzít v úvahu výše uvedené bezpečnostní třídy a kategorie mající v procesu kvalifikace významnou roli.

Metodiky a kvalifikační požadavky

Metodiky definované normami a vnitřními předpisy jaderných elektráren vyžadují vypracování EQ dokumentace (Equipment Qualification) pro kvalifikovaná zařízení a to minimálně v následujícím rozsahu:

1. Identifikace zařízení
2. Rozsah kvalifikace
3. Bezpečnostní funkce
4. Metodika kvalifikace

5. Kvalifikační životnost
6. Kvalifikace na EMC, seismicitu a vlivy prostředí
7. Požadavky na kvalifikační dokumentaci:
 - (a) kvalifikační specifikace,
 - (b) plán zkoušek,
 - (c) postupy zkoušek,
 - (d) závěrečný kvalifikační protokol.

Kvalifikace typovými zkouškami

V případě kvalifikace typovými zkouškami je vhodné rozdělit tyto zkoušky do následujících kategorií:

1. Interní vývojové zkoušky
2. Interní typové zkoušky
3. Externí typové zkoušky

Interní vývojové zkoušky jsou zaměřeny především na:

- Oživení a nastavení elektroniky
- Test přenosu signálů
- Elektromagnetická kompatibilita
- Post-zkoušková kontrola
- Verifikace mechanických dílů
- Test krytí IP
- Zrychlené stárnutí (teplotou)

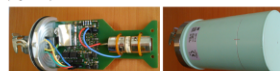


Figure 2: Stav sondy po zkouškových stárnutích (3 měsíce na 120 °C).

Interní typové zkoušky byly provedeny s ohledem na požadavky norem ČSN IEC 532 a ČSN EN 60846 v následujícím rozsahu:

1. Doba náběhu elektroniky
2. Změna napájení
3. Linearity
4. Justáž
5. Citlivost a mrtvá doba
6. Zjištění vlastního pozadí
7. Referenční odezva
8. Kalibrace
9. Relativní základní chyba
10. Statistické fluktuační
11. Časová konstanta
12. Stabilita údajů
13. Anizotropie
14. Teplotní odolnost a teplotní šok
15. Zkouška přetížení
16. Radiální odolnost
17. Ovlivňující záření
18. Elektromagnetická kompatibilita
19. Seismicitu, vibrace, mechanické úderu
20. Post-zkoušková kontrola

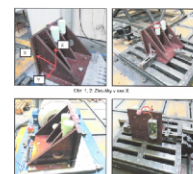


Figure 3: Zkoušky seismicity, vibrací a rázů.

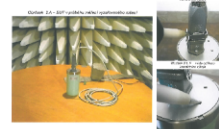


Figure 4: Zkoušky elektromagnetické kompatibility.

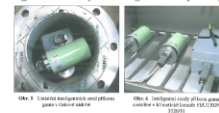


Figure 5: Teplotní a tlakové zkoušky.

V průběhu zkoušek byla mimo jiné sledována komunikace mezi sondou a vyhodnocovacím zařízením. Za žádných okolností nesmí dojít k výpadku komunikace na dobu delší jak 1 sekunda.

Závěr

Na základě kladných výsledků provedených zkoušek (typových i kvalifikačních) byl na vyvíjecí zařízení určená pro měření příkonu záření gama vystaven závěrečný kvalifikační protokol v ÚJV-Řež.

11 Digital spectrometer for neutron dosimetry



DIGITAL SPECTROMETER FOR NEUTRON DOSIMETRY

Aleš Jančář¹, Zdeněk Kopecký¹, Zdeněk Matěj^{1,2}, Martin Veškrna^{1,2}, František Cvachovec³, Václav Přenosil²

¹VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 679 21 Černá Hora, Czech Republic
²Masaryk University, Botanická 68a, CZ - 612 00 Brno, Czech Republic
³University of Defence, Kounicova 65, CZ - 662 10 Brno, Czech Republic

Abstract

A newly developed fast digital spectrometer for neutron spectroscopy is presented. A pulse shape discrimination (PSD) performance of the spectrometer has been evaluated within two experiments with different neutron energies. The experimental measurements of secondary neutrons were carried out in the laboratory of Van de Graaff accelerator and at the Proton Therapy Center in Prague. Secondary neutrons with maximum kinetic energy of 14.1 MeV were produced in a Van de Graaff laboratory. In a workplace of the Proton Therapy Center, secondary neutrons were generated during the interaction of the primary proton beam of energies up to 200 MeV with a plastic phantom. For both experiments detectors with BC-501A (NE-213) and stilbene scintillators were used.

Neutron gamma analyser NGA-01

The neutron gamma analyser is built as a modular system allowing use of different type of scintillation detectors. The preamplifier splits the signal from detector into two branches. Each branch is differently amplified and digitized by separate ADC. Different amplification increases the dynamic range of particles that the NGA-01 is able to process.



Figure 1: Neutron gamma analyser NGA-01.

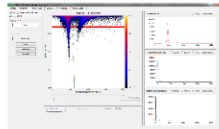


Figure 2: Neutron gamma analyser software.

The input analog signal is digitized with fast 12-bits analog to digital converter with sampling frequency of 1 GHz. Digital signal processing is implemented into FPGA. FPGA is able to process all data flowing from ADC (12 Gbits per second). Measured data from the detector are processed into gamma and neutron spectra. The analyser NGA-01 is connected with computer via an optical ethernet of 10 Gbit.

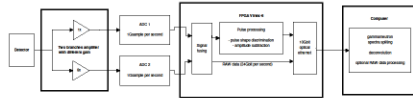


Figure 3: Scheme of analyser NGA-01.

Van de Graaff accelerator - experimental D-T channel

The measurements were carried out in the Van de Graaff accelerator laboratory of the Institute of Experimental and Applied Physics at the Czech Technical University in Prague. The experimental arrangement in the Van de Graaff laboratory is shown in the Fig. 4. We utilized the experimental channel L1 with 5 mm beam diameter terminated by tritium target with a diameter of 40 mm. The D-T reaction of maximum energy 14.1 MeV was used.



Figure 4: Detector arrangement in the Van de Graaff accelerator laboratory.

The pulse-shape discrimination capabilities of BC-501A and stilbene scintillators have been evaluated and the results are presented in Figs. 5 and 6.

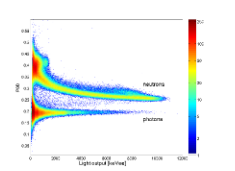


Figure 5: PSD vs. total light 2D plot for BC-501A.

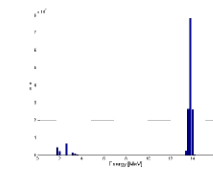


Figure 6: Stilbene detector neutron spectrum.

Proton Therapy Center - secondary neutrons and protons measurement

The proton beam is based on the use of positively charged elementary particles of hydrogen atom nuclei. The protons are accelerated in a cyclotron type Proteus 235 to a speed equal to approximately half the speed of light. This also determines their energy, which reaches up to 230 MeV. The experimental arrangement in the irradiation room of the Proton Therapy Center is shown in the Fig. 7. We utilized narrow proton beam with a diameter of 10 mm that was directed into the plastic cylindrical phantom with a diameter of 250 mm and a height of 310 mm. The distance between the plastic phantom and detector was 1 m. Accelerated protons with energies 150 and 200 MeV were used. Secondary neutrons were produced by nonelastic reactions with the plastic phantom.

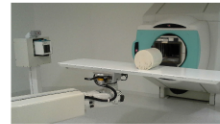


Figure 7: Phantom arrangement in the irradiation room.



Figure 8: Transport system of accelerated protons.

Monte Carlo simulations of detector neutron response matrix were performed using MCNPX 2.7.0 + MCUNED. A new interface for tracking particle events in the parallel mode has been utilized.

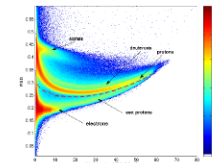


Figure 9: PSD vs. total light 2D plot for a primary proton energy of 150 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

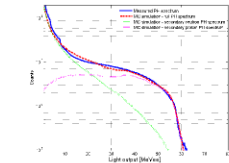


Figure 10: Normalized pulse-height spectrum (PH) without photon and escaping proton events for a primary proton energy of 150 MeV. PH spectra of incident secondary neutrons and protons are identified using MC simulation.

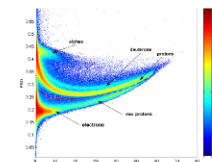


Figure 11: PSD vs. total light 2D plot for an incident proton energy of 200 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

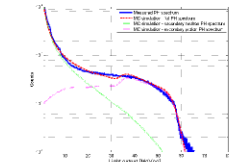


Figure 12: Normalized pulse-height spectrum (PH) without photon and escaping proton events for a primary proton energy of 200 MeV. PH spectra of incident secondary neutrons and protons are identified using MC simulation.

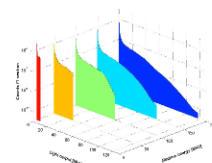


Figure 13: Detector light output response for neutron energies of 10, 50, 100, 150 and 200 MeV.

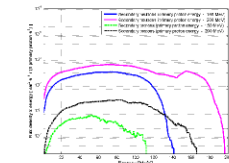


Figure 14: Secondary neutron and proton flux spectra for primary proton energies of 150 and 200 MeV.

Acknowledgments

The presented work has been supported by Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic within the project Masaryk University Technology Transfer, No. CZ.1.0.5/3.1.00/10.0216.

12 Neutron digital spectrometer



NEUTRON DIGITAL SPECTROMETER

Aleš Jančář¹, Zdeněk Kopecký¹, Zdeněk Matěj^{1,2}, Filip Mravec¹
¹VF, a.s., Svitavská 588, CZ - 679 21 Černá Hora, Czech Republic
²Masaryk University, Botanická 68a, CZ - 612 00 Brno, Czech Republic

Abstract

A newly developed fast digital spectrometer for neutron spectroscopy is presented. A pulse shape discrimination (PSD) performance of the spectrometer has been evaluated within two experiments with different neutron energies. A modular design of the spectrometer allows a variety of measurements in mixed radiation fields. The detector signal output is connected to an analog input amplifier and split into two channels with a different gain. Each signal channel is digitized by a fast analog digital converter. The digital channels are merged into one composite channel with a higher digital resolution in a wide dynamic range of energies. The experimental measurements of secondary neutrons were carried out at the Proton Therapy Center in Prague. Secondary neutrons were generated during the interaction of the primary proton beam of energies in the range of 100 to 200 MeV with a plastic phantom. A detector with liquid scintillator NE-213 was employed in experiments.

Neutron gamma analyser NGA-01

The neutron gamma analyser is built as a modular system allowing use of different type of scintillation detectors. The preamplifier splits the signal from detector into two branches. Each branch is differently amplified and digitized by separate ADC. Different amplification increases the dynamic range of particles that the NGA-01 is able to process.



Figure 1: Neutron gamma analyser NGA-01.

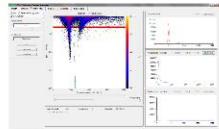


Figure 2: Neutron gamma analyser software.

The input analog signal is digitized with fast 12-bits analog to digital converter with sampling frequency of 1 GHz. Digital signal processing is implemented into FPGA. FPGA is able to process all data flowing from ADC (12 Gbits per second). Measured data from the detector are processed into gamma and neutron spectra. The analyser NGA-01 is connected with computer via an optical ethernet of 10 Gbit.

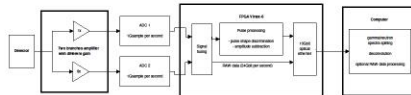


Figure 3: Scheme of analyser NGA-01.

Van de Graaf accelerator - experimental D-T channel

The measurements were carried out in the Van de Graaf accelerator laboratory of the Institute of Experimental and Applied Physics at the Czech Technical University in Prague. The experimental arrangement in the Van de Graaf laboratory is shown in the Fig. 4. We utilized the experimental channel L1 with 5 mm beam diameter terminated by tritium target with a diameter of 40 mm. The accelerating voltage of 1.2 MV for the D-T reaction of maximum energy 17 MeV was used.



Figure 4: Detector arrangement in the Van de Graaf accelerator laboratory.

The pulse-shape discrimination capability of liquid scintillator BC-501A has been evaluated and the results are presented in Figs. 5 and 6.

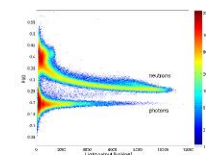


Figure 5: PSD vs. total light 2D plot for BC-501A.

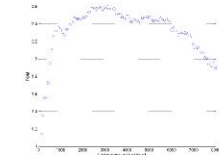


Figure 6: Figure of Merit (FOM) vs. total light for BC-501A.

Proton Therapy Center - secondary neutrons and protons measurement

The proton beam is based on the use of positively charged elementary particles of hydrogen atom nuclei. The protons are accelerated in a cyclotron type-Proton 235 to a speed equal to approximately half the speed of light. This also determines their energy, which reaches up to 230 MeV. The experimental arrangement in the irradiation room of the Proton Therapy Center is shown in the Fig. 7. We utilized narrow proton beam with a diameter of 10 mm that was directed into the plastic cylindrical phantom with a diameter of 250 mm and a height of 310 mm. The distance between the plastic phantom and detector was 1 m. Accelerated protons with energies 150 and 200 MeV were used. Secondary neutrons were produced by nonelastic reactions with the plastic phantom.



Figure 7: Phantom arrangement in the irradiation room.



Figure 8: Transport system of accelerated protons.

Monte Carlo simulations of detector neutron response matrix were performed using MCNPX 2.7.0 + MCUNED. A new interface for tracking particle events in the parallel mode has been utilized.

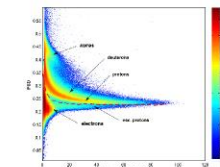


Figure 9: PSD vs. total light 2D plot for a primary proton energy of 150 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

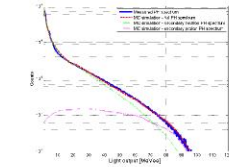


Figure 10: Normalized pulse-height spectrum (PH) without photon and escaping proton events for a primary proton energy of 150 MeV. PH spectra of incident secondary neutrons and protons are identified using MC simulation.

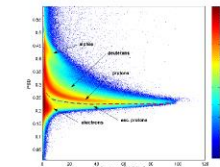


Figure 11: PSD vs. total light 2D plot for an incident proton energy of 200 MeV. Escaping protons and electrons are separated by the red dashed line.

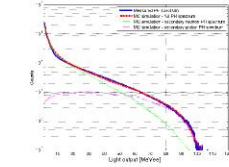


Figure 12: Normalized pulse-height spectrum (PH) without photon and escaping proton events for a primary proton energy of 200 MeV. PH spectra of incident secondary neutrons and protons are identified using MC simulation.

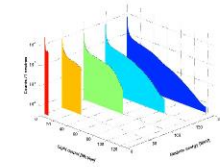


Figure 13: Detector light output response for neutron energies of 10, 50, 100, 150 and 200 MeV.

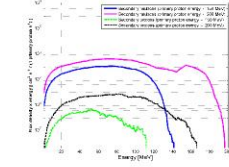


Figure 14: Secondary neutron and proton flux spectra for primary proton energies of 150 and 200 MeV.

Acknowledgments

The presented work has been supported by Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic within the project Masaryk University Technology Transfer, No. CZ.1.05/3/1.00/10.0216.

