



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

DIPLOMAMUNKA

Új típusú, MR kompatibilis PET detektor modulok
vizsgálata

Kolozsi Zoltán

Témavezető: Dr. Lőrincz Emőke
egyetemi docens
BME Fizikai Intézet
Atomfizika Tanszék

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2012

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőmnek Dr. Lőrincz Emőkének, valamint Játékos Balázsnak, akik nélkül nem jöhetett volna létre ez a diplomamunka. Köszönöm Dr. Erdei Gábornak és Dr. Ujhelyi Ferencnek, kiknek tanácsai és eszközei nyújtottak segítséget méréseim során. Hálával tartozom Dr. Barócsi Attilának a LED meghajtók készítéséért, Chapula Attilának a mintapreparálásokért, valamint Varga Dénesnek és Zemplényi Györgynek a mérési eszközök megmunkálásáért.

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Kolozsi Zoltán, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikus (MSc) mesterszak Orvosi fizika szakirányának hallgatója kijelentem, hogy ezt a diplomamunkát meg nem engedett segédeszközök nélkül, saját magam készítettem. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, egyértelműen a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2012. május 22.

.....

Kolozsi Zoltán

Tartalomjegyzék

Köszönetnyilvánítás	I
Önállósági nyilatkozat	II
Tartalomjegyzék	III
1. Bevezetés	1
2. Elméleti áttekintés	2
2.1. Pozitron Emissziós Tomográfia	2
2.1.1. Történelmi áttekintés	2
2.1.2. PET alapok	3
2.1.3. PET detektorok	6
2.2. Félvezető fotoelektron-sokszorozók	8
2.2.1. A lavina fotodiódák működési elv	9
2.2.2. SiPM jellemzői	11
2.2.3. A SiPM-ek előnyei és hátrányai	17
3. Vizsgált detektor	19
3.1. SensL SPMArray2 jellemzői	19
3.2. Jelfeldolgozó rendszer	21
3.2.1. Előerősítő	21
3.2.2. Adatgyűjtő egység	21
4. Vizsgálati eszközök, elrendezések és beállítások	22
4.1. Fényforrások	22
4.2. Mérési elrendezés	24
4.3. Mérési paraméterek	26
5. SensL SPMArray2 jellemző paramétereinek meghatározása	27
5.1. Zaj	27
5.2. Linearitás	28
5.3. Uniformitás és optikai áthallás	30
5.4. Szögfüggés	32

6. Fényeloszlás-mérések	33
6.1. Kísérleti szcintillációs modul	34
6.2. Mérési eredmények	37
6.2.1. Fényeloszlások	39
6.2.2. Súlypont-meghatározás	42
7. Emulált pixelezett detektor	45
7.1. Mért fényeloszlások	45
8. Diskusszió és kitekintés	47
Hivatkozások	49

1. Bevezetés

Napjainkban az orvosi képalkotás az egyik legdinamikusabban fejlődő ipari ágazat. Ez alapvetően két csoportra osztható. Az egyik csoportba tartozó segítségével a páciensről strukturális, anatómiai képet kapunk, míg a másik csoport rendszereivel funkcionális információkat nyerhetünk. Az előbbi csoportba tartozik például a CT (Computed Tomography), az MRI (Magnetic Resonance Imaging) és az UH (Ultrahang), míg az utóbbiba a PET (Positron Emission Tomography) és a SPECT (Single Photon Emission Tomography). Az orvosi területeken egyre nagyobb az érdeklődés aziránt, hogy az előbb említett különböző modalitásokat kombináljuk (pl. PET/CT, SPECT/CT). Ezek közül a multimoduláris rendszerek közül különösen érdekes a PET/MRI, melynek kivitelezése nem egyértelmű. A PET detektoroknál túlnyomó többségben használt PMT (Photomultiplier Tube) rendkívül érzékeny a mágneses térre, így ezt nem használhatjuk az MR-rel együtt.

Ennek a problémának a kiküszöbölése miatt is kerülnek egyre inkább előtérbe a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók (Silicon Photomultiplier - SiPM). A következő generációs PET detektoroknak kiemelkedően jó térbeli- és energiafelbontással, valamint időzítési tulajdonságokkal kell rendelkezniük amellet, hogy érzéketlenek a mágneses térre. Ezek elméletileg teljesíthetőek a világon több csoportnál is fejlesztés alatt álló Geiger-módban üzemeltetett SiPM-ekkel. Ezek pixelezett detektorok, így használhatóak folytonos, tömbi szcintillációs kristályok a PMT-eknél megszokott pixelezett szcintillációs mátrixok helyett. A folytonos változat amellet, hogy olcsóbb, lehetővé teszi a szcintillációs esemény kristályban való mélységének a meghatározását, vagyis a Depth of Interaction-t (DOI). Az új detektorokkal új geometriai megoldások válnak lehetővé. Kis méretük és nagy belső erősítésük (nem kell külső erősítést alkalmazni) miatt kevés területet foglalnak el, így el lehet ezeket helyezni az MR mágnesein belülre is.

Diplomamunkám során megismerkedtem a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók működésével. Tapasztaltam előnyüket és hátrányukat a PET-ben való alkalmazhatóságuk szempontjából. Vizsgálataim fő tárgyát egy SensL által gyártott SPMArray2 típusú Geiger-módbú, szilícium alapú fotoelektron-sokszorozó képezte. Nukleáris eredetű gerjesztés helyett optikai tartományba eső fényforrásokat használtam a detektor főbb tulajdonságainak meghatározásához. Megvizsgáltam az SPMArray2 uniformitását, optikai áthallását, dinamikus tartományát, valamint a detektálási határfoknak a fény beesési szögétől való függését.

A fentiek ismeretében fényeloszlás vizsgálatokat végeztem a detektorral. Bemutattam, hogy tömbi szcintillációs kristály használatával is feltérképezhető a pontforrásból jövő fényeloszlás, valamint meghatározható a gerjesztés súlypontja. Méréseimhez egy teljesen egyedi,

speciális szcintillációs modult használtam, melynek eredményeit összehasonlítottam a hagyományosan használt pixelezett kristálmátrix elrendezésével.

Diplomamunkám kapcsolódik egy 2010-ben elindult 3,5 éves futamidejű FP7-es európai (SPADnet) és egy 3 éves OTKA (CK 80892) pályázathoz, valamint az Atomfizika Tanszék és a Mediso KFT együttműködéséhez.

2. Elméleti áttekintés

Ahhoz, hogy megértsük a későbbiekben leírt eredményeket, valamint tudjuk a fejlesztés jelentőségét és hasznát, a következőkben egy elméleti áttekintés olvasható.

2.1. Pozitron Emissziós Tomográfia

A Pozitron Emissziós Tomográfia (PET) a nukleáris medicina egyik diagnosztikai módszere. Ezzel az eljárással funkcionális információkat nyerhetünk a szervezetből in vivo. Észlelhetjük vele a szövetek, szervek megváltozott működését, anyagcseréjét, így a rosszindulatú elváltozások (daganatok) akár a korai stádiumban kimutathatóak. Tehát preventív hatása van. Anatómiai képet nem ad, de egy másik módszerrel (CT, MRI) kombinálva pontos térbeli lokalizációt tudunk elérni. Ennek segítségével hatásosabb terápia tervezésre van lehetőség (műtét, besugárzás).

PET eljárással több szerv is vizsgálható, annak függvényében, hogy milyen radiofarmakont juttatunk be a szervezetbe. Szinte bármilyen daganat kimutatható, ezen felül az alábbi vizsgálatok a legjelentősebbek:

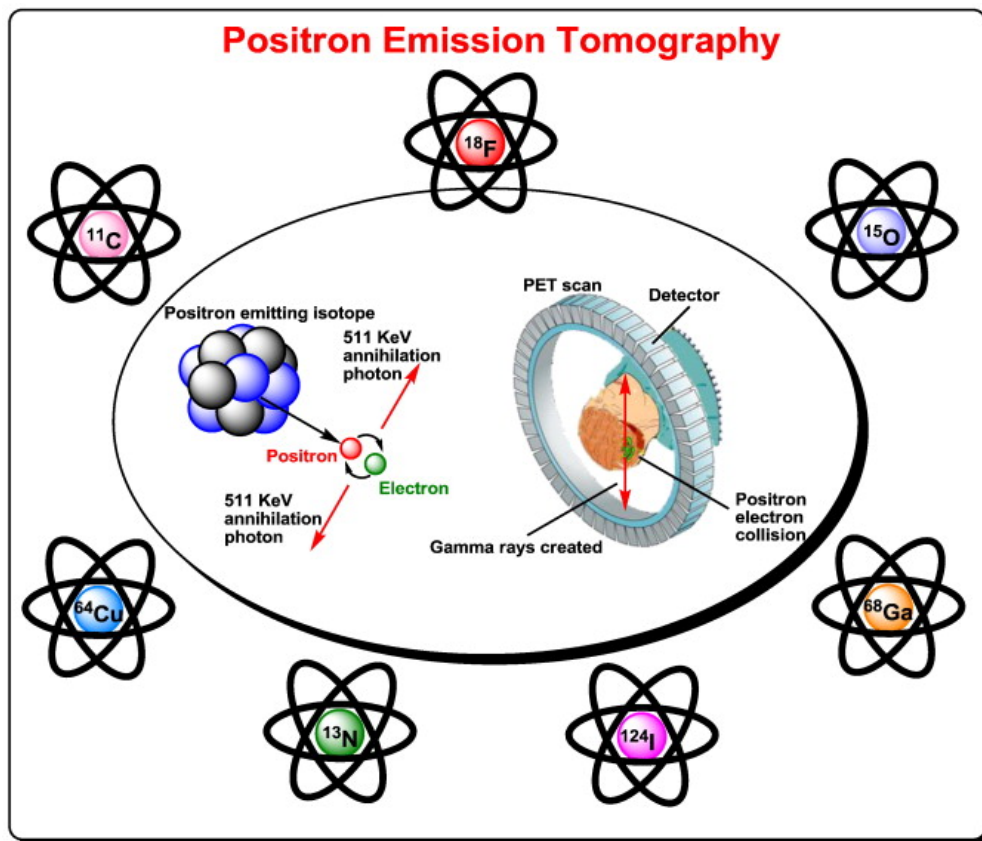
- Agy (vérarám-változások, energiafelvétel, Alzheimer-kór, Parkinson-kór)
- Pajzsmirigy, mellékpajzsmirigy (túlműködés)
- Szív (perfúzió, vérrel való ellátottság)
- Tüdő (embólia, ventilációs zavarok)
- Csontok (áttétek)

2.1.1. Történelmi áttekintés

A radioaktív nyomjelzés alapelvét Hevesy György fogalmazta meg, amiért 1943-ban kémiai Nobel-díjat kapott. A módszer lényege, hogy valamilyen radioaktív farmakont juttatunk

a szervezetbe, és egy detektorral követjük a nyomát. Kezdetben planáris képalkotást alkalmaztak kezdetleges berendezésekkel. Az első pozitron-annihilációs képet Aronov és Brownell készítette 1956-ban (kép). Nagy áttörés 1957-ben volt, mikor Hal Anger megalkotja a róla elnevezett Anger-kamerát. 1970-es évek közepére Anger pozitron-kameráját kiszorítják a sokdetektoros új berendezések (Robertson, Brownell, Ter-Pogossian). 1996-ban már több, mint 160 PET berendezés van a világ kórházaiban. 2000-ben megalkotják az első PET/CT-t, így a funkcionális információt pontosan tudják az anatómiai képpel kombinálni. A PET napjainkban az egyik leggyorsabban fejlődő orvos-diagnosztikai eszköz.

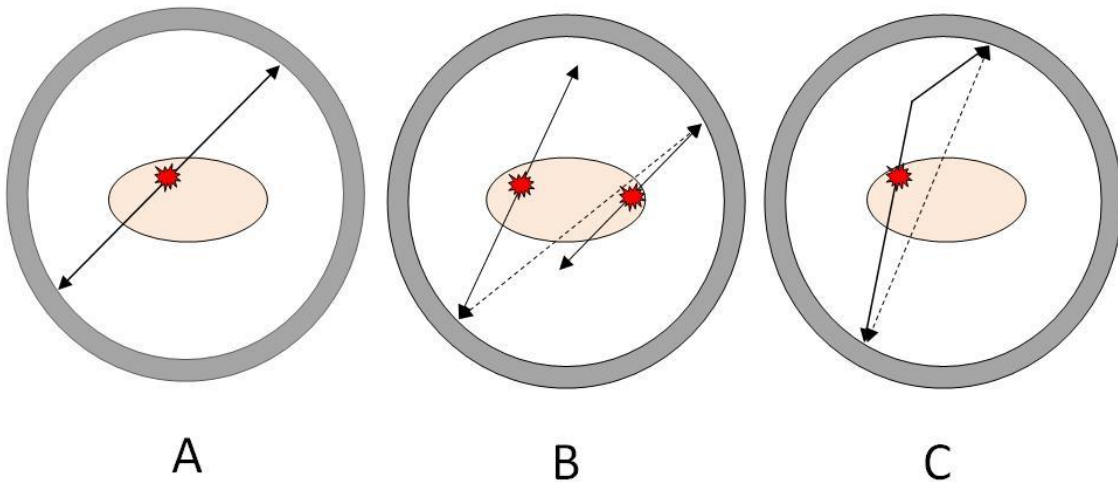
2.1.2. PET alapok



1. ábra. Az ábrán a leggyakrabban használt radiofarmakonok láthatóak. A pozitron egy elektronnal találkozáva annihilálódik, miközben két antiparallel 511 keV energiájú gamma foton keletkezik. A detektor gyűrű koincidenzában mérve érzékeli a két foton, így létre lehet hozni a detektálási pontokat összekötő LoR-t (Line of Response). [1]

PET vizsgálat során valamilyen pozitron sugárzó radiofarmakont juttatnak be a beteg szervezetébe [1]. Ezeket a radiofarmakonokat úgy készítik, hogy egy rendszerben egy elemet kicserélnek ugyanazon elem radioaktív izotópjával. A jelölőanyagokat (marker) úgy választják meg, hogy a kritikus helyeken nagyobb legyen a sűrűségük. A markerben lévő izotóp bomlása során keletkező pozitron egy elektronnal találkozva annihilálódik. Ennek eredményeképpen két jó közelítéssel antiparallel, 511 keV-es γ foton keletkezik. Ha ezeket az annihilációs fotonokat koincidenziába kapcsolt detektorokkal mérjük, akkor a detektálási pontokat összekötő LoR-ok (Line of Response) sűrűsége alapján az aktivitássűrűség meghatározható (1. ábra).

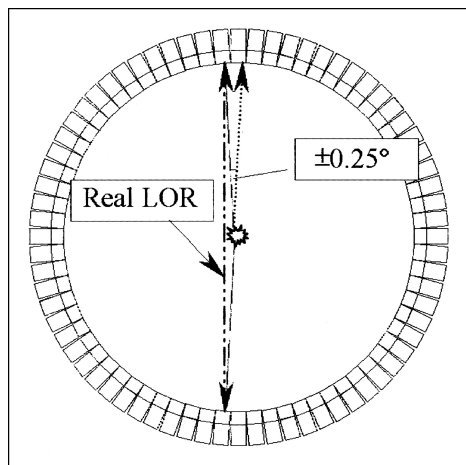
A vizsgálat során több probléma is előfordulhat. A detektorok nem 100%-os hatásfókúak, így nem minden γ fotont detektálnak. A nagy energiájú fotonok áthatolóképessége elég nagy, ezért előfordul, hogy kölcsönhatás nélkül áthaladnak a detektoron. Elképzelhető, hogy két különböző annihilációból származó fotonokat detektálunk egyidőben. Az ilyen eseményt nevezik véletlen koincidenciának. Probléma adódhat abból is, hogy a fotonok a vizsgálandó közegben elnyelődnek, vagy szóródást szenvednek, így megváltozik az irányuk (szórt koincidencia). Ez a humán PET berendezéseknél fontos, mivel az emberi test mérete jóval nagyobb, így nagyobb valószínűséggel szór, mint például egy kisállat. Az egy bomlásból származó, szóródás nélküli fotonok detektálásakor valódi koincidenziáról beszélünk (2. ábra).



2. ábra. (A) Valódi koincidencia. (B) Véletlen koincidencia. (C) Szórt koincidencia.

A vizsgálatok során nem csak a nulla időkülönbséggel beérkező eseményeket tekintjük egy bomlásból származónak, hanem egy bizonyos, nem nulla szélességű időablakot adunk meg a koincidenziamérésnél.

A PET eljárás térbeli felbontása korlátozva van a pozitron annihilációs hosszára. Ez alatt azt értjük, hogy bomlás után csak egy bizonyos hossz megtétele után találkozik a pozitron egy elektronnal, és jön létre az annihiláció (pozitron range).



3. ábra. *Koincidenzában mért gamma fotonoknál a non-collinearity hatása [2]*

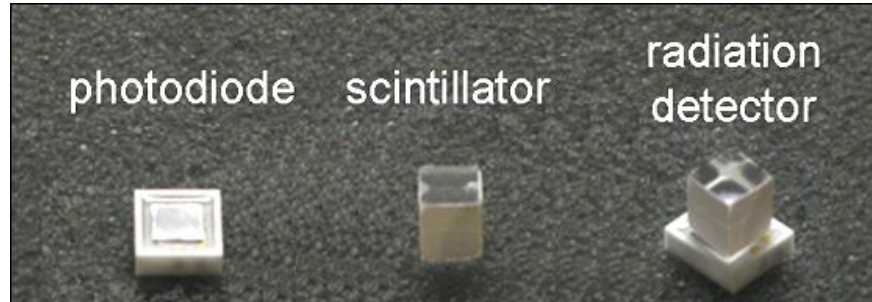
Mivel a részecskék nem nulla kinetikus energiával találkoznak, ezért a szögben is lehet eltérés. Vagyis a két anti-parallel foton szöge nem pontosan 180° lesz, hanem lesz egy megközelítőleg $0,23^\circ$ -os eltérés (non-collinearity). Ez is természetesen a nagy átmérőjű human rendszereknél lehet meghatározó. Jelentős képminőséget befolyásoló tényező a detektor saját felbontása, mely a detektor pontválasz-függvényének félértékszélességével áll kapcsolatban. Negyedik térbeli felbontást korlátozó tényező az ún. parallaxis hiba. Ez a jelenség a szcintillációs kristályban a kölcsönhatás mélységének a pontatlanságából adódik (Depth Of Interaction, DOI). A γ fotonok egy bizonyos, meghatározatlan távolságot megtesznek a kristályban (akár a szomszédos kristályokban is), mielőtt teljesen elnyelődnének. Ez hamis LoR kijelölését eredményezheti. Ez a hiba a kis átmérőjű kisállat PET-eknél lehet jelentős.

PET rendszerek napjainkban szinte kizárólag CT-vel (X-Ray Computed Tomography) kombinálva érhetőek el. Mint tudjuk a PET-tel funkcionális információt nyerhetünk a páciens szervezetéről. Ezt kombinálva a CT anatómiai információival az orvos pontosabban tud diagnosztizálni. Ezek a multimoduláris rendszerek gyorsabbak és pontosabbak, mivel egy pásztázás során veszik fel mindkét felvételt.

A CT nagy hátránya, hogy mivel a röntgen fotonoknak nagy az áthatoló képességük, ezért gyenge légyszövet-kontraszt nyerhető vele. Emiatt vetődött fel, hogy a PET-et mágneses rezonancián alapuló képalkotással (MRI) kell kombinálni. Az MRI kitűnő légyszövet kontrasztot ad, valamint nem ad további sugárterhelést a betegnek. A problémát az okozza hogy a PET detektorokban alkalmazott fotoelektron-sokszorozók (PMT - Photomultiplier Tube) igen érzékenyek a mágneses térre. A megoldást a félvezető technológián alapuló fotoelektron-sokszorozók adhatják, melyek gyakorlatilag érzéketlenek a mágneses térre. A diplomamunkám folytatásában ezekről a detektor modulokról lesz szó.

2.1.3. PET detektorok

A PET legfontosabb részei a gyűrűbe rendezett detektorok. Minden detektornak két fő egysége van: szcintillációs kristály, fotoelektron-sokszorozó (4. ábra).



4. ábra. Szcintillációs kristály és fotodióda kombinációjából felépülő sugárzás érzékelő. [8]

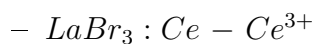
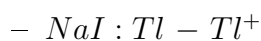
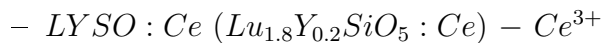
Szcintillációs kristályok. A szcintillációs kristályok feladata az annihiláció során keletkezett γ fotonok átalakítása a fotoelektron-sokszorozó által érzékelhető fotonokká. Ez a konverzió több lépcsőben történik. A γ foton a kristályban elnyelődik, és nagyenergiás szabad elektronok keletkeznek. Az elsődlegesen keltett elektronok további elektronokat gerjesztenek, melyek relaxációjuk során fényt bocsátanak ki. Ezt a fényt detektáljuk.

A számunkra legfontosabb szervesetlen, egykristály szcintillátoroknak két alapvető típusát különböztetünk meg:

- Intrinsic



- Szennyezett



A szennyezett kristályok gyors átmenettel, magas fényhozammal és jó energiafelbontással rendelkeznek. Időbeli lefutásuk függ az aktivátortól, valamint az adott anyagban a töltéshordozók mozgékonyaságától. A felsorolt kristályok alapvető tulajdonságai az 1. táblázatban láthatóak.

	Sűrűség [g/cm ³]	Elnyelési hossz [cm]	Fényhozam [foton/MeV]	Lecsengési idő [ns]	Emissziós max. [nm]
<i>BGO</i>	7,13	1,1	8000	300	480
<i>LYSO : Ce</i>	7,1	1,2	32000	41	420
<i>NaI : Tl</i>	3,67	2,9	38000	250	415
<i>LaBr₃ : Ce</i>	5,29	1,88	65000	15	360

1. táblázat. *PET berendezésekhez alkalmazható szcintillátorok alapvető tulajdonságai*

Diplomamunkám szempontjából a *LYSO:Ce* (továbbiakban *LYSO*) kristály a legfontosabb, így részletesebben ezzel foglalkozom. A kristályoknak két elrendezése ismert, a pixelezett szcintillátor mátrix, vagy az olcsóbb tömbi szcintillátor. Hagyományos PMT-knél szinte kizárólag pixelezett kristályt használunk. PET-nél lényeges szempont, hogy minél rövidebb legyen az elnyelési hossz. Ez fontos, hogy minél rövidebb kristálytűket tudjunk alkalmazni a parallaxishiba csökkentésére. A nagy fényhozam a jó jel-zaj viszony eléréséhez szükséges. Ezzel a páciens sugárterhelése is csökkenthető. A lecsengési idő rövidülésével a koincidencia időablaka tovább szűkíthető. Az 1. táblázatban láthatjuk, hogy a *LYSO*-nak kiemelkedően jó tulajdonságai vannak. Magas sűrűség és fényhozam mellett igen kicsi a lecsengési ideje és elnyelési hossza. Hátránya, hogy drága és van saját sugárzása. A *LYSO*-ban lévő természetes lutécium (¹⁷⁵*Lu*) 2,59 százalékban tartalmaz ¹⁷⁶ izotópot, ami β^- bomlással ¹⁷⁶*Hf* izotóppá alakul. A ¹⁷⁶*Hf* tovább bomlik, miközben 88 keV, 202 keV és 307 keV energiájú γ fotonok keletkeznek egy kaszkád folyamatban.

Említésre méltó még a *LaBr₃:Ce* kiemelkedően magas fényhozama (65000 foton/MeV) és alacsony lecsengési ideje (15 ns). Ennek viszont nagy hátránya az alacsonyabb sűrűség mellett, hogy az emissziós maximuma az UV tartományban van, ahol kisebb a detektorok hatásfoka, valamint az, hogy higroszkópos tulajdonságot mutat.

Fotoelektron-sokszorozók. A szcintillációs kristályból érkező fényt fotoelektron-sokszorozók segítségével detektáljuk. Fontos tulajdonságuk a kvantum hatásfok (QE - quantum efficiency), mely a keletkező töltés és a kristályból a detektor érzékeny térfogatába érkező szcintillációs fotonszám hányadosa. Emellett fontos még a detektor erősítése, zaja, és felfutási ideje.

Jelenleg leggyakrabban PMT-eket használnak szcintillációs fény kiolvasására, így a PET detektorokban is. Magas erősítésük ($\sim 10^6$) és alacsony zajuk miatt minimális eltéréseket fogunk kapni a Poisson eloszlástól, és a keletkező töltés statisztikai bizonytalansága is kevesebb lesz. A PMT alapvetően egy vákuumcsőben elhelyezett fotokatódból és az elektronok

gyorsítását segítő elektródasorból (dinódák), valamint egy anódból épül fel. A fotokatód egy fényérzékeny elektróda, mely a beérkező fotonok hatására bocsát ki elektronokat meghatározott hatásfokkal (QE). A katód és az anód között kV nagyságrendű előfeszítés van az elektrontranszport és az erősítés biztosításához. A magas feszültség miatt a keletkezett elektronok hatékonyan csapódnak a dinódák anyagába. A dinódáknál a beérkező primer elektronok akkora energiára tesznek szert, hogy becsapódás utább több szekunder elektron keletkezik. Így a dinódasorozat végén, az anódnál $\sim 10^6$ nagyságrenddel felerősített elektronáramot tudunk generálni. Működéséből adódóan kevésbé érzékeny a hőmérsékletre, széles körben alkalmazható.

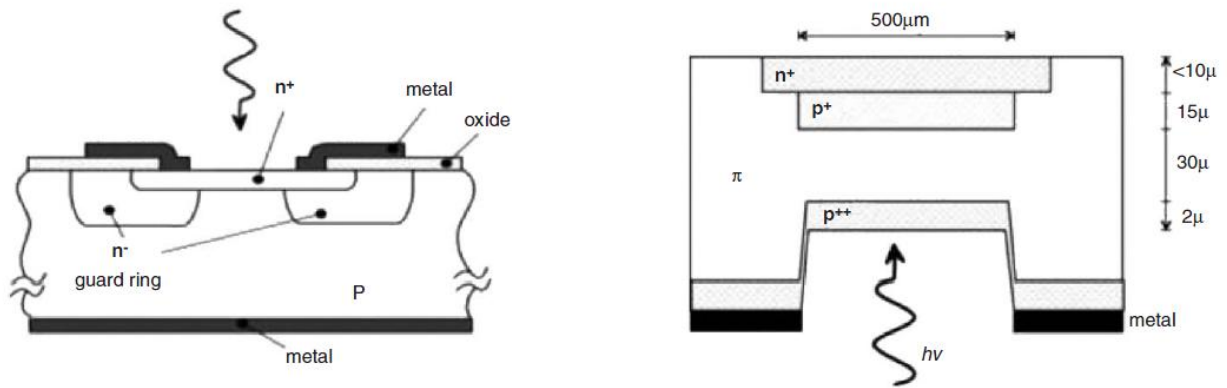
Hátránya, hogy viszonylag nagy méretű, és nagyfeszültségű tápegységre van szükség a működtetéséhez. Arányaiban drágább is, mint más típusú fotoelektron-sokszorozók. Rendkívül érzékeny a mágneses térre, ezért nem alkalmazható a kombinált PET/MRI rendszerben.

Többek között ezek a hátrányok vezettek egy másfajta detektor kifejlesztéséhez. A továbbiakban diplomamunkám fő témáját képező félvezető alapú fotoelektron-sokszorozókról lesz szó, melyek a legígéretesebbek a hagyományos PMT-k leváltására.

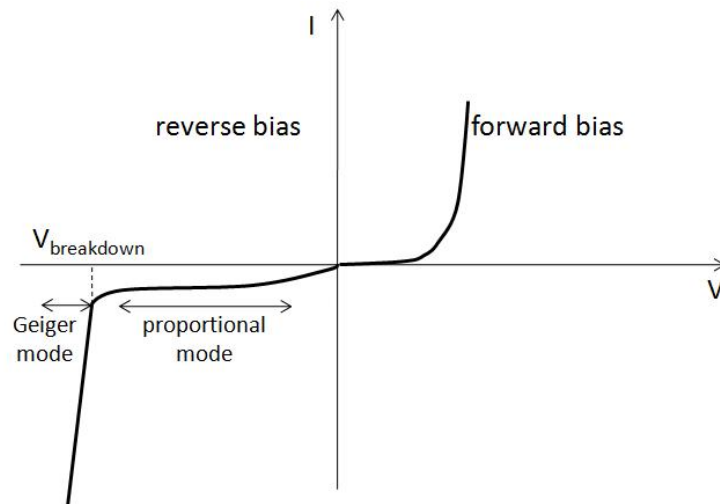
2.2. Félvezető fotoelektron-sokszorozók

Az előzőekben említett hiányosságok kiküszöbölésére új detektor típusra volt szükség [3]. A PIN fotodiódák nagyon hatékonyak voltak számos nagyenergiás fizikai kísérletben. Hátrányuk, hogy kiolvasásukhoz szükség van egy töltésérzékeny erősítőre, mivel nincs belső erősítésük, és nagy hőmérsékletfüggő zajuk van. Az 1960-as években a nagy áttörést McIntyre RCA-nál [4] és Hantz Shockley laboratóriumnál [5] végzett munkái jelentették. Lavina fotodióda (APD - Avalanche Photodiode) ötletüket a modelleken túl kísérleti elrendezésekkel is vizsgálták (5. ábra).

Folyamatos kutatások és a technológiai fejlesztések eredményeként az 1990-es években Oroszországban megszülethetett az első MRS APD (Metal-Resistor-Semiconductor Avalanche Photodiode) [6, 7]. Innen már egyértelmű volt a lépés. Fel kell osztani az MRS struktúrát különálló cellákra, és el kell látni őket individuális ellenállásokkal. A diódák előfeszítésének változtatásával kaphatunk lineáris vagy Geiger-módban működő lavina fotodiódákat. Ezek a detektorok kombinálják a hagyományos PMT-k (erősítés, gyorsaság) és a PIN diódák (olcsó, kicsi, magas kvantum hatásfok, érzéketlen a mágneses térre) jó tulajdonságait.



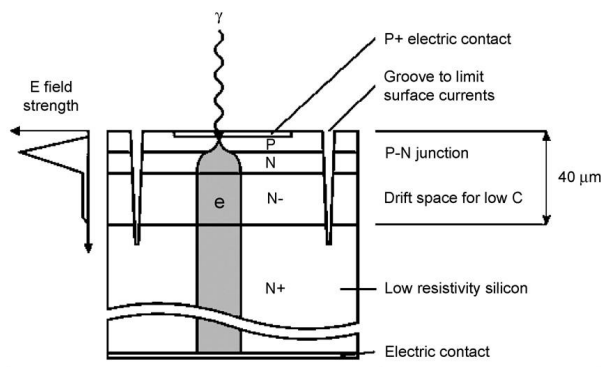
5. ábra. Az első egy fotonos szilícium fotodetektorok. A bal oldali Haitz, a jobb oldali McIntyre ötlete alapján. [3]



6. ábra. Egy p-n fotodióda áramerősség-feszültség karakterisztikája. Az ábrán fel van tüntetve a proporcionális és Geiger-módú működés tartománya.

2.2.1. A lavina fotodiódák működési elv

A lavina fotodióda működésének megértéséhez tekintsük a 6. ábrát, melyen egy p-n fotodióda áramerősség-feszültség karakterisztikája látható. Az APD-k negatív előfeszítés mellett a letörési feszültség felett, a proporcionális tartományban üzemelnek, ahol a létrejövő töltés arányos lesz az elnyelt fotonok számával [8].

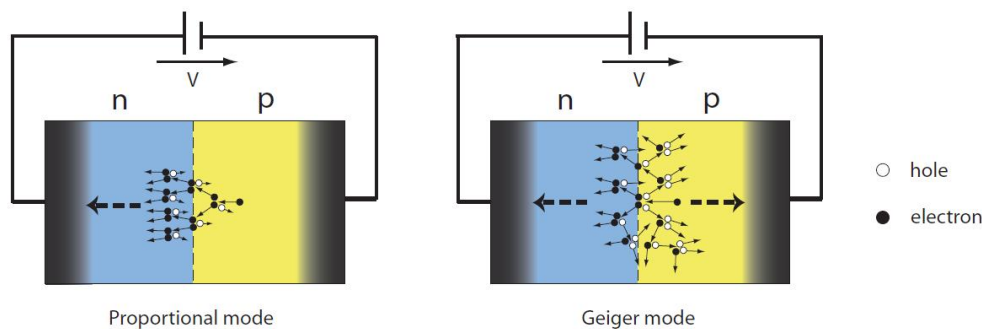


7. ábra. *Lavina fotodióda vázlatja és működési elve* [9]

Egy lavina fotodióda struktúrája és működési elve látható a 7. ábrán [9]. Az itt látható elrendezésben a beérkező foton egy elektron-lyuk párt vált ki a p-típusú szilícium rétegben. Az elektronok tovább áramlanak a p-n átmenetnél lévő nagy térerősségű régióba, miközben energiájukat tesznek szert. A felgyorsult elektronok útjuk során ionizálódnak és további elektronok keletkeznek, melyek ugyancsak tovább ionizálnak. Így alakul ki egy töltéslavina a dióda belsejében. Egy APD erősítése elérheti az 1000-szeres értéket, ami exponenciálisan nő a dióda előfeszítésével.

Az erősítés és a zaj jelentősen függ a hőmérséklettől. Az APD-eket mérsékelt belső erősítés mellett alacsony zajú külső erősítőn keresztül célszerű üzemeltetni, mivel nagyon érzékenyek a feszültség stabilitására és a hőmérsékletre. A külső erősítőt le kell árnyékolni, ha egy PET/MRI rendszerben szeretnénk alkalmazni. Az árnyékolás viszont jelentősen befolyásolja az MRI képet, így ez kevésbé alkalmas egy ilyen kombinált rendszer detektorának.

Tovább növelve a negatív előfeszítést eljutunk a dióda letörési pontjához (6. ábra). Néhány voltal a letörési pont fölött (negatív irányban) található az ún. Geiger-tartomány. Ebben az üzemmódban minden megfelelő hullámhosszúságú foton hatására kialakul egy korlátlan lavina a dióda kiürített rétegében. A proporcionális és a Geiger-mód közötti különbség a 8. ábrán látható.



8. ábra. *Proporcionális- és Geiger üzemmód közötti különbség.* [8]

Proporcionális üzemmódban az elektronok vesznek részt elsődlegesen a lavina kialakításában, melyek száma arányos az elnyelt fotonok számával. Geiger-módban az elektronok mellett a lyukak is beindíthatják a lavinát. Ilyenkor a diódában létrejövő töltés egységes lesz, nem függ a beérkező fotonok számától. Ha nem lenne más a rendszerben, akkor a kialakuló áram végtelenig nőne. Ahhoz, hogy ez a nagy áram ne tegye tönkre a diódát, korlátozó ellenállást kell sorba kötni a diódával (passzív korlátozás). Nagy áram esetén az ellenálláson eső feszültség korlátozza a diódára kerülő feszültséget. Ez a feszültségesés elegendően nagy ahhoz, hogy a letörési feszültség fölé kerüljünk, és ezáltal vége legyen a lavinafolyamatnak. A diódák belső kapacitása és a rendszer parazita kapacitásai miatt időre van szükség ahhoz, hogy a cellák újabb foton érzékelésére alkalmasak legyenek, azaz visszakerüljenek a letörési feszültség fölé (kisebb negatív feszültségre). Ezt az időt feléledési időnek nevezzük. Értéke a korlátozó ellenállástól függ.

A Geiger-módban működő diódánál akár egy foton is képes elindítani a lavinafolyamatot. A dióda számára teljesen mindegy, hogy egy vagy több foton okozta a lavinát, a kimeneten lévő jel mindig egységes lesz. Ezért bináris eszköznek tekinthető, vagyis csak azt tudja, hogy a diódát érte-e fény vagy nem. A gerjesztés intenzitásáról semmilyen információnk nincs. Ahhoz, hogy a beérkező fotonokról kapjunk információt, több diódát kell párhuzamosan kapcsolni, mindegyiket egyedi korlátozó ellenállással. Ezeket a diódákat nevezzük mikrocelláknak. Végeredményképpen a végső kimeneti töltés nagysága a megszólalt mikrocellák számával lesz arányos. Ez a feltételezés akkor igaz, ha a fluxus nem túlságosan nagy (a mikrocellák száma nagyobb, mint a beérkező fotonok száma), és minden mikrocellánál csak egy foton indította be a lavinafolyamatot. Ezek a feltételezések a PET esetében általában teljesülnek is.

A Geiger-módban működő lavina fotodiódáknak több, gyártótól függő elnevezésük van: silicon photomultiplier (SiPM), multipixel Geiger-mode avalanche photodiode (GM-APD vagy G-APD), multipixel photon counter (MPPC), solid-state photomultiplier (SSPM), single-photon avalanche diode (SPAD), pixelated Geiger-mode avalanche photon detector (PPD). A továbbiakban SiPM-ként fogok hivatkozni rá.

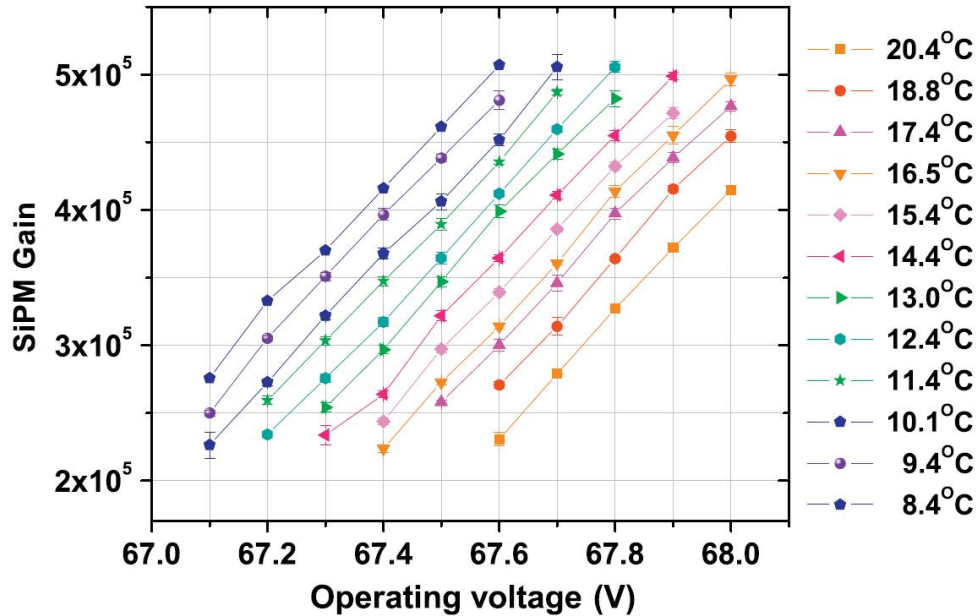
2.2.2. SiPM jellemzői

A SiPM-ek az utóbbi években rendkívüli fejlődésen mentek keresztül, és elértek egy olyan szintet, mely lehetővé teszi, hogy jelentős előrelépést eredményezzenek a PET berendezéseknél. Jelenleg a forgalomban lévő detektorok pixelei különböző számú (pár szántól néhány ezerig) illetve méretű ($25\text{-}100\ \mu\text{m}$) mikrocellából állnak. A piacon 1, 16 és 64 pixeles változatok kaphatóak.

	PMT	APD	SiPM
<i>Erősítés</i>	10^6	50-1000	$\sim 10^6$
<i>Felfutási idő [ns]</i>	~ 1	~ 5	~ 1
<i>QE @ 420 nm [%]</i>	~ 25	~ 70	$\sim 25 - 75(PDE)$
<i>Előfeszítés [V]</i>	> 1000	300 – 1000	30 – 80
<i>Hőmérséklet érzékenység [$\frac{\%}{\text{°C}}$]</i>	< 1	~ 3	1-8
<i>Érzékeny-e a mágneses térre?</i>	<i>igen</i>	<i>nem</i>	<i>nem</i>
<i>Ár/csatorna [€]</i>	> 200	~ 100	~ 50

2. táblázat. PET berendezésekhez alkalmazható detektorok összehasonlítása

A korábban szóba került detektorok jellemzőinek összehasonlítása látható a 2. táblázatban. A SiPM-ek belső erősítése (vagyis a keletkező töltéshordozók számának várható értéke egy gerjesztett mikrocella esetén) elérheti a hagyományos PMT-k erősítését ($\sim 10^6$), így nem kell használni külső erősítőt a működtetéshez. Ellenkező esetben lényegesen megnövelné a műszer költségeit, karakterisztikus idejeit, valamint méretét. Maga az erősítés viszont függ a hőmérséklettől és az előfeszítéstől (9. ábra), emiatt kalibrálni kell és kontrollált körülmények között érdemes használni [10].



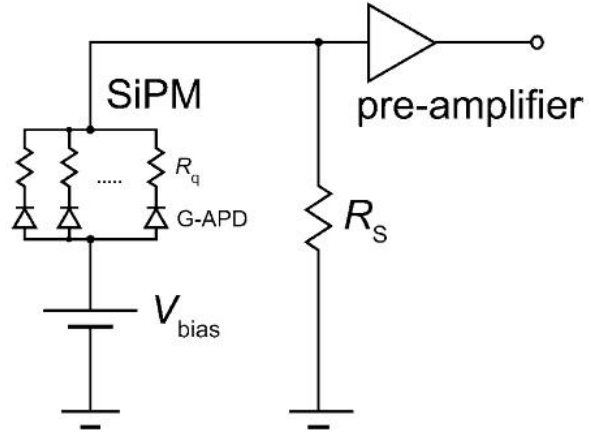
9. ábra. SiPM erősítésének függése az előfeszítéstől különböző hőmérsékleteken. [10]

Egy mikrocella erősítése (M) az (1) összefüggés alapján számolható.

$$M = \frac{(C_D + C_q) \cdot V_{ob}}{e}, \quad (1)$$

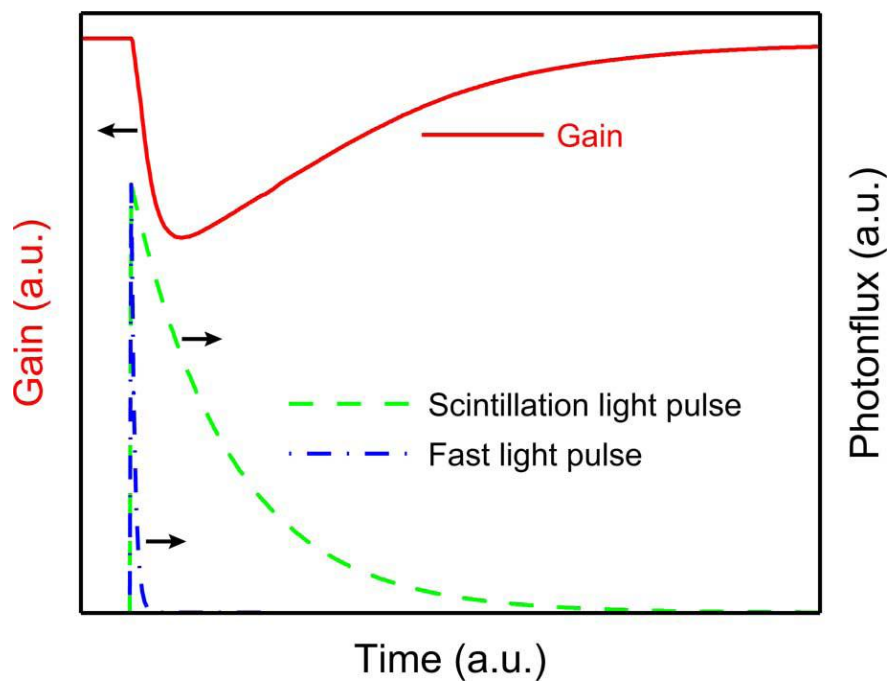
ahol e az elemi töltés, C_D a mikrocella kapacitása, C_q a korlátozó ellenállás parazita kapacitása, V_{ob} a letörési pont alatti (nagyobb negatív) feszültség. $V_{ob} = V_{bias} - V_{br}$, ahol V_{bias} az előfeszítés, V_{br} a letörési feszültség.

Fontos megemlíteni, hogy a SiPM erősítése nem állandó, ha a gerjesztés hossza nagyságrendileg megegyezik a kimeneti jel szélességével [11]. Ez a jelenség akkor lép fel, ha a SiPM-mel sorba van kötve bármilyen ellenállás. A 10. ábrán látható áramkörben az R_S a domináns ellenállás. Ha a beérkező fotonok hatására szabad töltés keletkezik a mikrocellában, akkor az R_S -en feszültségesés következik be az átfolyó áram hatására. Emiatt a V_{ob} is esik abszolút értékben ugyanannyival, ami erősítés csökkenést von maga után. Ennek nagysága függ a jelzett cellák számától és az R_S értékétől. Ha a gerjesztés nagyon rövid, akkor az erősítés változása nem hat jelentősen a kimeneti jelre (11. ábra).

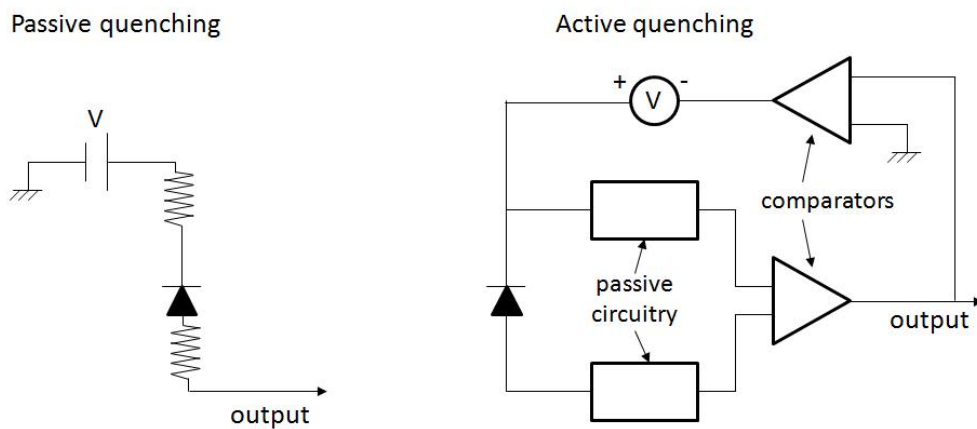


10. ábra. SiPM és kiolvasó áramkör sematikus ábrája. R_q a korlátozó ellenállás, V_{bias} a negatív előfeszítés. R_S segítségével a cellákból érkező áramot feszültséggé konvertáljuk. [11]

A SiPM-ek felfutási ideje is megegyezik a PMT-kével, míg a sima APD-é kb. ötszöröse is lehet. A felfutási idő a detektor időzítésénél játszik fontos szerepet. A felfutási idő mellett az előző fejezetben említett feléledési idő is fontos. A SiPM-ek esetében ezt szinte kizárólag a korlátozó ellenállás (quenching) befolyásolja. A létrejövő pulzus alakja függ az ellenállások minőségétől. Ezek az áramköri elemek viszont hőmérsékletfüggők, így változhat a jelalakunk, mely rontani fogja a jelfeldolgozást. Passzív levágást hosszú feléledési idő jellemzi, melyek jelentősen csökkenthetik a számlálási rátát és a dinamikus tartományt. Ahhoz, hogy elkerüljük ezeket, használhatunk aktív fojtó áramkört is (12. ábra), mellyel lényegesen növelhető a számlálási ráta. Hátránya, hogy drágább és nagyobb területigénye miatt csökkenti a detektor kitöltési tényezőjét.



11. ábra. SiPM erősítésének változása az idő függvényében, valamint egy szcintillációs és egy gyors fényimpulzus. Látható, hogy az átlagos erősítés jelentősen kisebb lehet, ha a gerjesztés időtartama egy nagyságrendbe esik a SiPM kimeneti jelének hosszával. [11]



12. ábra. SiPM mikrocellák fojtására alkalmazott passzív és aktív áramkörök sematikus ábrája. [8]

SiPM-eket a kvantum hatásfok (QE) helyett foton detektálási hatásfokkal (PDE - Photon Detection Efficiency) szokás jellemezni, melyet a (2) empirikus képlettel tudunk leírni [8]

$$PDE = QE \cdot FF \cdot GP \cdot RT, \quad (2)$$

ahol FF a geometriai kitöltési tényező (Fill Factor), mely az aktív és a teljes detektor felület hányadosa. GP (Geiger-Propability) a Geiger-folyamat létrejöttének valószínűsége bármely mikrocellában. Végül RT a feléledési idővel kapcsolatos tényező. A SiPM-ek tervezését döntően befolyásolja a dinamikus tartomány és a PDE közötti kompromisszum. Egyrészt megfelelő mennyiségű mikrocellára van szükség, hogy az eszköz lineárisan reagáljon a gerjesztésre (3)

$$N_{jelzett} = N_{teljes} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{primer} \cdot PDE}{N_{teljes}}}\right), \quad (3)$$

ahol N_{teljes} a detektor aktív területén lévő összes mikrocella száma, $N_{jelzett}$ a gerjesztett cellák száma és N_{primer} a detektor területére érkező primer fotonok száma. Viszont minden mikrocella körül van egy adott nagyságú holtter, amit az áramköri elemek foglalnak el és nem vesznek részt a detektálásban. Mivel ezeknek a holttereknek a nagysága nem változik, ezért ha több mikrocellát helyezünk el, akkor csökken a detektor aktív területe, vagyis csökken a kitöltési tényező. A megnőtt cellaszám miatt szélesebb lesz a dinamikus tartomány, de a lecsökkent FF miatt rosszabb PDE-t kapunk.

A (3) összefüggés feltételezi, hogy a gerjesztés pillanatszerű, valamint nem veszi figyelembe a következőekben részletesebben tárgyalt egyéb tényezőket.

A mikrocellákban a kisülés során előfordul, hogy a keletkezett töltéshordozók csapdába esnek a félvezető struktúra rácshibája miatt. Ezek a töltéshordozók egy bizonyos idő után valamilyen valószínűséggel kiszabadulhatnak, mely újabb kisülést indukál a cellában. Ezt a jelenséget nevezzük *afterpulsing*-nak. A gyors kiszabadulások nem befolyásolják jelentősen a mérésünket, mivel a mikrocella még nem épült fel a kisülésből. A problémát a csapdákból később kikerülő töltések okozzák. A kiszabadulás idejét a hőmérséklet csökkentése jelentősen megnövelheti [3, 12]. A Geiger-kisülés utáni afterpulsing valószínűségét (P_{ap}) t időpillanatban a (4) összefüggés írja le

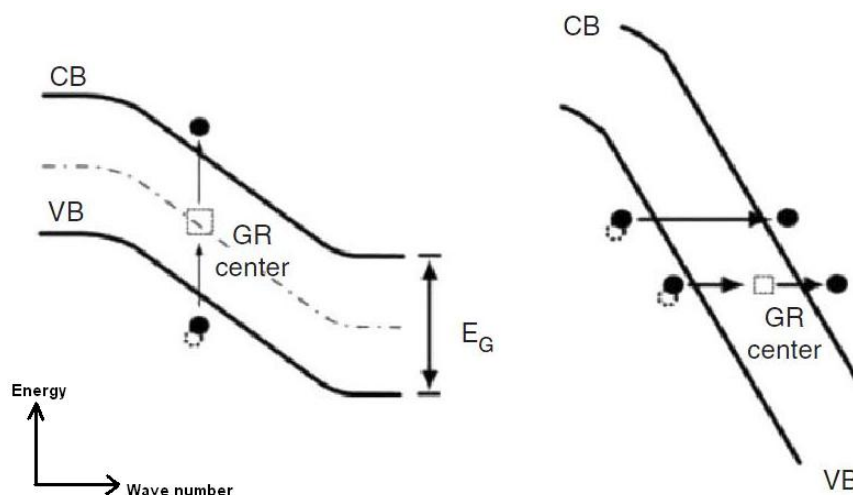
$$P_{ap}(t) = N_C \cdot P_t \cdot P_{Geiger} \cdot \frac{\exp(-t/\tau)}{\tau}, \quad (4)$$

ahol N_C a kezdeti kisülésben keletkező töltéshordozók száma, P_t a csapdába kerülés valószínűsége, τ a csapda élettartama, és P_{Geiger} az egy töltéshordozó által kiváltott Geiger-kisülés

valószínűsége. Az afterpulsing jelenség lecsökkenthető a cella feléledési idejének növelésével.

Egy másik jelenség, mely ugyancsak a cellában történő kisülésnél jelentkezik, az ún. optikai áthallás (optical crosstalk). Ez akkor lép fel, ha a kisülés alatt a szilícium tiltott sávszélességénél ($1,14\text{ eV}$) nagyobb energiájú fotonok keletkeznek, melyek a szomszédos pixelekben váltanak ki lavina folyamatot. Átlagosan 3 ilyen foton keletkezik 10^5 töltéshordozónként [13]. Ez egy sztochasztikus folyamat, mely hozzájárul a detektor zajának növekedéséhez. Az optikai áthallás valószínűsége négyzetesen nő a letörési pont feletti (negatív értelemben) előfeszítéssel, és nem függ a hőmérséklettől [14]. A jelenség a mikrocellák közötti optikai szigeteléssel csökkenthető.

Magát a kisülést kiválthatja egy beérkező foton, vagy bármilyen szabad töltéshordozót indukáló jelenség. Ezek a töltéshordozók keletkezhetnek termikusan vagy elektromos tér (alagutazás) segítségével (13. ábra). Az így keletkező jelet sötétáramnak (az irodalomban dark count-nak) nevezik.



13. ábra. Termikusan (bal) és elektromos tér segítségével (jobb) keletkező szabad töltéshordozók keletkezése a félvezető sáv szerkezetben, melyek lavina folyamatot indukálhatnak a mikrocellában. [3]

A termikusan keletkezett szabad töltéshordozók száma hűtéssel csökkenthető. $8\text{ }^\circ\text{C}$ -onként felére csökken a sötétáram. Az elektromosan keletkező töltéshordozók száma kisebb előfeszítéssel csökkenthető, ez azonban az elektromos tér és az erősítés csökkenését eredményezi. A sötétáram csökkenthető gyártástechnológiai megoldásokkal is, vagyis a generációs és rekombinációs központok (GR center), szennyeződések illetve kristályhibák minimalizálásával.

2.2.3. A SiPM-ek előnyei és hátrányai

Az előző fejezet alapján foglaljuk össze, hogy mik a SiPM előnyei és hátrányai a hagyományos PMT-vel és a proporcionális APD-vel szemben PET berendezésekben való felhasználhatóságukra koncentrálva [15, 16].

- **Előnyök**

1. **Érzékeny**: A SiPM-ek rendkívül érzékenyek, akár 1 fotont is képesek detektálni. Több mért eseménnyel javítható a képminőség, valamint alacsonyabb aktivitású radiofarmakon és hatásos lesz, csökkentve a páciens dózisát.
2. **Alacsony zaj (APD-hez képest)**: 1-2 fotoelektron szintnél a SiPM-ek sötétárama viszonylag magas, 1-3 $\frac{MHz}{mm^2}$. Szerencsére a PET vizsgálatoknál nem 1 fotoelektront mérünk, és a detektálás alsó határa általában 350 keV-ra van állítva a szórás kiküszöbölésére. Tekintettel a detektor magas PDE-jére (tipikusan 20%) és az általában használt szcintillációs kristályok magas fényhozamára, a PET vizsgálatoknál néhányszor 10 fotoelektronra számíthatunk. A sötétáram 3-4 fotoelektron szintnél, szobahőmérsékleten leesik kHz nagyságra, ezért a PET méréseket kevésbé befolyásolja.
3. **Nagy erősítés**: Az APD-hez képest magas, a PMT-vel megegyező az erősítésük ($\sim 10^6$). Ez két alapvető előnyhöz vezet. Ez egyik az, hogy meg tudjuk őrizni a detektor gyors időzítési képességét, csökkentve ezzel a zaj és pile-up valószínűségét, valamint növelve a detektor számlálási rátáját. Pile-up során az egyes mikrocellák jelei összeadódnak a közös kimeneten. A másik előny, hogy nem kell az elektronikának közvetlenül a detektor mellett lennie, ezzel rugalmasabb kialakítások kivitelezhetők. Alacsonyabb belső erősítés mellett szükség lenne egy külső erősítőre is, melyet hosszabb vezetékek nélkül, a detektor mellé kellene helyezni.
4. **Kis méret**: Kis méretük szorosabb elrendezést tesz lehetővé, mely függ attól, hogy a kábelek a detektor mely oldalán csatlakoznak. A sok, kicsi pixel miatt meg tudjuk határozni a kristályban a szcintilláció pozícióját. A DOI (Depth-of-Interaction) korrekció miatt a parallaxis hiba kiküszöbölhető. Hagományos PMT-knél a megfelelő térbeli felbontást pixelezett szcintillációs kristályokkal érik el. A SiPM esetében a kis pixelek miatt nincs szükség pixelezett kristályokra a jó térbeli felbontás eléréséhez, alkalmazható tömbi szcintillációs kristály, mely sokkal költséghatékonyabb.

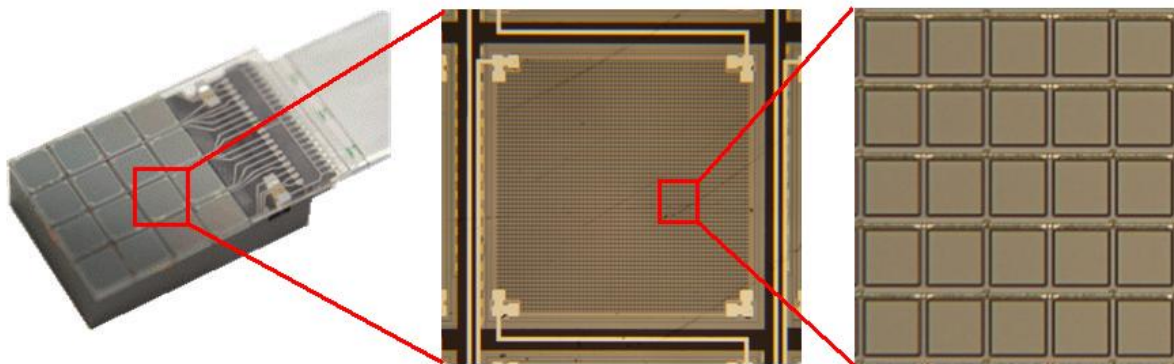
5. **MR kompatibilitás:** A félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók gyakorlatilag érzéketlenek a mágneses térre, így alkalmas egy multimoduláris PET/MRI rendszer létrehozásához a képminőség jelentősebb befolyásolása nélkül.

- **Hátrányok**

1. **Hőmérsékletfüggés:** A SiPM-ek letörési feszültsége változik a hőmérséklettel, emiatt a detektor erősítése, zaja és PDE-je sem állandó. Ez különösen MR-rel kombinált rendszerben kritikus, mivel a mágneses környezetben erős hőmérsékletváltozások léphetnek fel. Ennek megfelelően szükséges kalibrációs tesztek elvégzése, monitorozás és hőmérsékletszabályozás.
2. **Sok csatorna:** A detektor kiolvasásához a nagyszámú csatorna miatt gyors, hatékony alkalmazásspecifikus integrált áramkörre (ASIC - Application-Specific Integrated Circuit) van szükség. Jelenleg több csoport is részt vesz ilyen ASIC fejlesztésében, hogy meg tudják őrizni a SiPM-ek jó tulajdonságait. Speciális megfontolások szükségesek abban az esetben, ha MR-en belül szeretnénk működtetni, mivel a két rendszer interferálhat. Emiatt az AD konverziót a mágnesektől távol, a gyűrűn kívül kell végezni. Bár a SiPM-ek ára rohamosan csökken, de a sok csatorna kezelése miatt összességében még mindig egy nagyságrenddel drágább mm^2 -enként, mint egy pozíció érzékeny PMT.

3. Vizsgált detektor

Vizsgálataim középpontjában egy *SensL* gyártmányú, Geiger-módú Silicon Photomultiplier állt. A detektor típusa **SPMArray2**, mely az első kereskedelmi forgalomban kapható, pozíció érzékeny, többpixeles SiPM (14. ábra).



14. ábra. *SensL* által gyártott *SPMArray2* típusú SiPM

3.1. SensL SPMArray2 jellemzői

A detektor jellemző méreteit a 3. táblázat mutatja [17].

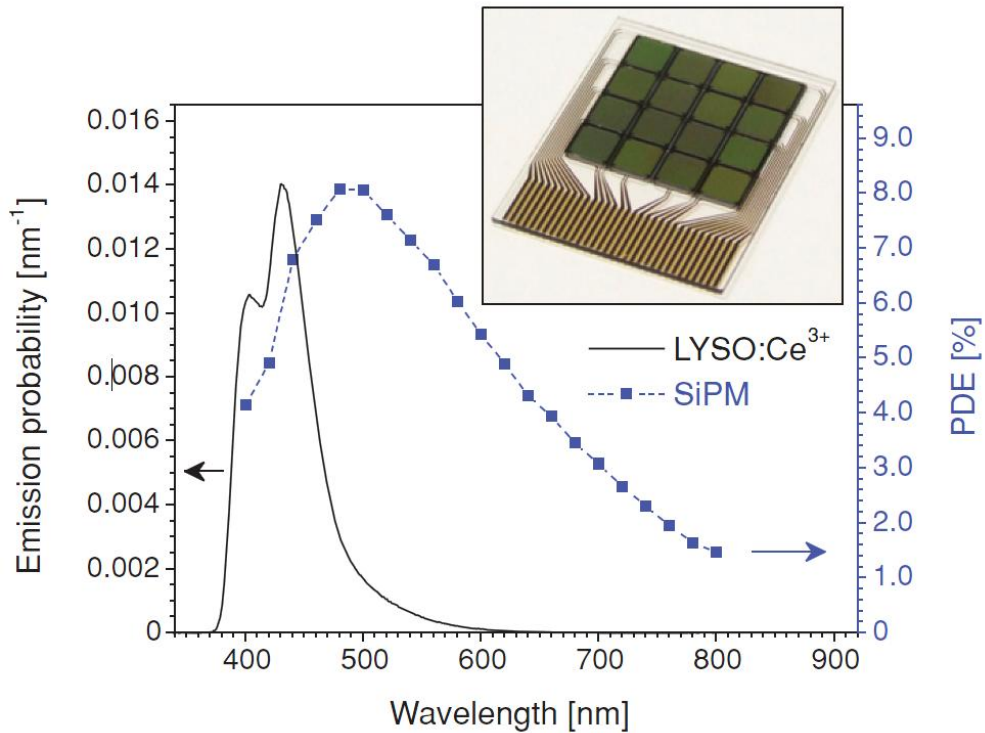
Paraméter	Tipikus érték
<i>Pixelek száma</i>	4 x 4
<i>Pixel chip terület</i>	3,16 x 3,16 mm ²
<i>Aktív pixel terület</i>	2,85 x 2,85 mm ²
<i>Mikrocellák száma/pixel</i>	3640
<i>Mikrocellák mérete</i>	31,25 x 30,6 μm ²
<i>Fedőüveg területe</i>	13,6 x 22,5 mm ²
<i>Fedőüveg vastagság</i>	550 μm

3. táblázat. *SPMArray2* jellemző méretei

A 16 pixel flip chip technológiával [18] van a fedőüveghez rögzítve. A mátrixon belül a pixel-pixel távolság 200 μm, míg a detektor 3 oldalánál csak 100 μm holttér van. Ennek eredményeképpen, ha több detektort szeretnénk összeilleszteni, akkor ez megoldható 200 μm holttérel. Így létre lehet hozni egy Nx1 vagy egy Nx2 detektorsort szoros illesztéssel. A szenzor negyedik oldalánál vannak megoldva a kivezetések. Minden egyes pixel kimeneti jele

külön van címezve egy árnyékolt 39 pin FPC (Flexible Printed Circuit) kábel felhasználásával. A 16 független csatorna egy előerősítőhöz csatlakozik, melyen keresztül az áramellátás és a vezérlés is biztosítva van. Az előerősítő egy 50 utas FFC-n (Flat Flexible Cable) keresztül csatlakoztatható egy feldolgozó egységhez. Az erősítés minden csatornára függetlenül történik AC csatolt jelekből.

A szenzor fedőüvegének fényáteresztő-képessége 400 nm-nél nagyobb hullámhosszúságú fényre több, mint 90 %. A detektor 400 és 850 nm közötti fényre érzékeny (15. ábra).

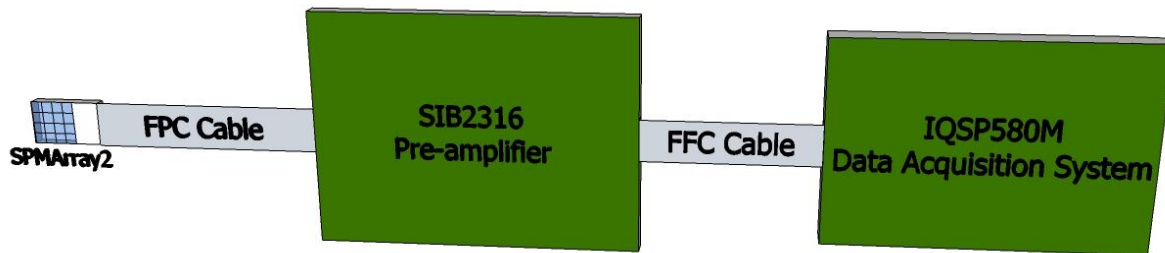


15. ábra. *SensL SPMArray PDE-jének (szaggatott kék vonal) összehasonlítása a LYSO:Ce³⁺ emissziós valószínűségével (fekete vonal) különböző hullámhosszakon. A detektor a letörési feszültség felett 2 V-tal volt üzemeltetve. [16]*

Az SPMArray2 viszonylag alacsony feszültségen üzemel (~ 30 V). A detektor negatív előfeszítésre lett kialakítva. A letörés $\sim -27,5$ V-on jelentkezik. A detektorok hagyományos CMOS technológiával készülnek, így a letörési feszültségnek kicsi az ingadozása ($\pm 0,2$ V).

3.2. Jelfeldolgozó rendszer

A felépített detektorrendszer vázlata a 16. ábrán látható.



16. ábra. A vizsgált detektorrendszer vázlata. Az ábrán látható az *SPMArray2* típusú *SiPM*, a *SIB2316* előerősítő és az *IQSP580M* adatgyűjtő egység az összekötő kábelekkel.

3.2.1. Előerősítő

Az *SiPM* jel egy Vertilon által gyártott *SIB2316* Sensor Interface Board-ba jut. Ez az egység teremt mechanikai és elektronikai kapcsolatot két *SPMArray2* és egy külső adatfeldolgozó egység között. A *SIB2316* és a *SiPM* közötti 2×16 csatornás kapcsolatot és a közös anód negatív feszültségét egy-egy FPC kábel biztosítja.

SIB2316 jellemzői:

- 2 x 16 csatorna
- Gyors előerősítő és diszkriminátor
- Változtatható diszkriminátor erősítés és energiaküszöb
- Állítható koincidencia-ablak (>5 ns)
- Beépített feszültségforrás a *SiPM* előfeszítéséhez
- Nem szükséges külső tápegység

3.2.2. Adatgyűjtő egység

A *SIB2316*-ból érkező jel egy FPC kábelen keresztül jut a Vertilon gyártmányú, *PhotoniQ IQSP580M* típusú, többcsatornás adatgyűjtő rendszerbe (DAQ - Data Acquisition System).

PhotoniQ IQSP580M jellemzői:

- 32 kapuzott adatgyűjtő csatorna
- Trigger ráta maximum: 390 kHz
- Rugalmas trigger beállítások: edge, internal, level
- Állítható integrálási paraméterek: periódus, eltolás
- Valós idejű erősítés korrigálás, háttérlevonás
- Grafikus felhasználói felület

A digitalizált adat a számítógéphez egy USB 2.0 kapcsolaton keresztül jut további feldolgozásra, kijelzésre és tárolásra. A szoftver segítségével a mérési eredményeket pC egységben kapjuk meg csatornánként (pixelenként), tehát a pixelekben keletkező össztöltést tudjuk mérni.

4. Vizsgálati eszközök, elrendezések és beállítások

4.1. Fényforrások

Méréseimet sugárforrások helyett különböző fényforrásokkal végeztem. Ezek könnyebben kezelhetők, valamint a jellemzői állíthatóak. Egy nukleáris forrásnál megfelelő fotonszám eléréséhez több időre van szükség, valamint nagy aktivitású minták kellenek, melyek biztonsági előírásai igen szigorúak.

A fényforrások a következők voltak:

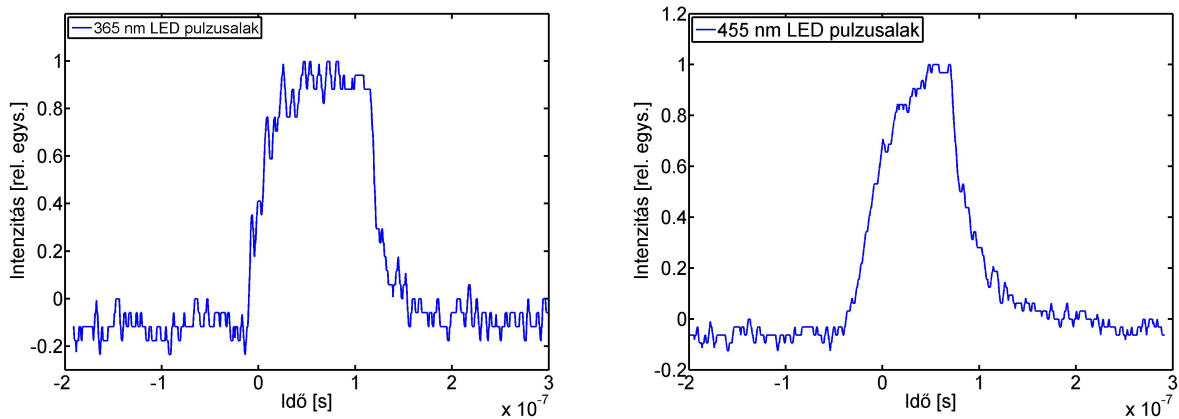
1. 404 nm -es, impulzus üzemű lézer
 - Gyártó: Power Technology Inc.
 - Model: LDCU12/5407 (j020338)
 - Max. teljesítmény: 500 mW
2. 455 nm -es LED
 - Gyártó: Thorlabs Inc.
 - Model: M455L2 (M00254163)

3. 365 nm-es LED

- Gyártó: Thorlabs Inc.
- Model: M365L2 (M00250456)

A LED-ek meghajtását egyedi, az Atomfizika Tanszéken készített áramkörök vezérelték. Az áramkörbe bele volt építve egy potenciométer, mellyel a LED-ben folyó áramerősség, vagyis a kijövő teljesítmény állítható. A kijövő teljesítményt Coherent gyártású FieldMaxII (0999A11R) típusú eszközzel mértem, melyhez csatlakoztatható látható és UV tartományban érzékeny mérőfej. Pontosabb rekonstruálhatóság érdekében a potenciométer ellenállásához kalibráltam a LED fénytelsítményét. Tehát, ha változtatom az ellenállást, akkor változik a LED-en átfolyó áramerősség, ami arányos a kijövő fénytelsítménnyel.

Fontos, hogy úgy válasszuk ki az anyagokat és a beállításokat, hogy a gerjesztésünk ne különbözzön jelentősen egy valódi szcintillációs eseménytől. Kísérleti eredmények bizonyítják, hogy a LYSO kristály UV tartományba eső gerjesztés hatására kialakuló emissió spektruma (fluoreszcencia spektrum), alig tér el a gamma sugárzás hatására kialakuló spektrumtól (szcintillációs spektrum) [19]. A LYSO szcintillációs pulzusa 100-120 ns körüli tartományba esik [20], alakja egy dupla exponenciális görbével közelíthető. A LED pulzusát úgy kell beállítani, hogy egy nagyságrendbe essen egy szcintillációs esemény pulzusával. A SiPM cellák feléledési ideje is közel esik ehhez a tartományhoz. A meghajtott LED-ek pulzusalakja a 17. ábrán látható, melyeket egy gyors ALPHALAS UPD-300 SP fotodiódával mértem (felfutási idő < 300 ps).

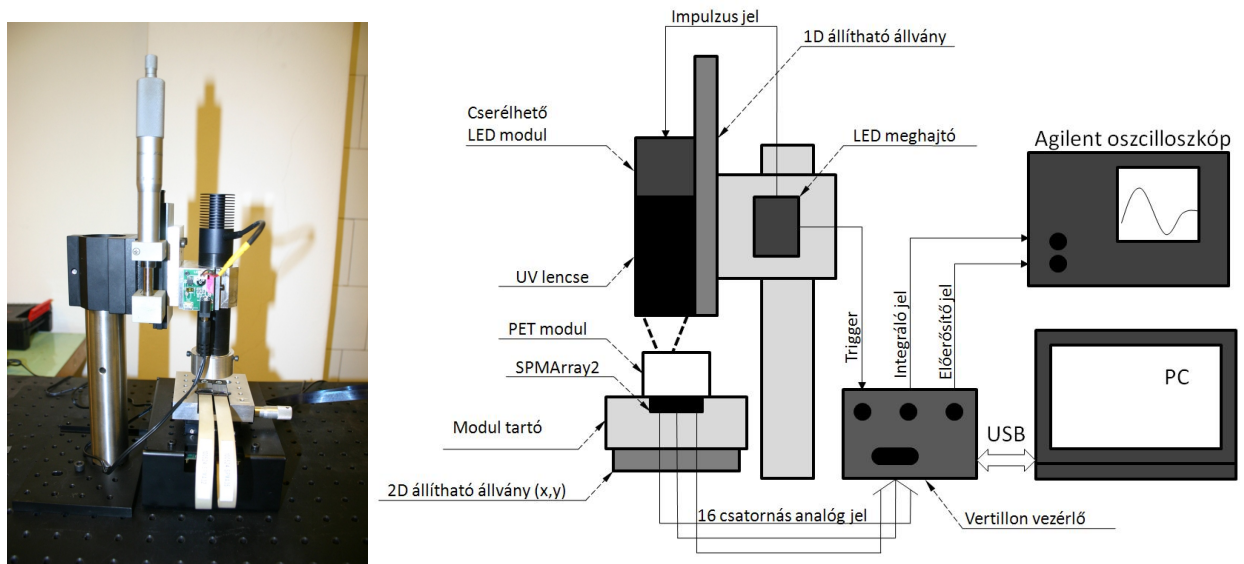


17. ábra. A 365 nm-es (bal) és a 455 nm-es LED pulzusalakja.

A 365 nm-es UV LED-et LYSO kristályok gerjesztésére használtam. A 455 nm-es LED spektruma hasonló a LYSO fluoreszcencia spektrumához, így a detektor tulajdonságai szcintillációs kristály nélkül is vizsgálhatóak. Mint láttuk ez azért fontos, mivel a SiPM-ek PDE-je jelentősen függ a hullámhossztól (15. ábra). Utóbbi LED-nek a linearitási tartomány mérésénél lesz fontos szerepe. A 404 nm-es impulzus üzemű lézert a detektor szögfüggésének meghatározásánál használtam.

4.2. Mérési elrendezés

A LED-es méréseknél a 18. ábrán látható elrendezést használtam.

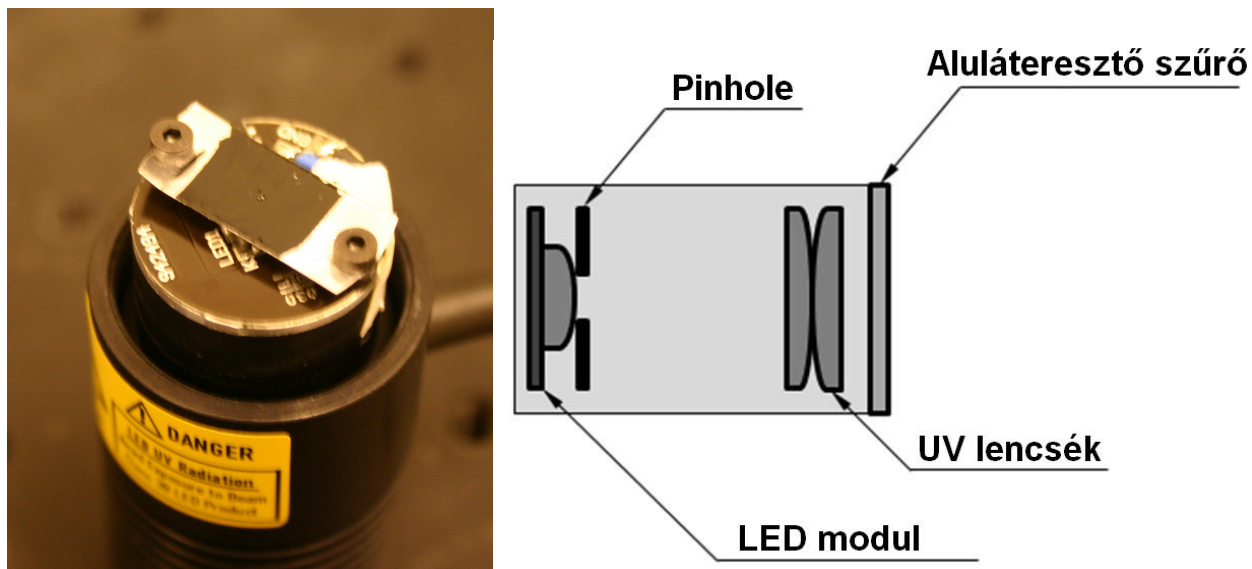


18. ábra. A LED-es méréseknél használt mérési elrendezés.

A meghajtó és kijövő jelek monitorozásához Agilent Technologies által gyártott Infinii Vision DSO-X 2012A típusú oszcilloszkópot használtam. Az állvány és az állítható tartó segítségével a tér mindhárom irányába tudtam pozicionálni és fókuszálni.

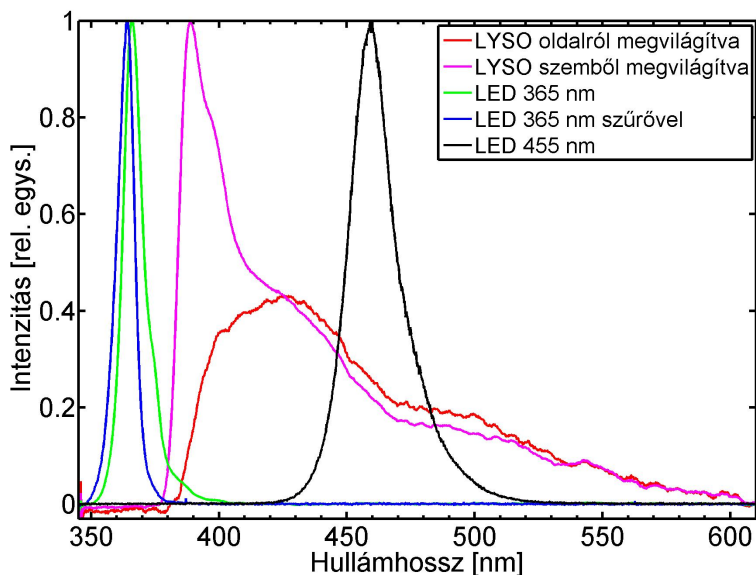
A LED-ek egy tubushoz voltak csatlakoztatva, melyben különböző optikai elemek voltak (19. ábra).

A LED chip fölé helyeztem egy $0,25 \mu\text{m}$ átmérőjű pinhole-t, hogy a detektor lineáris mérési tartományába csökkentsük a kijövő fénytelteljesítményt. A fény fókuszálását UV átteresztő lencsékkel oldottam meg. A lencsék után, a tubus végére még fel volt szerelve egy aluláteresztő szűrő is. A szűrőre a következő okok miatt volt szükség (20. ábra). A spektrumokat egy Ocean Optics által gyártott USB4000-XR1 típusú spektrométerrel vettem fel,



19. ábra. LED modul pinhole-lal (bal), valamint a tubus vázlatja (jobb).

majd később összeskáláztam őket.



20. ábra. 365 nm-es LED (aluláteresztő szűrővel és anélkül), 450 nm-es LED, valamint a LYSO spektrum oldalról és a spektrométerrel szemben megvilágítva.

A detektor pixelek a fedőüveghez kétkomponensű UV ragasztóval lettek rögzítve. Ez a ragasztó fluoreszkál, ha megvilágítom a 365 nm-es LED-del, ami nagy áthallást eredményez a pixelek között. A probléma az, hogy a LYSO 370 nm körül kezd áteresztetni, így

ha a detektorral szemben gerjesztem a kristályt, akkor a LED fénye is eléri az SPMArray2 felületét. A 20. ábrán láthatjuk a 365 *nm*-es LED spektrumát (zöld vonal). Ha a spektrométerrel szemben gerjesztjük a kristályt ezzel a LED-del, akkor a magenta színű vonallal jelzett spektrumot kapjuk. Ha viszont a LYSO oldalát világítjuk, vagyis elvileg nem kerülhet közvetlenül a LED-fénye a spektrométerbe, akkor a piros vonallal jelzett spektrumot kapjuk. Ebből láthatjuk, hogy az áteresztett fény gerjeszti a szenzor ragasztóját. Ahhoz, hogy ezt kiküszöböljük, egy olyan aluláteresztő szűrőt kellett alkalmazzak, ami 370 *nm* felett nem enged át. Az ilyen szűrővel kapott spektrumot a kék vonal mutatja. Így már nem jut át a LED fénye a kristályon, és a ragasztó fluoreszcenciája elhanyagolható. Az ábrán feltüntettem a 450 *nm*-es LED spektrumát is (fekete vonal).

A szögfüggés meghatározásánál a detektort egy forgatható állványra szereltem. A gerjesztés a 404 *nm*-es impulzus üzemű lézerrel történt, melynek nyalábját kollimáltam.

4.3. Mérési paraméterek

Minden vizsgálat során 10000 esemény töltését átlagoltam, majd ebből készítettem statisztikát. Az előfeszítés minden esetben -29,5 *V* volt (kivéve ahol a mérés az előfeszítés változtatását kívánta meg, pl. zajmérés). Az adatgyűjtésnél külső triggerelést használtam, mely a LED-ek meghajtó elektronikájába volt beleépítve. Ez minden fényimpulzus kibocsátással egy időben egy trigger jelet is generált. Ez alól a kivétel a szögfüggés meghatározása, ahol a 404 *nm*-es lézert használtam, és a Vertilon Photoniq program belső triggerelése állt rendelkezésre.

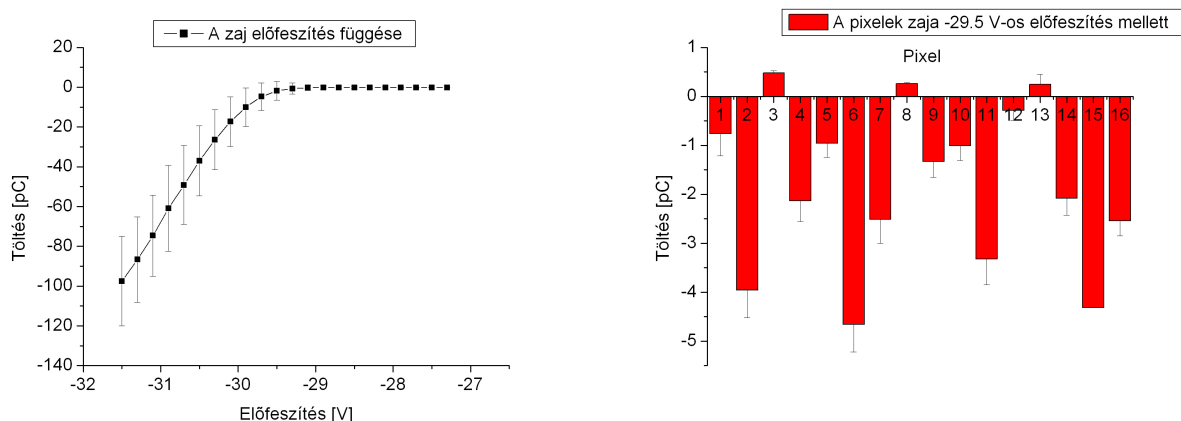
5. SensL SPMArray2 jellemző paramétereinek meghatározása

Diplomamunkám során kezdetben a SensL SPMArray2-t jellemző alapvető paramétereiket határoztam meg. Ezek a későbbiekben fontosak lesznek a detektor működésének jobb megértéséhez, valamint a műszer kalibrációjához és korrekciós értékeinek meghatározásához.

5.1. Zaj

A korábbiakban bemutatattam, hogy cellákban akkor is keletkezhet kisülés, ha nem érkezett foton a detektor érzékeny felületére. Ezt a sötétáramot a termikusan vagy alagutazással keletkezett töltéshordozók váltják ki. Ehhez még hozzáadódik a további elektronikai elemek zaja is.

A zajt különböző előfeszítés mellett vizsgáltam (-27,3 V-tól -31,5 V-ig). A gyártó által megadott adatok szerint a letörés -27,5 V-nál jelentkezik, míg az optimális működési feszültség -29,5 V. A mérési eredményeket a 21. ábra mutatja.



21. ábra. A detektor zaja különböző előfeszítés mellett (bal), és az optimális feszültségen (-29,5 V) működtetett SiPM csatornáinak zaja (jobb). A csatornák a különböző pixeleket jelölik.

Látható, hogy a detektor zaja, vagyis a sötétáram egy bizonyos feszültségig állandó, majd egy pont után (kb. -29,3 V) lineárisan nő az előfeszítéssel. A 21. ábra jobb oldalán látható, hogy a különböző csatornák, vagyis pixelek zaja igen eltérő, pozitív és negatív értéket is felvesz.

5.2. Linearitás

A detektor megismeréséhez elengedhetetlen paraméter a dinamikus tartománya, vagyis a szenzor válasza különböző intenzitású gerjesztésekre. A méréshez a 455 nm-es LED-et használtam, mellyel direkt megvilágítottam a pixeleket. A 455 nm-es LED spektruma közeli a LYSO fluoreszcencia spektrumához, így hasonló eredményeket kell kapjak, mint a 365 nm LED + LYSO rendszerrel gerjesztett esetben. Így kiküszöbölhető a LYSO abszolút konverziós faktorának meghatározása, mellyel meg lehet határozni, hogy adott intenzitású és hullámhosszú gerjesztésre pontosan hány fluoreszcens foton keletkezik a kristályban.

A nyalábot úgy defókuszáltam, hogy átmérője a detektor felületénél éppen nagyobb legyen a pixel aktív területének a méreténél. Így minden mérésnél a pixel teljes felülete meg lett világítva, vagyis az összes mikrocellát gerjesztettem. A fény intenzitását potenciométerrel változtattam, és a következőképpen kalibráltam.

Ellenállás [Ω]	Telj. [nW]	Telj. pinhole [pW]	Fotonszám pinhole $\left[\frac{\text{foton}}{\text{pulzus}}\right]$
0,04	844	10500	2334
5	454	5670	1260
10	268	3350	745
20	118,4	1480	329
30	57,2	715	159
40	31,2	390	87
50	16,5	210	47
60	9,6	120	27
70	7	87	20
80	4,8	60	13
90	3,3	41	9
104	1,8	22	5

4. táblázat. A 455 nm-es LED modul kalibrálási értékei. A táblázatban a potenciométer különböző ellenállásértékei mellett kijövő fényteljesítményeket láthatjuk. A második oszlop a pinhole nélküli, a harmadik oszlop pedig a pinhole-lal együtt kapható értékeket mutatja. A negyedik oszlopban a detektor érzékeny területét érő fotonszám látható (pinhole-lal).

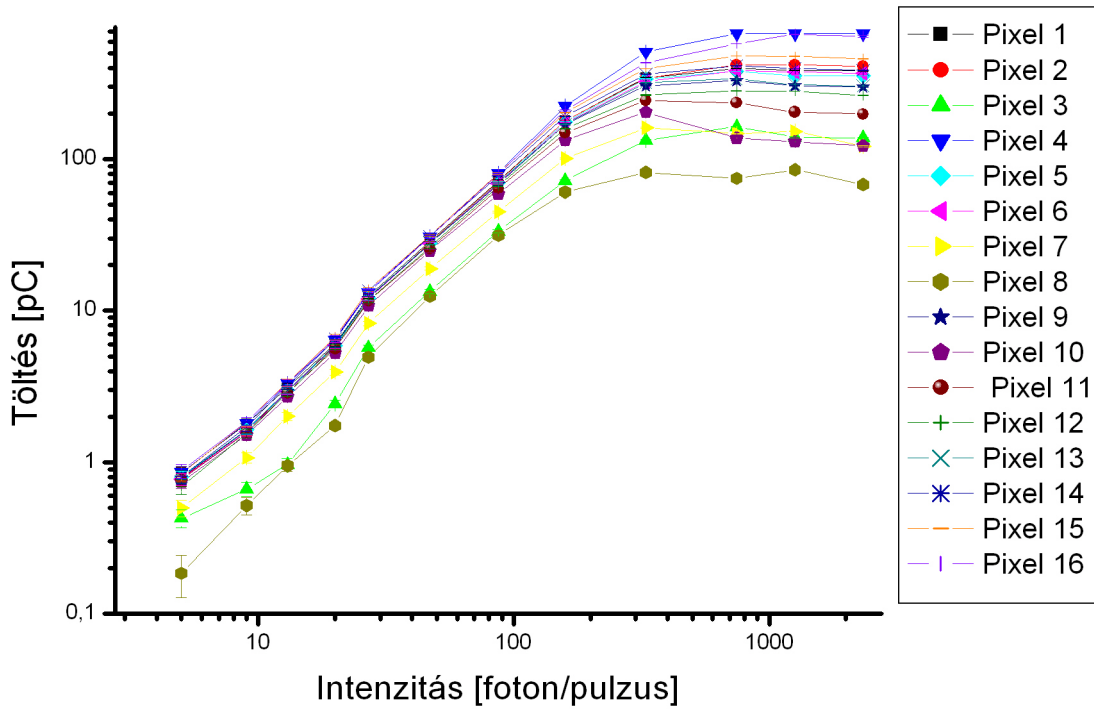
A potenciométer ellenállásának függvényében határoztam meg a kijövő fényteljesítményt (4. táblázat). A pinhole-lal ellátott LED modul fényintenzitása viszont olyan alacsony (kivéve a legnagyobb értékeket), hogy a Coherent FieldMaxII érzékenységi szintje alatt van. Ezért első lépésben pinhole nélkül mértem meg a potenciométer különböző ellenállásértéke melletti fényteljesítményeket. Ezt követően visszahelyeztem a pinhole-t és megmértem az érzékenységi szint felett lévő két legnagyobb fényintenzitás értéket. Kiszámoltam az adott

ellenállásértékhez tartozó pinhole-lal/pinhole nélkül arányokat, és ezek alapján meghatároztam az érzékenységi szint alatt lévő fénytéljesítményeket. Az egy pulzus alatti fotonszámot (N_{foton}) az (5) képlet alapján számoltam

$$N_{foton} = \frac{P \cdot A_{pixel} \cdot t \cdot \lambda}{A_{telj} \cdot h \cdot c} \cdot K, \quad (5)$$

ahol P a fénytéljesítmény, $A_{pixel} = 3,48 \text{ mm}^2$ a pixel érzékeny területe, $t = 100 \text{ ns}$ pulzushossz, $A_{telj} = 17.055 \text{ mm}^2$ a teljesítménymérő érzékeny területe, $\lambda = 455 \text{ nm}$ a LED hullámhossza, h a Planck-állandó, c a fénysebesség vákuumban és $K = 4,74$ pedig a LED spektrumából, valamint a Coherent mérőfej érzékenységi görbájéből adódó korrekciós faktor.

Az előzőekben ismertetett kalibráció után 12 pontban megmértem a detektor linearitási görbáját (22. ábra).



22. ábra. *SPMArray2* összes pixelének linearitási görbéi.

Látható, hogy a legtöbb pixel egyformán viselkedik, de vannak kiugróak is (pixel 3 és 8). Az eredményeket logaritmikus skálán tüntettem fel, mivel az eltérések igen nagyok az egyes pixelek között. Minél nagyobb a gerjesztés intenzitása, a görbék annál jobban szétválnak,

míg végül a telítési értékek között akár egy nagyságrend eltérés is tapasztalható. A telítés akkor következik be, amikor már a pixel összes mikrocelláját érte gerjesztés. A telítési értékek közötti eltérés abból adódhat, hogy egy pixelen belül különböző számú mikrocella működésképes. A jobb megismerés érdekében a görbék lineáris szakaszára $y = m \cdot x + b$ alakú egyenest illesztettem, melynek paraméterei az 5. táblázatban láthatóak.

	m [$pC \cdot pulzus/foton$]	b [pC]
<i>Pixel 1</i>	$0,9980 \pm 0,0039$	$-6,45 \pm 0,075$
<i>Pixel 2</i>	$0,9923 \pm 0,0036$	$-6,56 \pm 0,073$
<i>Pixel 3</i>	$0,3700 \pm 0,0033$	$-2,47 \pm 0,050$
<i>Pixel 4</i>	$1,3341 \pm 0,0040$	$-9,55 \pm 0,070$
<i>Pixel 5</i>	$0,9545 \pm 0,0038$	$-6,09 \pm 0,065$
<i>Pixel 6</i>	$0,9416 \pm 0,0034$	$-6,00 \pm 0,064$
<i>Pixel 7</i>	$0,5058 \pm 0,0028$	$-3,03 \pm 0,052$
<i>Pixel 8</i>	$0,2780 \pm 0,0027$	$-2,01 \pm 0,046$
<i>Pixel 9</i>	$0,8954 \pm 0,0033$	$-5,68 \pm 0,060$
<i>Pixel 10</i>	$0,6534 \pm 0,0036$	$-3,74 \pm 0,061$
<i>Pixel 11</i>	$0,7518 \pm 0,0030$	$-4,38 \pm 0,060$
<i>Pixel 12</i>	$0,8068 \pm 0,0034$	$-5,19 \pm 0,065$
<i>Pixel 13</i>	$0,9327 \pm 0,0033$	$-5,96 \pm 0,062$
<i>Pixel 14</i>	$1,0633 \pm 0,0035$	$-6,99 \pm 0,070$
<i>Pixel 15</i>	$1,1317 \pm 0,040$	$-7,62 \pm 0,077$
<i>Pixel 16</i>	$1,1919 \pm 0,041$	$-8,4 \pm 0,076$

5. táblázat. *SPMArray2* pixelek lineáris tartományaira illesztett egyenesek paraméterei.

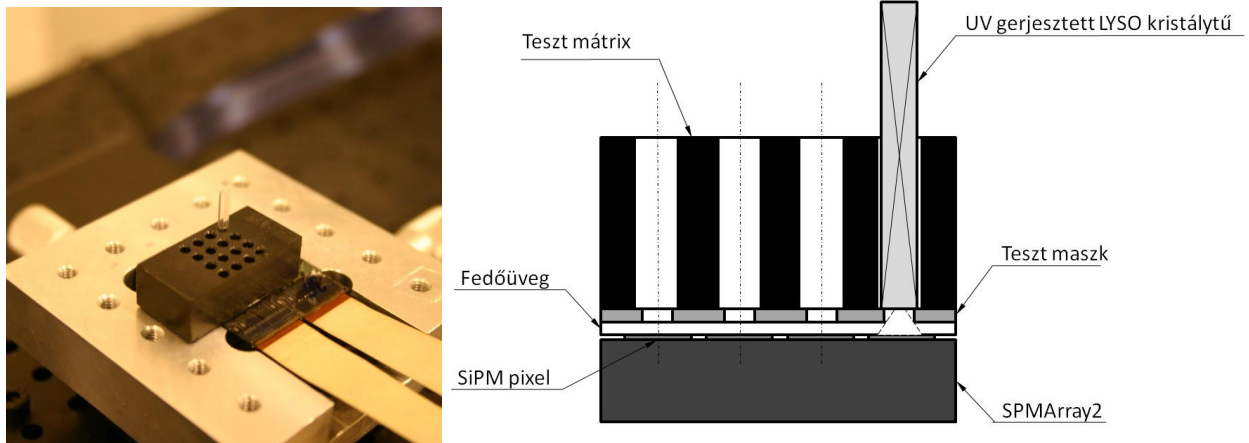
A paraméterek értékeiből is megfigyelhető, hogy legérzékenyebb (4) és a legkevésbé érzékeny (8) pixel meredekségei között majdnem egy nagyságrend eltérés van. A különbségek gyártási problémákra vezethetők vissza. A pixelek félvezető struktúráinak kis eltérése is befolyásolhatja az érzékenységet. Tovább súlyosbítja a problémát az FFC kábel rossz érintkezése. Kis mozgásra jelentősen tud változni az egyes pixelek érzékenysége.

5.3. Uniformitás és optikai áthallás

Láttuk, hogy a különböző pixelek zaja jelentősen eltér. Most vizsgáljuk meg, hogy a adott jelre a pixelek hogyan reagálnak, mennyire adnak le egységes jelet, vagyis milyen az uniformitásuk.

Az elméleti bevezetőben az optikai áthallás (optical crosstalk) a mikrocellák között volt definiálva. Jelen esetben a pixelek közötti áthallást vizsgálom.

A fenti két paraméter meghatározásához egy külön teszt-mátrix megtervezésére volt szükség, mely a 23. ábrán látható.

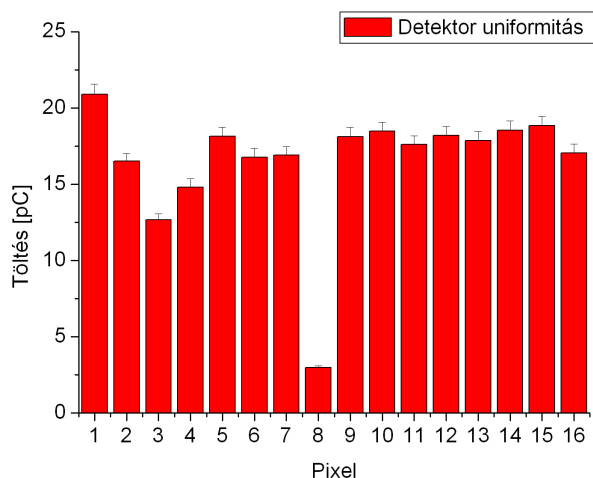


23. ábra. Az optikai áthallás és uniformitás mérésekhez készített modul képe (bal) és vázlata (jobb). Látható a pixelek fölé helyezhető LYSO kristálytű.

A mátrix úgy lett tervezve, hogy a gerjesztett $1,5 \times 1,5 \times 20 \text{ mm}^3$ -es kristálytűből jövő fény csak a detektor egy pixelét érje. Ahhoz, hogy ezt biztosítani lehessen, a mátrix aljára még egy feketére festett maszkot is ragasztottam. A maszk apertúrája négyzet alakú. Mérete akkora, hogy kristálytűből jövő fény a pixelnek majdnem a teljes érzékeny felületét megvilágítsa, de a szomszédos pixelt ne érje. A gerjesztéshez a 365 nm -es LED fényét a kristály tetejére fókuszáltam. A LED teljesítményét úgy állítottam be, hogy a detektorban keletkező töltés a linearitási tartomány közepébe essen. Ezt úgy értem el, hogy megmértem egy pixelnél a potenciométer különböző ellenállásértéke (vagyis különböző fényteljesítmények) mellett keletkező össztöltést, majd megnéztem, hogy melyik érték esik a lineáris tartomány közepébe. Ezek alapján a 20Ω potenciométer ellenállás melletti teljesítménnyel mértem.

Az uniformitás mérés eredménye a 24. ábrán látható. A SPMArray2 adatlapja azt mondja, hogy pixelek válaszai alig térnek el. A pixel válaszok szórását a normális szórás és a medián hányadosaként definiálja, és azt állítja, hogy ez kisebb, mint 10%. Méréseim alapján a fent definiált szórás 22,8%. Ha nem vesszük figyelembe a szemmel láthatóan rosszul működő 8-as sorszámú pixelt, akkor ez jelentősen csökken (10,5%), de még éppen nagyobb, mint a hivatalosan megadott felső határ. Szóval a detektor nem tekinthető homogénnek, a pixelek válaszai eltérők.

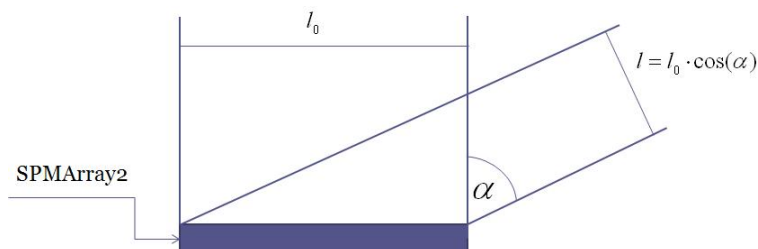
A megvilágított pixelek szomszédai minden esetben zajszintűek voltak, és nem volt semmilyen korreláció a pixelek között. Így elmondható, hogy ebben az elrendezésben és ekkora



24. ábra. A detektor uniformitása. Minden pixel azonos intenzitású fényvel lett gerjesztve, és figyeltük a keletkező össztöltést.

fényintenzitás mellett nincs optikai áthallás a pixelek között.

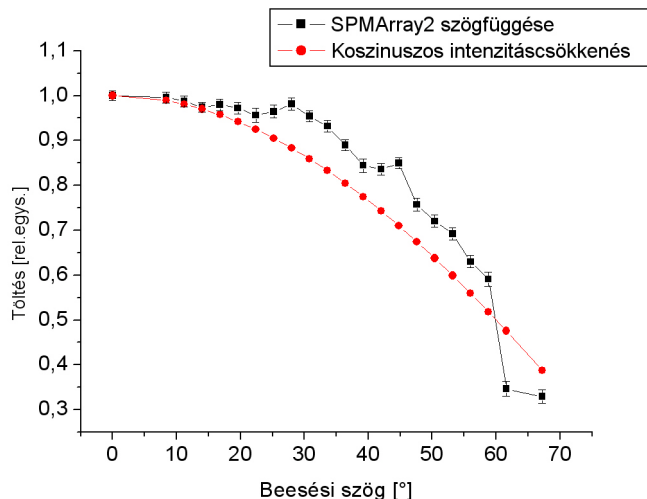
5.4. Szögfüggés



25. ábra. A detektort érő fénynyaláb méretének beesési szögtől való függése.

Nem függ össze teljesen a diplomamunkám többi mérésével, de későbbi szimulációk szempontjából fontos információ, hogy hogyan függ a detektálás hatásfoka a fény beesési szögétől. A detektort érő fénynyaláb mérete (ld. 25. ábra) valamint a felületen történő reflexió függ a beesési szögtől.

A detektort egy forgatható állványra szereltem, majd egy 404 nm-es impulzus üzemi lézerrel gerjesztettem. A nyalábot kollimáltam, hogy azonos intenzitású fény érje a SPMArray2 összes pontját. A lézer meghajtó jelét az Agilent oszcilloszkóp beépített függvénygenerátora szolgáltatatta. Mivel itt nem a szcintillációs esemény rekonstruálása volt a cél, hanem



26. ábra. Az *SPMArray2* jelének beesési szögtől való függése, valamint a koszinuszos intenzitáscsökkenés.

a detektor szögfüggésének meghatározása, ezért hosszabb pulzusokkal dolgoztam. A függvénygenerátorral $150 \mu s$ periódusidejű és $80 \mu s$ hosszú négyszögjelet állítottam elő. 0° -tól $67,2^\circ$ -ig mértem 22 pontban. Az összes pixel jelét átlagoltam.

A mérési eredményt a 26. ábra mutatja, melyen feltüntettem a koszinuszos intenzitáscsökkenést is. Látható, hogy a szögfüggés jellege viszonylag jól követi a koszinuszos csökkenést. A 60° körüli letörés a fedőüvegen történő totálreflexióból eredhet. A pixelek nem síkok, hanem valamilyen sruktúrát mutatnak ezért ugyancsak adódhatnak eltérések. Ez a szögfüggés javítható, ha a szcintillációs kristályt és a detektor fedőüvegét optikailag illesztjük, tehát nem hagyunk légrést a kettő között.

6. Fényeloszlás-mérések

Méréseim következő nagy csoportját az ún. fényeloszlás-mérések alkotják. A PET detektoroknál az egyik legfontosabb követelmény, hogy segítségükkel képesek legyünk meghatározni a LoR-t. Ez csak akkor lehetséges, ha pontosan tudjuk, hogy az annihilációs fotonok hol csapódtak a detektorba. Az elméleti bevezetőben felvázolt, PET képalkotásnál minden esetben jelenlévő befolyásoló tényezők (véletlen -, szórt koincidencia, annihilációs hossz, annihilációs fotonok irányainak párhuzamostól való eltérése) mellett a hagyományos PMT-k nagy mérete is befolyásolja a felbontást [21]. Hagyományos PMT-vel működő detektoroknál a szükséges térbeli felbontást a szcintillációs kristály pixelezettségével érik el (27. ábra).



27. ábra. A Mediso humán PET pixelezett szcintillációs kristálmátrixa. Az összerakás technológiáját az Atomfizika Tanszék fejlesztette ki.

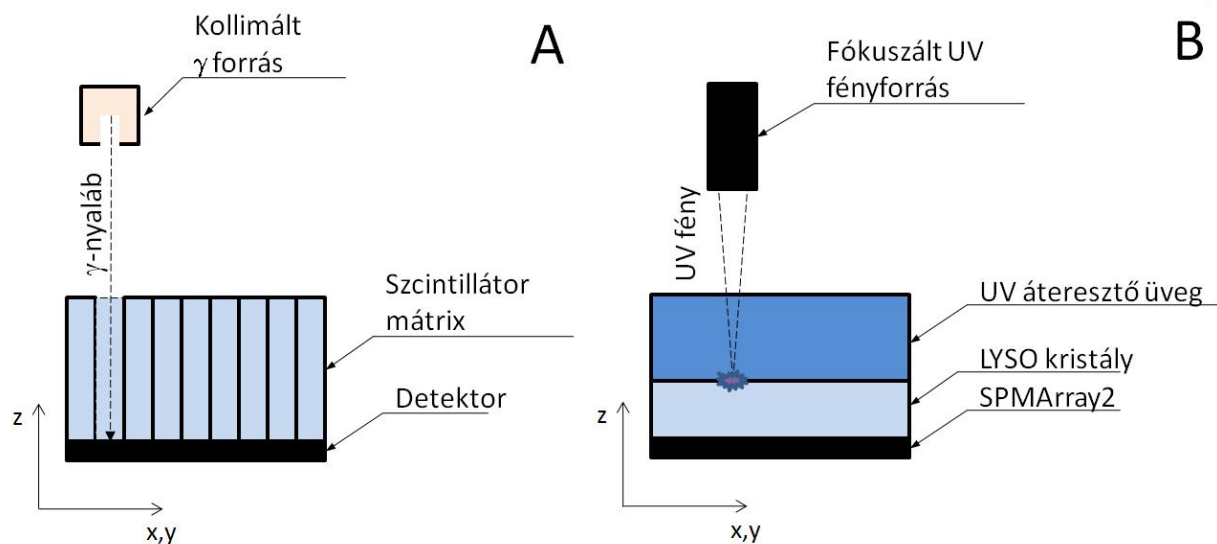
Minél kisebb a kristály, annál nagyobb lesz a felbontás, viszont statisztikai problémákba ütközünk a rekonstrukciónál, ha rövid a mérési idő és alacsony a radiofarmakon aktivitása. A legfőbb tényező a térbeli felbontás korlátozásában a non-collinearity, vagyis az antiparallel annihilációs fotonok mozgási irányának 180° -tól való eltérése. Emiatt nem is használnak klinikai PET berendezéseknél 4 mm -nél szélesebb kristálytűket. Az ilyen szcintillációs mátrixoknál előkerül a parallaxis hiba, vagyis nem tudjuk meghatározni, hogy a kristályban milyen mélységben történt a szcintilláció. Így hamis LoR-okat mérünk, főleg a PET gyűrű széléhez közeledve.

A SiPM-ek eleve pixelezettek így nem szükséges pixelezett mátrixok használata. Tömbi szcintillációs kristályokkal meg tudjuk határozni a DOI-t (Depth of Interaction), vagyis a szcintillációs esemény mélységét, így elkerülhető a parallaxis hiba. Ugyancsak nagy előnyük, hogy lényegesen olcsóbbak, mint a pixelezett kialakítás.

6.1. Kísérleti szcintillációs modul

Az irodalomban fellelhető kutatásokban többnyire 511 keV körüli γ fotonokkal gerjesztették a detektort, és így vizsgálták a tulajdonságait [16]. Ilyenkor a forrásból jövő fotonokat kollimálják, hogy egy néhány mm átmérőjű nyaláb érje a detektort (28/A ábra).

Az ilyen elrendezések nagy hátránya, hogy csak a γ nyaláb mentén tudjuk gerjeszteni a kristályt, és nincs direkt módszer, hogy meghatározzuk, hogy milyen mélységben történt

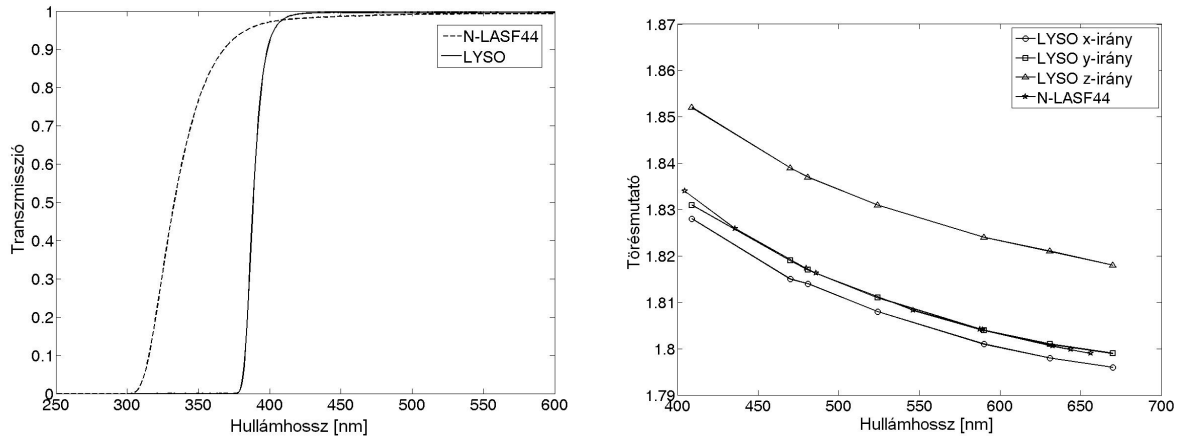


28. ábra. Hagyományosan használt kísérleti elrendezés PET modulok vizsgálatára (A), valamint a saját készítésű UV gerjesztésű rendszer (B).

a szcintillációs esemény. Így nincs esélyünk pontos információt kapni a DOI-ról. A γ forrás további problémája a nyaláb szélességének megfelelő megválasztása. Minél keskenyebb nyalábot alkalmazunk, annál pontosabban tudjuk a szcintilláció laterális pozícióját. Viszont minél kisebb a kollimátor átmérője, annál nagyobb aktivitású forrásra van szükségünk ahhoz, hogy megfelelő számú foton érje el a detektort. Így végül, ha megfelelő statisztikájú és pontosságú mérést szeretnénk végezni, akkor vizsgálatunk vagy nagyon időigényes lesz, vagy nagy aktivitású radioaktív forrást kell alkalmaznunk.

Az előbb vázolt problémák elkerülésére csináltuk a 28/B ábrán látható kísérleti szcintillációs modult. Az alapötlet az volt, hogy az UV LED fókuszálásával képesek vagyunk pontszerű gerjesztést létrehozni a szcintillációs kristály felületén. A modul megvalósításához különböző vastagságú, SCHOTT által gyártott, N-LASF44 UV áteresztő üvegeket, valamint LYSO kristályokat alkalmaztam. Az üveg és a kristály optikailag illesztve lettek a megfelelő felületek polírozásával, így nem volt szükség illesztő folyadékra. Az üveg a forrás felőli oldalon, vagyis a LED-hez volt közelebb, míg a LYSO a detektor felületén volt. Az üveg és a kristály vastagságainak változtatásával különböző mélységű fluoreszcens gerjesztéseket tudunk létrehozni. Fontos, hogy a megfelelő UV tartományban az üveg áteresztő legyen, és megegyezzen a törésmutatója a LYSO kristályéval. Így el lehet érni, hogy a fókuszált LED fényünk gyengítés nélkül áthaladjon az üvegen, majd a határnál létrehozza a pontszerű

fluoreszcens felvillanást a kristály felületén. Az anyagok hullámhossz-függő transzmisszióját és törésmutatóját a 29. ábra mutatja [22]. Előbbiek PerkinElmer által gyártott Lambda 35 UV/VIS típusú spektrométerrel lettek megmérve.



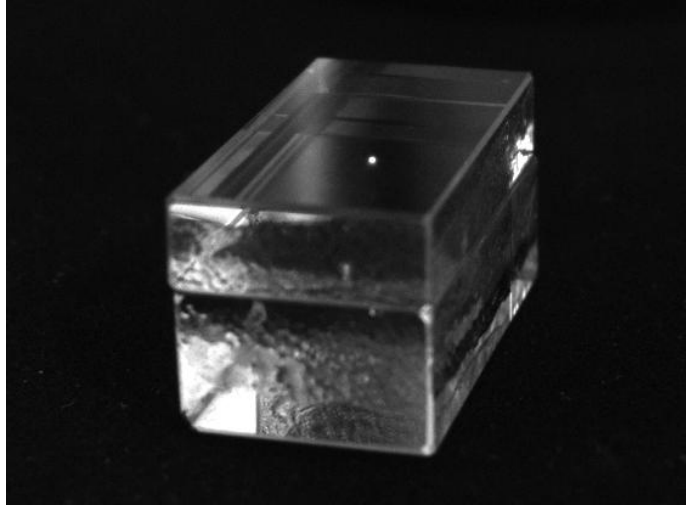
29. ábra. SCHOTT N-LASF44 és LYSO kristály hullámhosszfüggő transzmissziója (bal) és törésmutatója (jobb).

A 20. ábrán láthattuk, hogy a 365 nm-es LED spektruma 350 nm-től 380 nm-ig terjed, ha használjuk az aluláteresztő szűrőt. Ezen a tartományon az N-LASF44 transzmissziója 80% feletti, így alig gyengül az UV fény az üvegen való áthaladáskor. Az üveg és a LYSO törésmutatójában is kb. két századnyi eltérés van, ami minimális reflexiót eredményez a két közeg határán. A LYSO legnagyobb törésmutatóját figyelembe véve az átlagos reflexió a kristály-üveg határfelületen egy szcintilláció során 7,8%, ami elhanyagolható. Számítások szerint a 25 μm -es pinhole használatával laterálisan a fókuszolt átmérője 5 μm . A folt mélységi kiterjedését a nyaláb divergenciája határozza meg, nem pedig a behatolási mélysége, mely számítások szerint 1,4 mm. ZEMAX [23] program segítségével meghatározott folt mélységi kiterjedése 0,3 mm.

Méréseim során egy 10x10x20 mm^3 térfogatú üveg+LYSO párt használtam (30. ábra), melyből kétfajta elrendezés állt rendelkezésre:

1. 10x20x3 mm^3 LYSO + 10x20x7 mm^3 N-LASF44
2. 10x20x6 mm^3 LYSO + 10x20x4 mm^3 N-LASF44

Látható, hogy az első esetben a detektor felett 3 mm-re, míg a második esetben 6 mm-re történne a felvillanás a modulban. A függőleges irányú mozgatóval a megfelelő magasságba



30. ábra. *Optikailag illesztett $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 + $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO rendszer. Az ábrán megfigyelhető a pontszerű fluoreszcens gerjesztés a két közeg határán.*

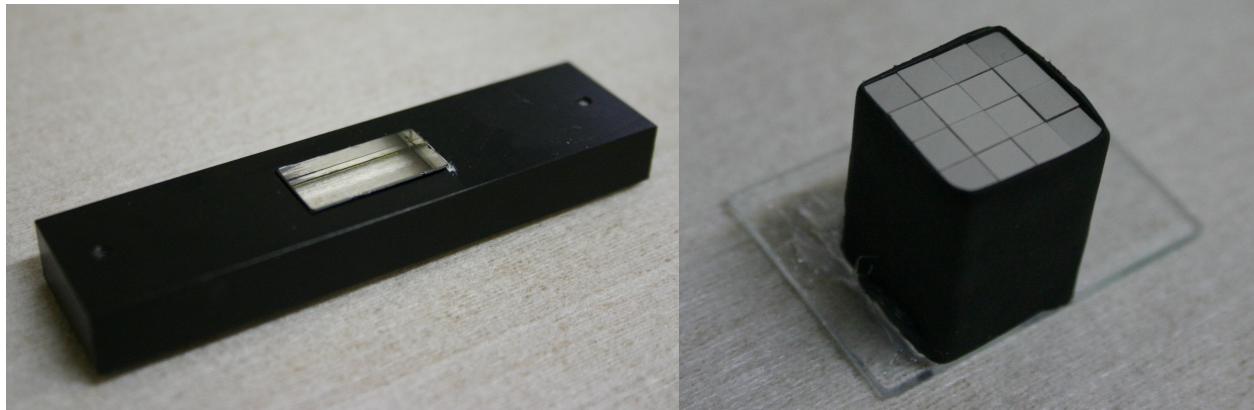
lehet fókuszálni, így el tudom érni, hogy a fókuszolt a kristály és az üveg között legyen. Vég-eredményképpen pontosan tudni fogom a gerjesztés pozícióját vagyis a Point of Interaction-t (POI).

Az optikailag illesztett blokkok oldalsó felületei le lettek lakkozva, majd feketére festettem ezeket a felületeket, hogy megakadályozzam ezekről a reflexiót.

Ahhoz, hogy össze tudjam hasonlítani a tömbi és a pixelezett modul viselkedését, készítettem egy 4×4 -es LYSO kristálymátrixot. A kristálytűk mérete: $3,5 \times 3,5 \times 20 \text{ mm}^3$. A kristálytűk közé 3M tükröződő fóliát tettem, majd összeillesztettem őket. A kész mátrixot egy $1,2 \text{ mm}$ vastag üveg fényvezetőhöz csatoltam. A folytonos tömbi és a pixelezett szcintillációs modulok a 31. ábrán láthatóak.

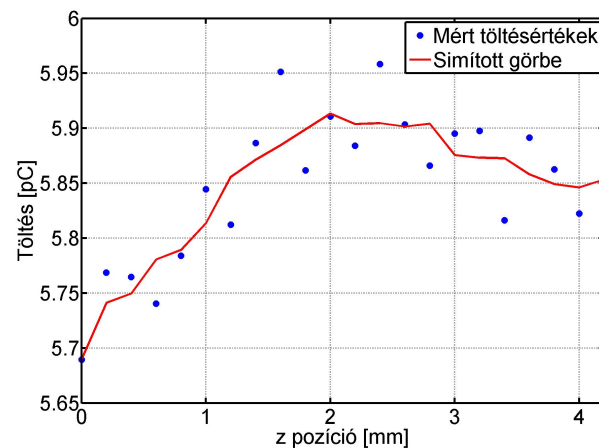
6.2. Mérési eredmények

Ebben a fejezetben bemutatott méréseim a tömbi és a pixelezett szcintillációs kristály összehasonlítására irányulnak. Azt várjuk, hogy a SPMArray2 detektorral a tömbi LYSO-val is meg tudjuk kapni a gerjesztés pozícióját. A fókuszfoltnak a LYSO kristály és az üveg közé pozicionálását a következőképpen végeztem el. Először is szemre beállítottam, hogy a fluoreszcens forrás a kristály felületén a legkisebb legyen. Ezt követően a z irányú mozgató segítségével megmértem, hogy hogyan függ a pixel töltése a fókuszolt átmérőjétől. A z irányú mozgató segítségével defókuszálom a foltot, és minél nagyobb az átmérő, elméletileg



31. ábra. A tömbi (bal) és a pixelezett (jobb) szcintillációs kristály modul képe.

annál kevesebb foton érkezik a pixel érzékeny területére, így kevesebb töltés keletkezik. Tehát a legnagyobb töltést adó z pozíció adja a legkisebb fókuszfoltot (32. ábra).



32. ábra. A fókuszfolt z irányú kalibrálási görbéje. A LED modul függőleges mozgásával be lehet állítani, hogy a fókuszfolt átmérője minimális legyen. Ebben az esetben éri a legtöbb foton a pixel felületét, vagyis ekkor kapunk maximális töltést.

Ezt követően az x - y koordinátarendszert kalibráltam. Ezt úgy végeztem, hogy a foltot a szcintillációs kristály egyik sarkához pozícionáltam, és meghatároztam azokat az x , y koordinátákat, ahol a mért töltés hirtelen leesik. Ebben a pontban van pontosan a kristály sarka, és ez a vonatkoztatási pontom.

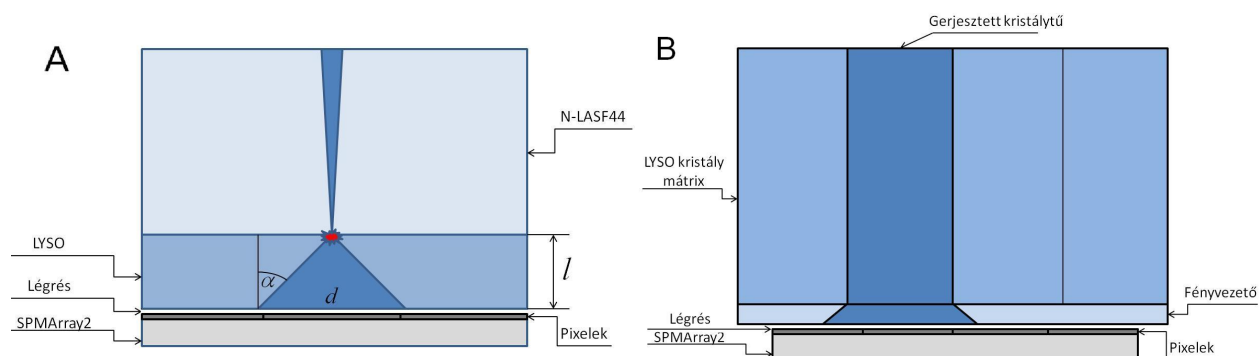
Ezeket a kalibrálási lépéseket elvégeztem mindegyik folytonos kristálymodulnál. A pixelezett mátrixnál nem volt szükség ilyen pontos pozícionálásra, mivel a tapasztalatok szerint

a gerjesztés mélységétől nem függ a kristályból kilépő fotonok száma. Így ott csak szemre állítottam be a fókuszfoltot.

6.2.1. Fényeloszlások

Fontos kérdés, hogy pontszerű gerjesztés hatására milyen fényeloszlás mérhető a detektoron. Ennek érdekében az előzőekben bemutatott kétfajta tömbi, valamint a pixelezett szcintillációs kristályon végeztem méréseket.

A folytonos, tömbi modul esetében a gerjesztési pontot az egyik pixel középpontja fölé pozicionáltam, majd megmértem a fényeloszlást. Ezt elvégeztem minden pixel felett. A pixelezett kristálmátrixnál a gerjesztési pont a kristálytű felső felületének közepén volt, és a kristálytűből jövő fényeloszlást mértem. Ezt is elvégeztem minden kristálytűnél.

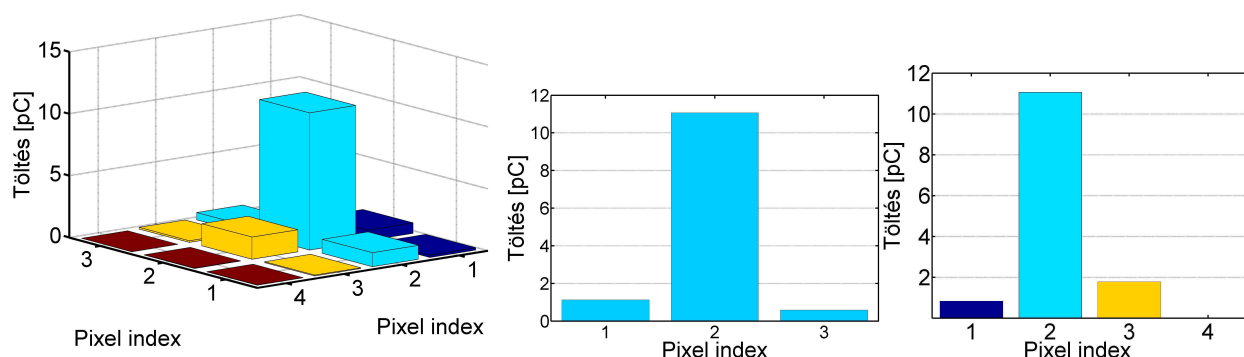


33. ábra. A tömbi (A) és a pixelezett (B) szcintillációs kristályokból kialakuló fényeloszlás sematikus, nem méretarányos ábrája. A kristályból kilépő fénykúp szögét a kristály-levegő határfelületnél lévő totál reflexió határozza meg első közelítésben.

A fluoreszcens fényforrás a tér minden irányában sugároz. Ha elhanyagoljuk első közelítésben a detektorral ellentétes irányban kilépő fénysugarak járulékát (az oldalsó falak nem reflektálnak a fekete festék miatt), akkor a detektorra csak az üveg-levegő határfelület teljes visszaverődése által meghatározott fénykúpból érkezik fény (33/A. ábra). A kúp alapjának átmérője (d) a gerjesztési pont kristályban való mélységétől függ (l). Tehát minél magasabb a kúpunk, annál nagyobb az alap átmérője. A gerjesztési pont mélységét a LYSO kristály vastagsága fogja adni (3 és 6 mm). A LYSO kristály törésmutatója $n = 1,82$. Ezek alapján a teljes fényvisszaverődés kritikus szöge az A esetben $\alpha = \arcsin \frac{1}{1,82} = 33,33^\circ$. Ebből a kúp alapjának átmérője $d = 2 \cdot l \cdot \tan(\alpha)$. Tehát a 3 mm vastag LYSO kristálynál $d_{3mm} = 3,94$ mm, míg a 6 mm-esnél $d_{6mm} = 7,89$ mm átmérőjű alapot kapunk.

A kristálmátrixnál más eljárással kell számolnunk (33/B. ábra). Ebben az esetben a gerjesztési pont a kristálytű felső felületének közepénél volt. Ennek hatására jó közelítéssel a kristálytű detektorhoz közelebbi teljes felszíne megegyező intenzitással fog világítani. A mátrixhoz optikailag csatolt 1,2 mm vastag fényvezetőben egy lekerekített csonka gúla fog kialakulni, mely alapjának átmérője a fenti megfontolásokkal $d_{matrix} = 5,7 \text{ mm}$.

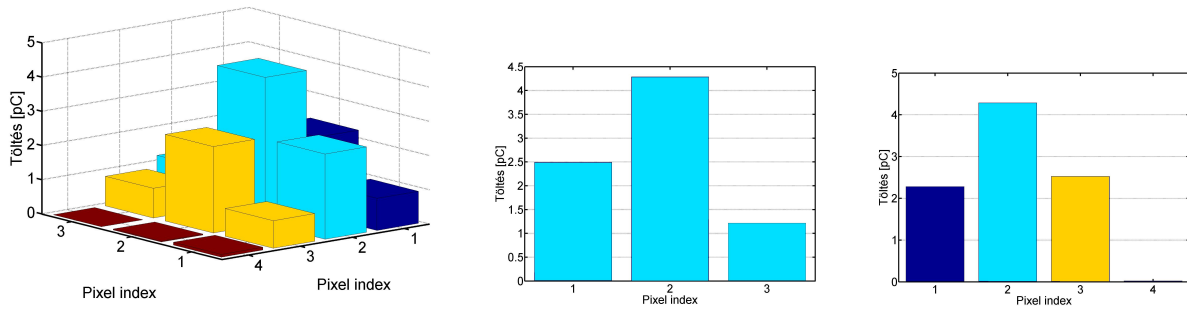
Az egy gerjesztési pontból a 34. és a 35., illetve az egy kristálytűből adódó fényeloszlásokat a 36. ábrák mutatják.



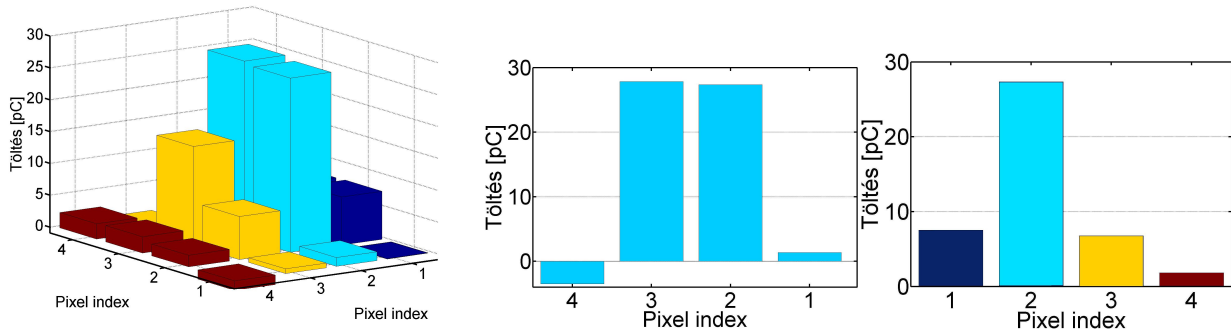
34. ábra. Egy pixel feletti gerjesztési pont fényeloszlása a $10 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ N-LASF44 tömbi szcintillációs modul használatával. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.

A 34. ábrán a $10 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ N-LASF44 üveg modullal készített eredmények láthatóak. Ebben az esetben a gerjesztési pont, vagyis a Point of Interaction (POI) a detektor felett 3 mm-re volt. A fénykúp alapjának átmérője kisebb, mint a pixel effektív területének átmérője, így a fényeloszlás szinte csak egy pixelre koncentrálódik. Ezt láthatjuk az ábrán lévő mért fényeloszlásból is, mivel a megvilágított pixel első szomszédainak átlagértéke $9,8 \pm 2,5\%$ -a a csúcértéknek. Az eloszlás közel szimmetrikus.

A $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 üveg modullal készített eredmények a 35. ábrán láthatóak. Itt a POI a detektor felett 6 mm-re volt. Ebben az esetben a fénykúp alapjának átmérője 7,89 mm, mely lényegesen nagyobb, mint egy pixel átmérője. Így a fény a szomszédos pixelekre is kiterjed, melyet a mért eredmények is mutatnak. Ebben az esetben az első szomszédok átlagértéke a csúcérték $49,7 \pm 15,4 \%$. Itt a megvilágított pixel értéke kevesebb, mint fele akkora (4,29 pC), mint a 3 mm mélységű gerjesztési pontnál (11,07 pC). Ez nem meglepő, mivel ugyanaz a fényteljesítmény nagyobb területen oszlik el. A fényeloszlás itt is viszonylag szimmetrikus.



35. ábra. Egy pixel feletti gerjesztési pont fényeloszlása a $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 tömbi szcintillációs modul használatával. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.



36. ábra. Egy kristálytű gerjesztéséből adódó fényeloszlás. A gerjesztési pont a LYSO felső felületének közepén volt. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.

A pixelezett kristálmátrixszal készült mérések eredményei a 36. ábrán láthatóak. Első pillantásra észrevehető, hogy különbözik az eloszlás jellege a tömbi kristályoknál tapasztalttal. Kevésbé szimmetrikus, valamint nincs egy kiemelkedő csúcsérték. Ezeknek több oka van. A kristály pixelei szélesebbek, mint a detektor pixelei, ebből kifolyólag nem lehetett megoldani, hogy precízen illeszkedjenek a kristálytűk a detektor pixeleihez. A másik különbség, hogy itt nem egy pontforrásunk volt, hanem egy LYSO kristálytű alapterület méretű fényforrás. Ennek hatására a fényvezetőben egy igen széles ($5,7 \text{ mm}$) alapú csonkagúla fog kialakulni, mely több pixelre is kiterjed, és centruma nem a detektorpixel közepénél van. Ezért nem kaptam szimmetrikus eloszlást, melyet nem is érdemes összehasonlítani a tömbi

kristályban mérttel. Észrevehetjük azt is, hogy a maximális töltésérték ($27,84 \text{ pC}$) majdnem háromszor akkora, mint a 3 mm vastagságú tömbi LYSO-nál mért maximum. Ez azért van, mert a keltett fotonok nagyobb része jut el a detektorra a kristálytű oldaláról egyrészt totál reflexióval, másrészt a 3M fólián való reflexió miatt (szemben a tömbi modulnál alkalmazott abszorbens festéssel).

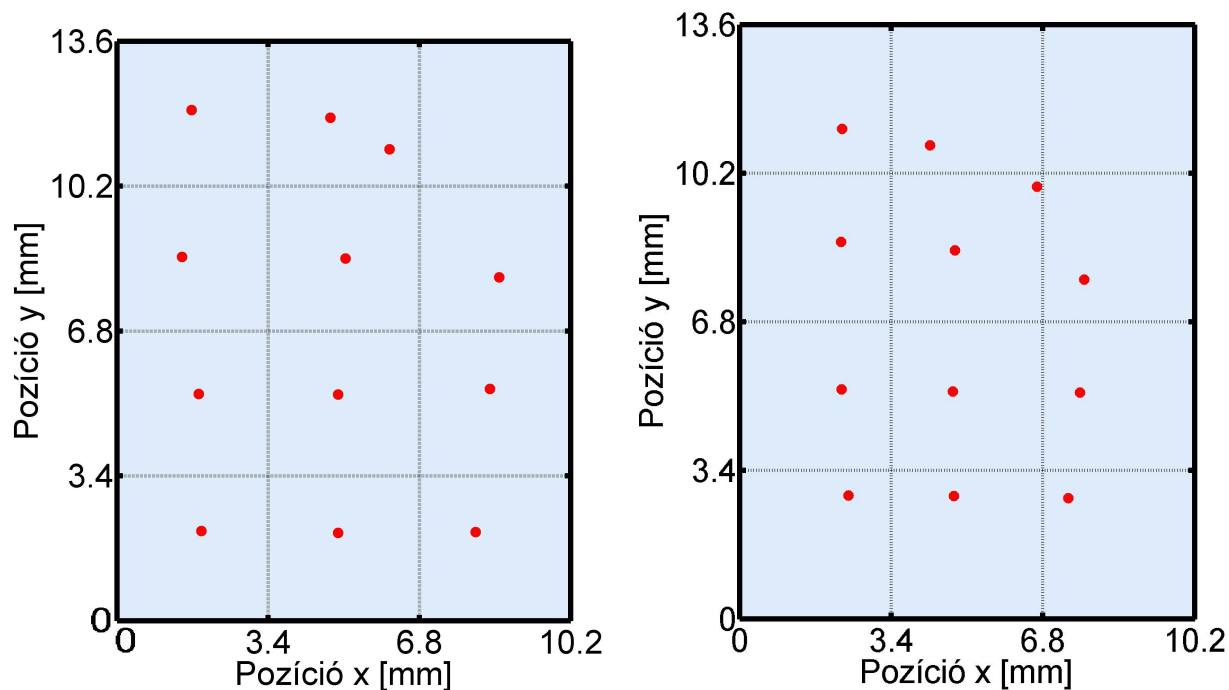
Megállapíthatjuk, hogy a pixelezett detektor jól fel tudja bontani a pontforrásból kialakuló fényeloszlást folytonos tömbi kristállyal is. Az eloszlás függ a gerjesztési pont mélységétől, mely mérhető is. Ezzel lehetővé válik a DOI-nak a meghatározása.

6.2.2. Súlypont-meghatározás

Gyakorlatban a szcintillációs kristály gerjesztett pontjának pozícióját súlypont-számításokkal határozzák meg, ezért ebből a szempontból is összehasonlítottam a két elrendezésű tömbi és a pixelezett szcintillációs kristállyal végzett méréseket. Az előző fejezet alapján minden detektor pixel felett, valamint minden kristálytűt gerjesztettem és megmértem a fényeloszlást. Ezt követően pedig meghatároztam az eloszlások súlypontját. A kapott eredmények a 37. és a 38. ábrákon láthatóak. Mivel a folytonos szcintillációs modul alapterülete $10 \times 20 \text{ mm}^2$ és a pixelek teljes mérete $3,4 \times 3,4 \text{ mm}^2$, ezért csak 3×4 pixelt fed le a kristály. A detektor egyik sorát így nem használtam.

A 37. ábra mutatja a folytonos kristállyal végzett méréseket. A bal oldalin a $10 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ N-LASF44 + $10 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ LYSO modullal végzett eredmények láthatóak. A szagatott vonallal jelzett négyzetek a detektor pixeleit jelölik, míg a piros pontok a számolt súlypontokat. Ahogy vártuk, a pontok jó közelítéssel a pixelek közepén vannak. A külső pixeleknél észrevehetjük, hogy a számolt súlypontok közelebb vannak a detektor közepéhez. Ez a széleffektus miatt van. A fényeloszlás detektoron kívülre eső részét nem tudjuk detektálni, így az eloszlásunk aszimmetrikus lesz, és befele tolja a súlypontot. Van egy kiszóró pont is a jobb felső sarokban lévő pixelnél. Ez amiatt van, mert az a pixel elromlott, mire a mérést végeztem.

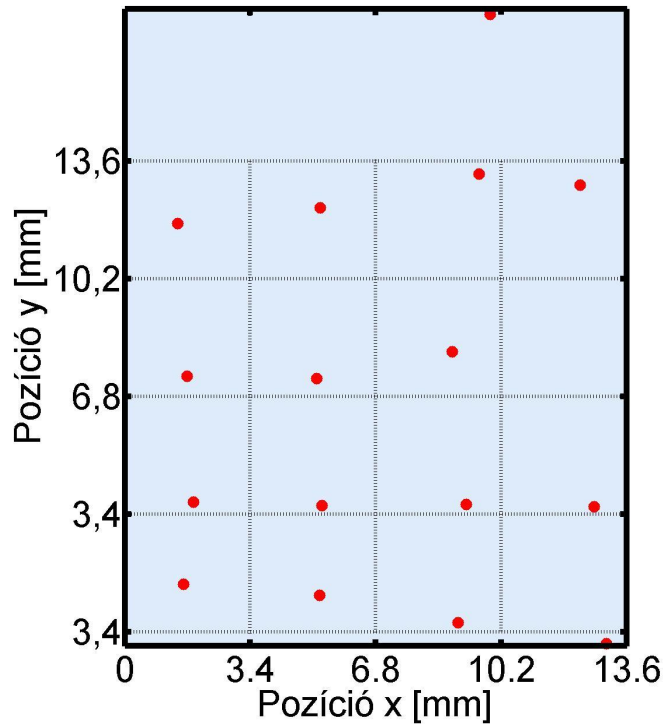
A 37. ábra jobb oldali képén a $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 + $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO modullal végzett mérések eredményei vannak. A középső két pixelnél a várakozásnak megfelelően itt is viszonylag a pixelek közepén van a számolt súlypont. A külső pixeleknél viszont jobban érvényesül a széleffektus, mint a 3 mm vastag LYSO esetében. Ez nem meglepő, mivel szélesebb a fényeloszlásunk, nagyobb a fénykúp alapjának átmérője. Nagyobb rész esik a detektoron kívüli részre, és beljebb kerülnek a meghatározott súlypontok. Itt is megtalálható a nem működő pixel miatti kiszóró pont.



37. ábra. Pontszerű gerjesztések fényeloszlásainak súlypontjai. A fókuszt minden pontban a detektor pixel közepe felett volt. A bal oldali ábrán az optikailag illesztett $10 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ N-LASF44 + $10 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ LYSO rendszer, míg a jobb oldalin a $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 + $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO rendszer eredményei láthatóak. A négyzetek a detektor pixeleit jelölik, míg a piros pontok a számolt súlypontokat.

A pixelezett kristálmátrix-szal végzett mérések eredményeit a 38. ábra mutatja. Itt a mátrixot a detektor fölé helyeztem, majd gerjesztettem a kristálytű felső felszínét (a fókuszt a felületen volt). Ezt elvégeztem minden kristálytűnél, majd meghatároztam a mért fényeloszlások súlypontjait. Az ábrán lévő szaggatott vonallal jelzett négyzetek itt is a detektor pixeleit jelzik, míg a piros pontok a számolt súlypontokat. Itt a kiszámított pontok nagyrészt nem a pixelek közepénél vannak, de ezt nem is várjuk, mivel a kristálytűk alapterülete nagyobb, mint a detektor pixelek alapterületei, így nem illeszkednek. A kapott pontok közötti távolságok viszont jórészt közelítenek a kristálytűk méretéhez. Itt több kiszóró pontot tapasztalunk, mint a folytonos kristállyal végzett esetben. Ez a detektor inhomogenitása miatt van, több kevésbé érzékeny pixel van. A jobb oldali pixeloszlop különösen rosszul működik, mely a tömbi kristálnál ki lett takarva.

Felmerülhet a kérdés, hogy miért nem végzek kalibrációkat a detektoron és nem korrigálom az eredményeket. Ez amiatt van, mert az SPMArray2-nek több hibája van. A szenzort



38. ábra. Gerjesztett kristálytűk fényeloszlásainak súlypontjai. A gerjesztési pont minden esetben a kristálytű felső felületének közepén volt. A négyzetek a detektor pixeleit jelölik, míg a piros pontok a számolt súlypontokat.

és az előerősítőt összekötő kábel igen érzékeny, a legkisebb mozgásra is változnak a pixelek érzékenységei. Továbbá a mért uniformitás időben nem állandó. Ez valószínűleg ugyancsak csatlakozási problémákból ered. Mint már említettem, az egyik pixel idővel teljesen érzéketlenné vált. Ilyen körülmények között szinte lehetetlen megfelelő kalibrációkat végezni, így a kapott eredmények nyers adatokból vannak, korrekcióktól mentesek.

7. Emulált pixelezett detektor

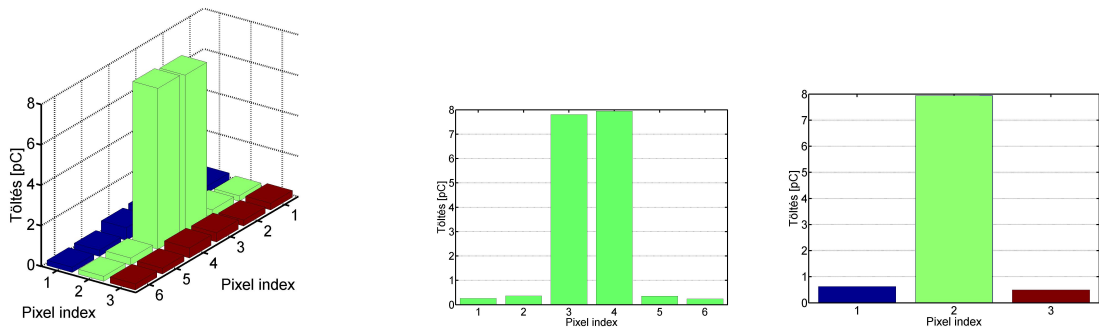
Az előző fejezetekben láthattuk, hogy az SPMArray2 működése nem homogén, több probléma is megnehezíti a kalibrációját. Felmerül a kérdés, hogy hogyan lehetne kiküszöbölni ezeket a problémákat. A megoldást a következő elrendezés adta. Ugyanazokat a szcintillációs kristály modulokat használtam, mint korábbiakban (tömbi, pixelezett), viszont csak 1 pixelét használtam a SPMArray2-nak, a többi 15-öt kitakartam. Laterálisan (x,y irányban) pásztáztam a szcintillációs kristály alatt egy pixelrel. Így hoztam létre a tömbi esetében 6x3 pixeles, a pixelezett kristály esetében pedig 5x4 pixeles emulált detektort. Ezek azért voltak különbözőek, mivel a szcintillációs modul méretek mások a két esetben. A gerjesztési pontot a kristályban végig ugyanabban a pozícióban (kristály közepe) tartottam a pásztázás alatt.

Ezzel a módszerrel ki tudtam küszöbölni a detektor inhomogenitásait, miközben megtartottam az optikai tulajdonságait. Ugyancsak nagy előnye, hogy így mesterségesen meg tudtam növelni a szenzor területét, így létrehozva egy teljesen uniform detektort. Az egész ötlet mögött az áll, hogy az egymás után gerjesztett fluoreszcens fotonok között nincs időbeli és térbeli korreláció. Ez alapján meg tudjuk mérni a detektor egyes részein lévő fényeloszlást különböző időpillanatokban, majd egyesíthetjük az információkat anélkül, hogy befolyásolná az eloszlások statisztikáját.

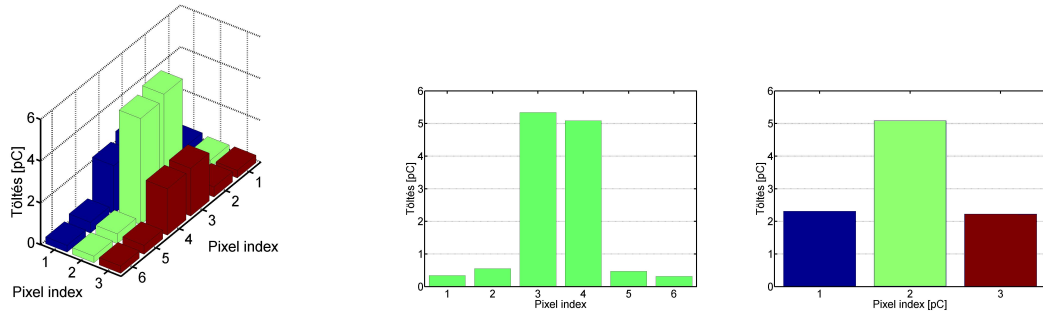
7.1. Mért fényeloszlások

A kapott fényeloszlás eredményeket a 39., a 40. és a 41. ábrákon láthatjuk.

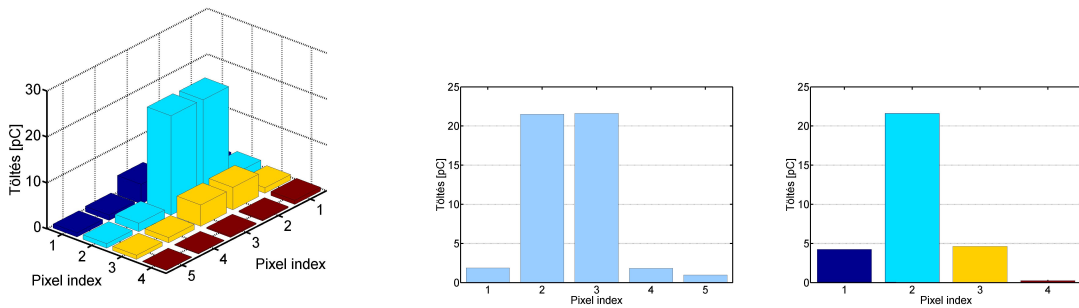
Az eloszlásokat összehasonlítva a 6.2.1.-ben ismertetett eredményekkel megállapíthatjuk, hogy szinte teljesen szimmetrikus eloszlást tudunk elérni az 1 pixelrel emulált detektorral, ellentétben az eredeti 4x4 pixeles SPMArray2-vel. A kis eltérések a teljesen szimmetrikustól a gerjesztési pont pozicionálásának hibájából, valamint a gerjesztési impulzusok szórásából (pl. potenciométer ellenállásának hibája) adódnak. Ebből levonhatjuk, hogy egy teljesen homogén detektorral jól mérhető a fényeloszlás tömbi szcintillátorral is. Szóval, ha megfelelően tudjuk korrigálni az inhomogenitásokat, akkor a SiPM képes a felvillanás pozíciójának meghatározására, mind folytonos, mind pixelezett kristállyal.



39. ábra. Egy pixel feletti gerjesztési pont fényeloszlása a $10 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 7 \text{ mm}^3$ N-LASF44 tömbi szcintillációs modul és egy pixellel emulált detektor használatával. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.



40. ábra. Egy pixel feletti gerjesztési pont fényeloszlása a $10 \times 20 \times 6 \text{ mm}^3$ LYSO + $10 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$ N-LASF44 tömbi szcintillációs modul és egy pixellel emulált detektor használatával. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.



41. ábra. Egy kristálytű gerjesztéséből adódó fényeloszlás. A gerjesztési pont a LYSO felső felületének közepén volt és egy emulált 5×4 pixeles detektorral lett megmérve. A bal grafikonon látható a teljes eloszlás, míg a másik kettő a metszeteket mutatja.

8. Diszkusszió és kitekintés

A világon számos kutatócsoport foglalkozik a SiPM-ek fejlesztésével. Több területen vizsgálják az alkalmazhatóságukat, melyek közül számunkra a orvosi molekuláris képalkotás, azon belül is a Pozitron Emissziós Tomográfia (PET) a legfontosabb. A PET fejlesztések elsősorban a felbontás, az időzítés és az érzékenység javítására irányulnak. Végeredményképpen azt szeretnénk elérni, hogy minél kevesebb radiofarmakon bejuttatásával, minél jobb minőségű képet tudjunk előállítani, így csökkenthető a páciens sugárterhelése is. Az időzítési tulajdonságok javításával lehetővé válik, hogy létrehozzunk ToF-PET (Time-of-Flight) rendszereket. Az egyik legnagyobb érdeklődés a hibrid PET/MRI kutatása körül van. MR-rel kombinálva anatómiai képet is nyerhetünk a páciensről, és ezt lehet illeszteni a PET funkcionális információval szolgáló képével. Jelenleg szinte csak PET/CT rendszerek vannak forgalomban, melyeknél használt PMT-k érzékenyek a mágneses térre. Az MR nagy előnye CT-vel szemben, hogy kiváló lágyszövet kontrasztot tud adni, és nem jelent további sugárterhelést a betegnek. Az előzőekben említett fejlesztési irányok vezettek a Geiger-módú SiPM-ekhez, melyek számos jó tulajdonságokkal rendelkeznek.

Diplomamunkámban egy SensL által gyártott SPMArray2-t mutattam be. Méréseimet tisztán optikai eszközökkel végeztem, melyek paramétereit úgy állítottam be, hogy egyezzenek a PET-ben lévő annihilációs fotonok által kiváltott gerjesztésekéhez. Uniformitás vizsgálataim bebizonyították, hogy az SPMArray2 nem homogén, pixeleinek az érzékenysége igen eltérő. Ezzel összefüggésben dinamikus tartomány-méréseket is végeztem. A pixeleket külön vizsgálva arra jutottam, hogy a tartományok szélessége megegyezik, viszont az érzékenységek között majdnem egy nagyságrendnyi eltérés is lehet. A telítési értékek közötti különbségek az eltérő számú működő mikrocellákból adódnak. A detektor instabilitása és a rossz csatlakozások miatt nem lehetett korrekciókat végezni. A detektor egész területét egy kollimált fénynyalábbal megvilágítva megmértem a szögfüggést, vagyis, hogy a detektálás határfoka hogyan függ a fény beesési szögétől.

Eredményeim külön csoportját alkotják az ún. fényeloszlás vizsgálatok. Egy egyedi, specializált, tömbi szcintillációs modul segítségével pontosan tudtam a pontszerű gerjesztés helyét (Point-of-Interaction). Meghatároztam a különböző mélységű pontforrásokból jövő fényeloszlásokat, majd kiszámoltam azok súlypontjait. Méréseimmel bebizonyítottam, hogy SiPM-ek kombinálhatóak tömbi szcintillációs kristályokkal, valamint velük kimutathatóak az eltérő mélységű pontforrásokból keletkező fényeloszlások különbségei. Ez reményt ad arra, hogy DOI korrekciókat végezhesünk a SiPM-ek használatával. Méréseimet összehasonlítottam a PMT-knél hagyományosan használt pixelezett kristálmátrixok alkalmazásával is.

A detektor inhomogenitásának kiküszöbölésére speciális elrendezésű vizsgálatokat is végeztem. Ezeknek a lényege az volt, hogy egy kivétellel kitakartam az SPMArray2 összes pixelét, és létrehoztam egy emulált, többpixeles detektort. Ennek használatával, ahogy várható volt, szinte teljesen szimmetrikus fényeloszlásokat kaptam.

Tehát elmondhatom, hogy SiPM-ek alkalmasak tömbi szcintillátor használatára, viszont az SPMArray2 inhomogenitása és további problémái nagymértékben befolyásolták a méréseket. A problémák orvoslására a gyártók jelenleg is fejlesztik detektoraikat (pl. stabilabb csatlakozás, külön vezérelhető pixelek).

Végeredményképpen kijelenthető, hogy a SiPM-ek valóban ígéretesek a hagyományos PMT-k leváltására, ezzel pedig lehetővé válik hibrid PET/MRI rendszerek gyártása.

A diplomamunkám során elért eredményeimet több konferencián is bemutattam. Magyarországon a Magyar Orvosfizikusok Társasága (MOFT) közgyűlésén tartottam előadást [24]. Vizsgálataim külföldi konferenciákon poszter [25] és előadás [26] formájában is be lettek mutatva.

Hivatkozások

- [1] Zibo Li, Peter S. Conti, *Radiopharmaceutical chemistry for positron emission tomography* Advanced Drug Delivery Reviews, 62 1031-1051, 2010.
- [2] G. Tarantola et al, *PET Instrumentation and Reconstruction Algorithms in Whole-Body Applications*, The Journal of Nuclear Medicine, vol. 44 no. 5 756-769, 2003.
- [3] D. Renker, *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 567 48-56, 2006.
- [4] R.J. McIntyre, J. Appl. Phys. 32 (6) 983, 1961.
- [5] R.H. Haitz., J. Appl. Phys. 35 (5) 1370, 1964.
- [6] V. Golovin, Patent No. RU 2142175, 1998.
- [7] Z. Sadygov, Patent No. RU 2102820, 1998.
- [8] V. Ch. Spanoudaki, C. S. Levin, *Photo-Detectors for Time of Flight Positron Emission Tomography (ToF-PET)*, Sensors, 10, 10484-10505, 2010.
- [9] D. Denker, *New trends on photodetectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 571 1-6, 2007.
- [10] P.S. Marrocchesi et al, *Active control of the gain of a 3mm x 3mm Silicon PhotoMultiplier*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 602 391-395, 2009.
- [11] H. T. van Dam et al, *A Comprehensive Model of the Response of Silicon Photomultipliers*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 57, No. 4, 2010.
- [12] Junji Haba, *Status and perspectives of Pixelated Photon Detector (PPD)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 595 154-160, 2008.
- [13] A. Lacaita, et al., IEEE TED 40 (3) 577, 1993.
- [14] F. Retière et al, *Characterization of Multi Pixel Photon Counters for T2K Near Detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 610 378-380, 2009.
- [15] A. Del Guerra et al, *Advantages and pitfalls of the silicon photomultiplier (SiPM) as photodetector for the next generation of PET scanners*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A617 223-226, 2010.

- [16] D.R. Schaart et al, *A novel, SiPM-array-based, monolithic scintillator detector for PET*, Phys. Med. Biol., 54 3501-3512, 2009.
- [17] *SPM2Array2 Silicon Photomultiplier Array datasheet*, SensL, 2010.
- [18] John H. Lau, *Low Cost Flip Chip Technologies*, McGraw-Hill, NY, 2000. ISBN 0-07-135141-8.
- [19] R. Mao, L. Zhang, Ren-Yuan Zhu, *Emission Spectra of LSO and LYSO Crystals excited by UV Light, X-Ray and γ -ray*, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 55, NO. 3, 2008.
- [20] A Nassalki et al, *Comparative Study of Scintillators for PET/CT Detectors*, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, Vol. 54, No.1, 2007.
- [21] B. J. Pichler, H. F. Wehrl, M. S. Judenhofer, *Latest Advances in Molecular Imaging Instrumentation*, The Journal of Nuclear Medicine, Vol. 49, no. Suppl 2 5S-23S, 2008.
- [22] Erdei G., Bercze N., Péter Á., Játékos B. and Lőrincz E., *Refractive index measurement of cerium-doped $Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO_5$ single crystal*, Opt. Mat., Vol. 34, Issue 5, 781-785, 2012.
- [23] Radiant ZEMAX, *ZEMAX 12*, <http://www.radiantzemax.com/en/design/>, 2012.
- [24] Z. Kolozsi, B. Játékos, E. Lőrincz, *Új típusú, szilícium alapú detektorok vizsgálata*, Magyar Orvosfizikus Társaság (MOFT) Szimpózium, Budapest, 2011. nov. 12.
- [25] B. Játékos, Z. Kolozsi, E. Lőrincz, F. Ujhelyi, A. Barócsi, G. Erdei, *Characterization of MRI-compatible PET detector modules by optical excitation of the scintillator material*, P8439-63, SPIE Photonics Europe, Conference EPE117 - Optical Sensing and Detection, 16 - 19 April 2012, The Square Conference Ctr., Brussels Belgium, will be published in SPIE proceeding 8439
- [26] Z. Kolozsi, B. Játékos, E. Lőrincz, *Optical investigation of novel, semiconductor based PET modules*, 5th Alpe-Adria Medical Physics Meeting Proceedings, P85, Trieste, Italy, 3-5 May 2012.