



A szilícium alapú fotoelektron-sokszorozó korrelált zajainak analízise és letörési feszültségeloszlásának mérése, modellezése

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Nagy Ferenc

Témavezető:
Dr. Molnár József

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2017.

Készült
a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizika programja keretében
az MTA Atommagkutató Intézetben

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolája Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem Természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2017. . . .

Nagy Ferenc
jelölt

Tanúsítom, hogy Szerző doktorjelölt 2010–2016 között a fent megnevezett doktori iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.

Debrecen, 2017. . . .

Dr. Molnár József
témavezető

**A szilícium alapú fotoelektron-sokszorozó korrelált zajainak
analízise és letörési feszültségeloszlásának mérése, modellezése**

Értekezés doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében a fizika
tudományágban

Írta: **Nagy Ferenc** okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Molnár József

A doktori szigorlati bizottság:

elnök:	Dr. Kökényesi Sándor	
tagok:	Dr. Dombrádi Zsolt	
	Dr. Légrády Dávid	

A doktori szigorlat időpontja: 2016.06.30.

Az értekezés bírálói:

Dr.		
Dr.		

A bírálóbizottság:

elnök:	Dr.		
tagok:	Dr.		
	Dr.		
	Dr.		
	Dr.		

Az értekezés védésének időpontja: 2017. . . .

Tartalom

1.	Bevezetés.....	1
1.1	A SiPM története és jelentősége.....	1
1.2	Célkitűzések	4
2.	Elméleti összefoglaló.....	6
2.1	SiPM működési elve.....	6
2.2	A SiPM szerkezete, a lavina és a visszaállás.....	7
2.3	Letörési feszültség, lavina begyújtási és kioltási feszültség.....	10
2.4	Fotodetektálási határfok	10
2.5	Elektronikai modell és a mikrocella-válasz.....	12
2.6	Sötétimpulzusok	14
2.7	Korrelált zaj-impulzusok	14
2.7.1	Utóimpulzus	14
2.7.2	Áthallás.....	15
2.8	Belső erősítés és fotoelektron-spektrum.....	16
2.9	Telítési jelenségek nagy foton-intenzitások esetén	18
2.10	A letörési feszültség és a DCR hőmérsékletfüggése	20
3.	A SiPM korrelált zajainak analízise	22
3.1	A zaj-impulzusok osztályozása	22
3.2	Módszer az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás szeparálására ...	23
3.3	Mérések	24
3.3.1	A módszer demonstrálása.....	29
3.3.2	Analízis különböző szubsztrátú SiPM-en.....	34
3.4	Összegzés	39
4.	A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise ..	41
4.1	Ismert DC-módszerek.....	41
4.2	Egy új DC-modell és a 3. derivált módszer.....	43

4.3	Mérések	46
4.3.1	A DC-módszerek precizitása és pontossága.....	51
4.3.2	Az áram-ofszet hatása a DC-módszerekre	52
4.4	Összegzés	54
5.	Összefoglalás	56
6.	Summary	60
	Köszönetnyilvánítás	64
	Irodalomjegyzék.....	65
	Melléklet.....	70

1. Bevezetés

1.1 A SiPM története és jelentősége

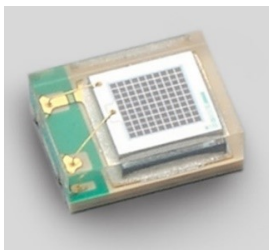
A mag- és részecskefizikában egyik legelterjedtebb detektor típus a szcintillációs detektor. A szcintillátor anyag és egy részecske kölcsönhatásából származó fény fotonokat nagy érzékenységű és nagy erősítésű fénydetektorral alakítják elektromos jellé. Erre a célra használható legideálisabb fénydetektorok a fotoelektron-sokszorozó csövek (PhotoMultiplier Tube, PMT), amelyekben a nagy érzékenység és a nagy erősítés párosul az alacsony zajszinttel. A fotoelektron-sokszorozó csövek alternatívái a félvezető alapú fénydetektorok, úgymint a fotodióda (PhotoDiode, PD) és a lavina fotodióda (Avalanche PhotoDiode, APD). Ezen eszközök mindegyikében található záróirányba előfeszített p-n átmenet, aminek a kiürített tartományába érkező fotonok töltéshordozó párokat keltenek. A lavina fotodiódánál jóval nagyobb előfeszítést alkalmaznak, mint az egyszerű fotodiódánál. A nagy térerősségben felgyorsuló töltéshordozók további töltéshordozó párokat keltenek, létrehozva egy a beérkező fotonok számával arányos nagyságú lavinát. Az egyszerű fotodiódánál egyszeres, míg a lavina üzeműnél több százszoros az erősítés. Habár a félvezető detektorok számos előnnyel bírnak, úgymint mechanikai robusztusság, viszonylag alacsony üzemi feszültség és alacsony ár, hátrányuk a kis érzékenységük és erősítésük. A lavina fotodiódánál az erősítést növelve a lavina nagyságának statisztikus ingadozása jelentősen megnő, ami magas excess-zajt eredményez.

Először az 1960-as években jelentek meg publikációk az úgynevezett mikroplazmákról [1]–[3]. A mikroplazma nem más, mint egy záróirányba előfeszített p-n átmenetben keletkező önfenntartó lavina. Ilyen önfenntartó lavina akkor jön létre, ha egy diódát a letörési feszültségén túl feszítünk elő (Geiger-mód). Ezt az önfenntartó lavinát időben korlátozhatjuk a diódával sorba kapcsolt ún. kioltó ellenállással. Egy ilyen Geiger-módban működő lavina fotodióda nagy érzékenységgel és erősítéssel bír. Habár ezek a fényszenzoroknak kiváló az egy-foton (single photon) detektálási érzékenysége és nagyon gyors a felfutási ideje, viszont nem képesek az egyszerre érkező fotonok számával arányos választ adni, vagyis csak számlálóként működnek. További komoly technológiai kihívást jelent ezen eszközök optikailag aktív területének a megnövelése.

A 80-as évek végén Golovin és Sadygov állt elő azzal a javaslattal, hogy a fentebb leírt Geiger-módban működő lavina fotodiódát mikrocellák sokaságából építsék fel, aminek eredményeként nemcsak nagy érzékenységgű és nagy erősítésű, de a fotonok számával arányos jelet is adó szenzort kapunk [4], [5]. A szenzor minden egyes Geiger-módban működő mikrocellája úgy üzemel, mint egy digitális foton-számláló. Ha párhuzamosan kapcsoljuk a mikrocellákat, az eredő jelük arányos lesz a fotonok által triggerelt mikrocellák számával, vagyis a szenzort érő fotonok számával:

$$\sum I_{cell} \propto N_{trig} \propto N_{ph}, \quad (1)$$

ahol I_{cell} az egyes mikrocellák jele, N_{trig} a triggerelt mikrocellák száma és az N_{ph} a megvilágító fotonok száma. Hangsúlyozandó, hogy a párhuzamosan kapcsolt mikrocellák szerepe nem a pozícióérzékenység megvalósítása, hanem a fotonszámmal arányos kimeneti jel előállítás. A mikrocellák számának növelésével, az optikailag aktív terület is növelhető. Erre az elrendezésre az irodalomban általában „silicon photomultiplier”-ként (SiPM), vagy „multi-pixel photon counter”-ként (MPPC) hivatkoznak. A továbbiakban itt a SiPM jelölést használjuk. A jelenleg piacon lévő SiPM-ek felülete jellemzően néhány mm^2 , míg a mikrocella méretük néhány $10 \mu\text{m}$ körül van (**1.1. ábra**).



1.1. ábra $1.3 \text{ mm} \times 1.3 \text{ mm}$ felületű, $25 \mu\text{m}$ mikrocella méretű Hamamatsu által gyártott SiPM (forrás: Hamamatsu).

A 80-as évek óta számos egyetem és kutatóintézet kapcsolódott be a SiPM fejlesztésébe és tesztelésébe. Mára már a SiPM kinőtte a kisebb kutató-fejlesztő műhelyek kereteit; nagy múltú és újabb, dinamikus fejlődő kisebb vállalatok is megjelentek a piacon a különböző típusú és kivitelű SiPM-ek bőséges választékával. Csak néhány vállalat nevét említve: Hamamatsu, SensL, KETEK, FBK-AdvanSiD, CPTA, MePhi/Pulsar, Excelitas, Philips, STMicroelectronics.

A SiPM-eket nagy belső erősítésük és egy-foton detektálási képességük miatt a fotoelektron-sokszorozó csövek egyik lehetséges helyettesítőjének tekintik [6]–[9]. A nagy belső erősítés mellett számos

előnyvel bírnak: jó időfeloldás [8], [10]–[12], alacsony üzemi feszültség (<100 V), mechanikai robusztusság, kis méret és a mágneses térrel szembeni rezisztencia. Ez az utóbbi tulajdonságuk különösen fontos a nagy mágneses teret használó részecskefizikai kaloriméterekben és nukleáris képalkotó berendezésekben, hiszen a fotoelektron-sokszorozó csövek nagy mágneses terekben nem működnek az elektronok röppályájának nagymértékű torzulása miatt [13]–[15]. A SiPM nagy hátránya a jelentős sötétárama, ami az optikailag aktív területtel, előfeszítéssel és a hőmérséklettel jelentősen megnövekedhet. Az utóbbi néhány évben a gyártók technológiai fejlesztések révén nagy mértékben növelték az optikailag aktív területet, míg ezzel párhuzamosan a sötétáramot jelentősen csökkentették [16]–[18]. A fotoelektron-sokszorozó cső és a SiPM legfontosabb paramétereinek összevetése az **1.1 táblázatban** látható.

1.1. táblázat *A fotoelektron-sokszorozó cső (PMT) és a SiPM összehasonlítása.*

	PMT	SiPM
Foton detektálási hatásfok	~20%	>30%
Jel felfutási idő	Gyors	Gyors
Erősítés	~10 ⁶	~10 ⁶
Működési feszültség	Magas	Alacsony
Mechanikai stabilitás	Rossz	Jó
Környezeti fény károsítja	Igen	Nem
Érzékeny a mágneses térre	Igen	Nem
Zaj	Alacsony	Magas

A nukleáris képalkotásban két elterjedt technika a magrezonanciás képalkotás (MRI) és a pozitron emissziós tomográfia (PET). Ezzel a két technikával alkotott képek együtt adnak teljes, anatómiai és funkcionális képet a szervezetről. Ideális esetben ennek a két különböző technikával készült képnek térben és időben összhangban kell lennie, ami legegyszerűbben a két féle kép egyidejű regisztrációval érhető el. Az egyidejű regisztráció az MRI készülékbe helyezett PET inzerttel valósítható meg legjobban, vagyis a PET detektorának és elektronikájának több Tesla mágneses térben kell működőképesnek maradnia. Ilyen mágneses tér rezisztens detektorok megvalósításával kapcsolatban nagy reményeket fűznek a SiPM-hez.

1.2 Célkitűzések

Habár a SiPM működési elve egyszerű, működésének teljes megértéséhez számos fizikai folyamatot és gyártástechnológiai részletet figyelembe kell venni. Ez a mélyebb megértés nélkülözhetetlen egy SiPM-et alkalmazó detektor/detektorrendszer tervezésénél, építésénél. Ebben a munkában, a fentebb említett megértési folyamatba kapcsolódva, két főbb területtel foglalkoztam:

- **A SiPM korrelált-zajainak analízise**
- **A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise**

A SiPM korrelált-zajainak analízise

A munka első részét egy Marie Curie ösztöndíj (PicoSEC) keretén belül a catania-i STMicroelectronics-nál végeztem, a cég által gyártott SiPM-eken. A korrelált zajok vizsgálatánál, különös figyelmet fordítottam az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás diszkriminációjára. Ezzel kapcsolatban a következő pontokat tűztem ki célul:

- Új módszer kidolgozása az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás diszkriminációjára
- A késleltetett-áthallás létének közvetlen igazolása
- Az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás SiPM jeléhez adott járulékanak számszerűsítése
- Az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás vizsgálata a szubsztrátban történő töltéshordozó-diffúzió függvényében

A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise

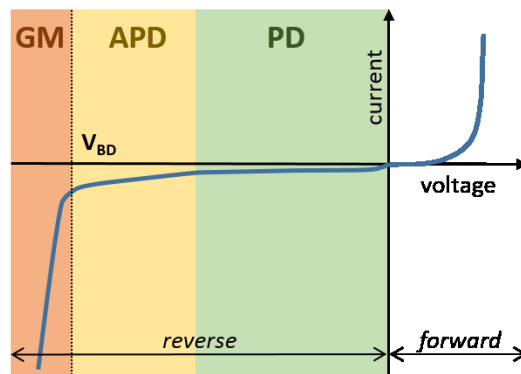
A munka második részében, a debreceni Atommagkutató Intézetben DC-méréseken alapuló vizsgálatokat végeztem Hamamatsu SiPM-eken. Itt elsősorban a SiPM áram-feszültség görbéjének a letörési feszültség körüli tartományával foglalkoztam. Arra kerestem a választ, hogy egyszerű DC-méréseken alapuló módszerrel meghatározható-e pontosan a SiPM letörési feszültsége. Ezzel kapcsolatban a következő pontokat tűztem ki célul:

- Egy analitikus modell megalkotása, ami jól leírja a SiPM áram-feszültség görbéjének a letörési feszültség körüli tartományát
- A modell alapján egy olyan DC-módszer kidolgozása, ami alapján pontosan meghatározható a SiPM letörési feszültsége
- Az általam javasolt módszer összevetése a már ismert DC-módszerekkel

2. Elméleti összefoglaló

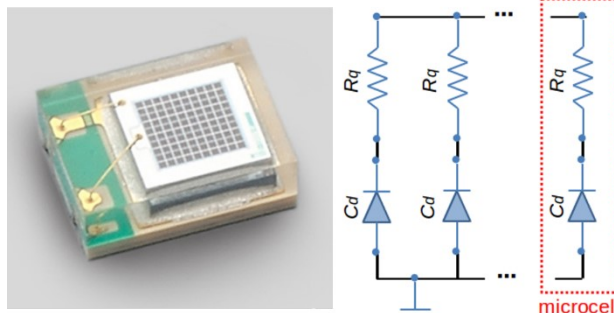
Ebben a fejezetben a SiPM csak azon jellemzőit és paramétereinek mérési módszereit említem, amelyek ismerete feltétlenül szükséges az ebben a dolgozatban leírt modellek, kísérletek megértéséhez és a belőlük kapott eredmények kiértékeléséhez.

2.1 SiPM működési elve



2.1. ábra A dióda különböző működési-tartományai: fotodióda (PD), lavina fotodióda (APD) és a Geiger-Müller (GM). A V_{BD} a letörési feszültséget jelöli.

A **2.1. ábra** egy záróirányba előfeszített dióda három tipikus működési tartományát mutatja be. Kis előfeszítésnél fotodiódaként működik az eszköz. Itt a p-n átmenet kiürített tartományába érkező fotonok elektron-lyuk párokat keltenek. Az ebben a tartományban jelenlévő elektromos tér kivonja az elektronokat és a lyukakat a töltésüknek megfelelő elektróda irányába. A fotodiódában a fotonok számának megfelelő számú töltéshordozó keletkezik, ami közvetlenül meghatározza a kimeneti áramot, vagyis egyszeres erősítés. Egy adott feszültségen túl a lavina fotodióda tartományba érünk. Itt a létrejövő töltéshordozók a nagy elektromos térben annyira felgyorsulnak, hogy lavinaszerűen további töltéshordozókat képesek kelteni. A lavinában keletkezett töltéshordozók száma arányos többszöröse lesz az eredeti töltéshordozók számának, vagyis erősített kimeneti áramot kapunk. A harmadik működési tartomány pedig a letörési feszültségnél nagyobb előfeszítéseknél van, amit Geiger-Müller tartománynak nevezünk. Itt a dióda számlálóként üzemel.



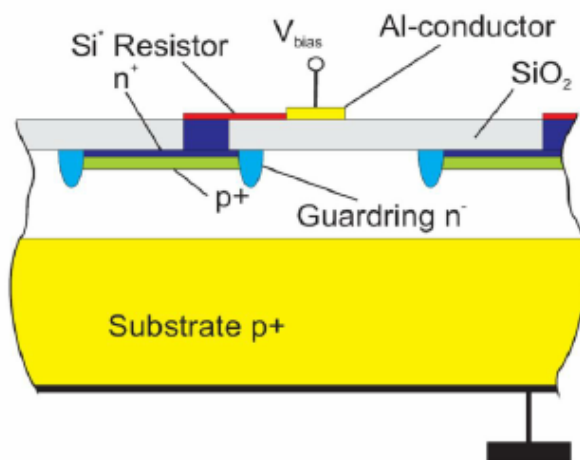
2.2. ábra A SiPM mikrocellái (forrás: Hamamatsu).

A szilícium fotoelektron sokszorozó (SiPM) egy fotodióda mátrixból álló nagy érzékenységű fénydetektor, ahol a diódák záró irányban, a letörési feszültségükön túl vannak előfeszítve, vagyis Geiger-módban üzemelnek. Ebben az előfeszítési tartományban egyetlen, fény vagy egyéb gerjesztés által keltett töltéshordozó hatására is önfenntartó lavina keletkezhet. Hogy ennek a lavinának az áramát és idejét korlátozzák, diódánként sorba kapcsolnak egy kioltó ellenállást. A továbbiakban egy ilyen dióda és kioltó ellenállásból álló egységre „mikrocella” néven hivatkozunk (**2.2. ábra**). A fent említett módon előfeszített mikrocellák egyenként bináris módban, vagyis nagyon érzékeny foton-számlálóként üzemelnek. Ha a mikrocellák száma elég nagy és a rájuk érkező fény egyenletesen oszlik el, a párhuzamosan kapcsolt mikrocellák összegjele arányos lesz a megvilágító fény intenzitásával (fotonok számával). Tehát a SiPM mikrocella szinten bináris jellegű, de eszköz szinten kvázi-analóg viselkedést mutat. A mikrocellák kiolvasása szerint két SiPM típust különböztethetünk meg, a digitálisat és az analógot. Ha az egyedi mikrocella jeleket egymástól függetlenül olvassuk ki digitális SiPM-ről, míg ha a mikrocelláknak már az összegzett jelét olvassuk ki analóg SiPM-ről beszélünk. Az értekezésben, a továbbiakban kizárólag az analóg SiPM-ekről lesz szó, így az „analóg” jelzőt külön nem írjuk ki.

2.2 A SiPM szerkezete, a lavina és a visszaállás

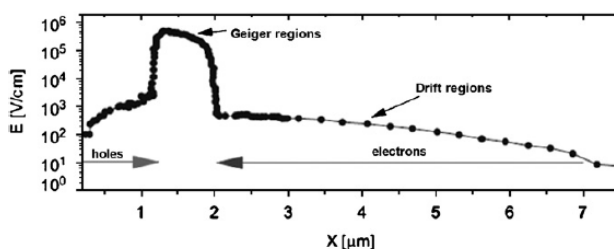
A SiPM mikrocellái egy monolit szilícium lapkán megvalósított sekély p-n átmenetek mátrixa. Általában a diódák közös termináljaként a szubsztrát szolgál, míg a diódák másik terminálja az eszköz elülső oldalán, a mikrocellák közötti huzalokkal, a kioltó ellenállás közbeiktatásával van összekötve. A mikrocella rétegsorrendje szerint két típusú SiPM-et

különböztetünk meg a „P-on-N”-t és az „N-on-P”-t. A **2.3 ábrán** egy N-on-P SiPM mikrocellája tipikus rétegszerkezetének vázlata látható.



2.3. ábra N-on-P technológiával gyártott SiPM egy mikrocellájának tipikus rétegszerkezete [19].

A p-n átmenetekre záró-irányú, a letörési feszültséget meghaladó előfeszítést kapcsolva, a két réteg határán kialakuló kiürített tartományában egy igen erős elektromos tér épül fel (**2.4. ábra**).



2.4. ábra Tipikus télerősségek egy N-on-P rétegsorrendű SiPM-mikrocella rétegein keresztülhaladva: lyuk-begyűjtő tartomány (drift), kiürített/sokszorozó-tartomány (Geiger region), elektron-begyűjtő tartomány (drift) [19].

A kiürített tartományban nagyságrendekkel nagyobb télerősség van jelen, mint a drift tartományokban. A nagy télerősségű részben keletkező, vagy oda kerülő töltéshordozók lavinát indíthatnak el. A drift tartományokban keletkező kisebbségi töltéshordozók a kiürített tartomány felé sodródznak, és ha elérik azt, lavinát is indíthatnak. A drift tartományokon túl, mélyen a szubsztrátban keletkező kisebbségi-töltéshordozók diffúzió révén elérhetik a drift, majd a kiürített tartományt. A mélységet, ahonnan még

kisebbségi-töltéshordozó visszadiffundálhat az aktív tartományba, a töltéshordozó diffúziós úthossza határozza meg.

A p-n átmenetre kapcsolt előfeszítés (V_{bias}) és az átmenet letörési feszültségének (V_{BD}) különbségét túlfeszültségnek (overvoltage, ΔV) nevezzük:

$$\Delta V = V_{bias} - V_{BD}. \quad (2)$$

A kiürített tartományban keletkezett, vagy egyéb úton oda került töltéshordozók (elektronok, lyukak) felgyorsulva további töltéshordozó-párokat keltenek, amelyek együttesen egy igen gyors felfutású, önfenntartó lavinát eredményeznek. Az önfenntartó lavinát egy, a diódával sorba kapcsolt kioltó ellenállással korlátozzuk: a lavina hatására a dióda ellenállása lecsökken, így a dióda ellenállás feszültségosztón a dióda feszültsége visszaesik a letörési feszültségre (vagyis $\Delta V = 0$ -ra) kioltva ezzel a lavinát. A letörési feszültségen túli előfeszítés miatt a kialakuló lavina nagysága független lesz a lavinát elindító töltéshordozók számától, csak a mikrocella kapacitásától és a túlfeszültség nagyságától fog függni. Így egy lavina által keltett töltés a (3) képlettel számolhatjuk ki.

$$q_{cell} = C_{cell} \cdot \Delta V \quad (3)$$

A pontosság kedvéért megjegyzendő, hogy a C_{cell} két komponensből áll. Egyrészt a mikrocella kiürített tartományához rendelhető C_d kapacitásból, másrészt a kioltó ellenállás C_q szórt kapacitásából:

$$C_{cell} = C_d + C_q. \quad (4)$$

A lavina kioltása után a mikrocella még nem kész a következő foton fogadására, addig, amíg a mikrocella kapacitása vissza nem töltődik a kioltó ellenálláson (R_q) keresztül. Ezt a folyamatot a mikrocella visszaállásának (recovery) nevezzük. A mikrocella visszaállási ideje, ami egyben a holtidejét is meghatározza, egyszerűen kiszámolható:

$$\tau_{rec} = R_q \cdot C_{cell}. \quad (5)$$

Így visszaállás alatt a mikrocella kiürített tartományán eső feszültséget a (6) képlettel írhatjuk le.

$$V_d(t) = \Delta V \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right) \right] \quad (6)$$

A nem teljesen visszaállt cella nem „vak”, csupán kevésbé érzékeny és kisebb jelet ad. Vagyis, mint később részletesebben látni

fogjuk, a lavinázás utáni mikrocella visszaállásának mértéke hatással lesz a következő lavina triggerelési hatásfokára és a nagyságára.

2.3 Letörési feszültség, lavina begyújtási és kioltási feszültség

A letörési feszültség (V_{BD}) alatt általában azt a kritikus feszültséget értik, amitől kezdve a kiürített tartományban beinduló lavina már önfenntartó lesz. A gyakorlatban egy SiPM-hez, egyetlen letörési feszültséget rendelnek, amihez képest állítják be a kívánt túlfeszültséget. A valóságban egy SiPM-en belül nem egyetlen letörési feszültség, hanem a letörési feszültségeknek egy eloszlása van. Az értéke mikrocelláról mikrocellára változhat, sőt egy mikrocellán belül is, a cella különböző régióiban, különböző értéket mutat, attól függően, hogy hol keletkezik a lavina.

A lavina keletkezését és kioltását csak egy egyszerűsített módon írtuk le az előző részben. Pontosabb leírásnál figyelembe kell venni, hogy a lavina begyújtása és kioltása nem ugyanazon a feszültségen történik [20]. A lavina kioltásához a diódán alacsonyabb feszültségnek kell lenni, mint a begyújtási feszültség, vagyis a folyamat hiszterézist mutat.

A begyújtási (V_{OI}), kioltási (V_{IO}) feszültségekről és az eloszlásaikról az 4. fejezetben írunk részletesebben, mivel ez a dolgozat második felének a témája. A leírásban bemutatunk egy olyan modellt és módszert, ami alapján ezeknek a feszültségeknek eloszlásai kimérhetők. Mint később látni fogjuk, az eszköz átlagos kioltási feszültségét, vagyis a kioltási feszültség-eloszlásának súlypontját tekintik a SiPM letörési feszültségének, a gyártók ezt adják meg az adatlapon.

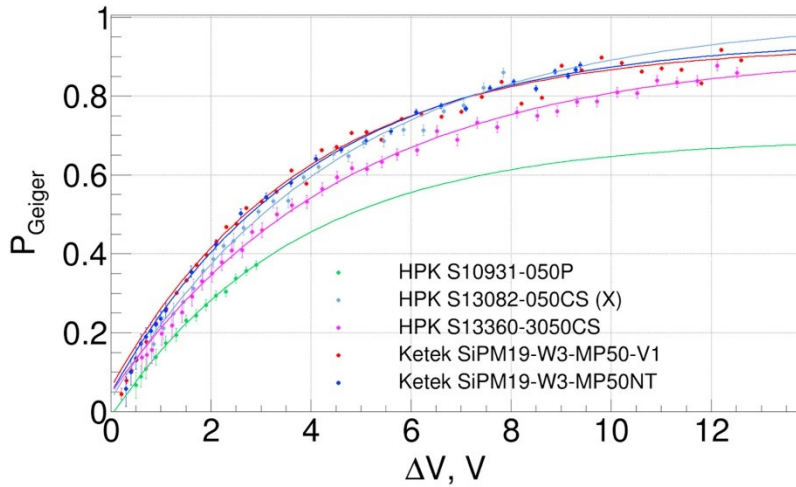
2.4 Fotodetektálási hatásfok

A SiPM fotodetektálási hatásfoka három alapvető tényezőből áll: geometriai kitöltési tényező (fill factor, FF), kvantum-hatásfok (quantum efficiency, QE) és triggerelési valószínűség (triggering probability, P_{trig}):

$$PDE = FF \cdot QE \cdot P_{trig}. \quad (7)$$

A geometriai kitöltési tényező az optikailag aktív és a SiPM teljes területének aránya („a mag termékeny talajba hull”). Ez a tényező, általában, adott technológiával készült detektorra, annál rosszabb minél több mikrocellából áll. Ez elsősorban az elülső oldalra integrált kioltó ellenállások és a mikrocellákat összekötő huzalozás megnövekedett

aránya miatt van. A kvantum-hatásfok egy nagyon összetett paraméter, ami a beérkező fotonok töltéshordozó-pár keltésének hatásfokát adja meg („kikel”). Ez elsősorban a fény hullámhosszától és a SiPM rétegszerkezetétől függ. A triggerelési valószínűség azt adja meg, hogy a keletkezett töltéshordozó milyen valószínűséggel kelt lavinát („szárba szökken és termést hoz”). Ez függ a töltéshordozó fajtájától (elektron/lyuk), az elektromos tér nagyságától, hőmérséklettől és megvilágítás esetén a megvilágító fény hullámhosszától is [21]. **2.5 ábrán** különböző SiPM-ek triggerelési valószínűsége látható a túlfeszültség függvényében.



2.5. ábra Öt különböző SiPM triggerelési valószínűsége (itt: P_{Geiger}) a túlfeszültség (ΔV) függvényében [22].

Itt megjegyzendő, hogy nem túl nagy túlfeszültségekre ($< 1,5$ V) a SiPM triggerelési hatásfoka a túlfeszültség függvényében lineárisan közelíthető:

$$P_{trig} = A_{trig} \cdot \Delta V. \quad (8)$$

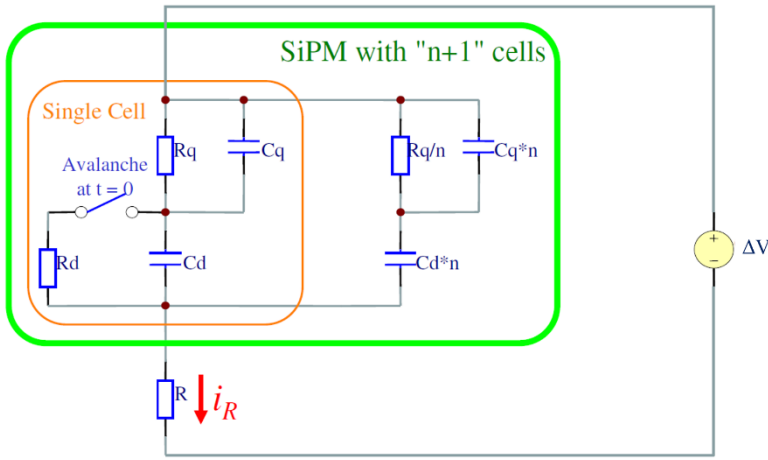
Egy kicsit közelebbről szemlélve a SiPM mikrocelláit, látható, hogy a mikrocellánkenti triggerelési valószínűség nem egy statikus, hanem egy dinamikus paraméter. Abban az esetben, amikor a töltéshordozó egy még vissza nem állt mikrocellában keletkezik, a kiürített tartományon eső tényleges előfeszítés kisebb lesz az ΔV -nél ((6) képlet), ezért a mikrocella triggerelési valószínűsége is követni fogja az adott mikrocella visszaállását:

$$P_{trig}(t) = P_{trig,0} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right) \right]. \quad (9)$$

A képletben szereplő $P_{trig,0}$ paraméter a triggerelési valószínűsége a teljesen visszaállt mikrocellának, adott feltételek mellett (ΔV , hőmérséklet, hullámhossz stb.) [21].

2.5 Elektronikai modell és a mikrocella-válasz

A SiPM kimeneti jelalakját az egyedi mikrocellák válaszelének (single cell response) összege határozza meg. Ha feltételezzük, hogy egyszerre csak egyetlen mikrocellában zajlik lavina, akkor **2.6 ábrán** látható áramkörrel jól modellezhető egyetlen mikrocella válasza.



2.6. ábra Mikrocella válaszát modellező áramkör.

Ha a SiPM $n+1$ mikrocellából áll, akkor az egy aktív cella mellett n darab párhuzamosan kapcsolt passzív cellát kell figyelembe venni. A kapcsolásban a C_d a mikrocella diódájának kapacitását, az R_q a kioltó ellenállást és a C_q a kioltó ellenállás szórt kapacitását jelöli. A lavina által keltett áramimpulzust, egy rövid időre zárt kapcsolóként modelleztük. A C_d -t kisütő lavina-áramot a R_d dióda ellenállás korlátozza. A modellben egy, az eszközzel sorba kapcsolt kiolvasó ellenállást feltételeztünk (R_{out}). Az áramkör differenciál egyenletének analitikus megoldása a következőképpen írható fel (Hegyesi-jelöléssel):

$$i_R = \frac{k \cdot \Delta V \cdot C_d}{\tau_+} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right) - \frac{\tau_q - \tau_x}{\tau_d - \tau_x} \exp\left(-\frac{t}{\tau_x}\right) - \frac{\tau_d - \tau_q}{\tau_d - \tau_x} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \right], \quad (10)$$

ahol $t \geq 0$, továbbá:

$$k = \frac{C_d + C_q}{C_d}$$

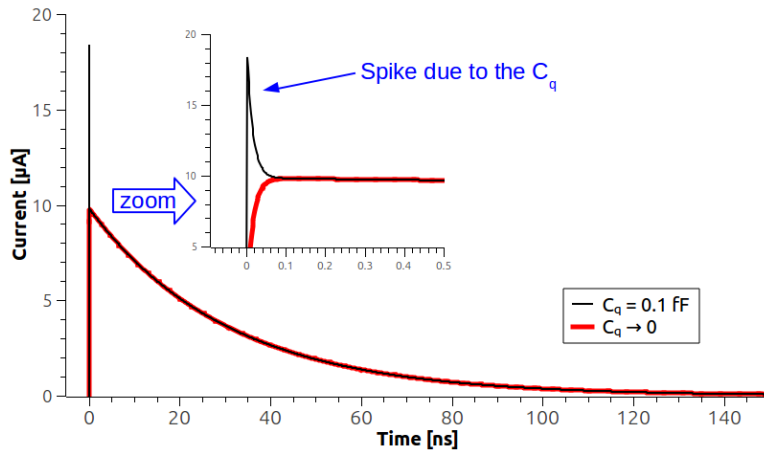
$$\tau_q = R_q \cdot C_q$$

$$\tau_+ = (k \cdot R_q + n \cdot R) \cdot C_d$$

$$\tau_x = \frac{R_q \cdot n \cdot R}{k \cdot R_q + n \cdot R} \cdot C_q \quad \tau_d = R_d \cdot (C_d + C_q) \quad n = \text{mikrocellaszám.}$$

A 2.7 ábrán a (10) analitikus megoldás két esete látható, a 2.1 táblázatban feltüntetett paraméterek mellett. Az egyik esetben a kioltó ellenállás parazita kapacitásának (C_q) véges kis értéke van, míg a másik esetben nullával egyenlő. Ennek a kapacitásnak a jelenléte a görbe elején egy „tűskét” eredményez. A gyakorlatban mindkét esetre van példa: az STMicroelectronics által gyártott SiPM-eknél jól látható a tűske, míg a Hamamatsu szenzorainál nem.

Ezen modell alapján egy jó becslést tehetünk az egyedi mikrocella várható válaszára, továbbá a válaszfüggvények összegével a teljes SiPM válaszjelére.



2.7. ábra A modellezett mikrocella-válasz analitikus megoldásának két esete: a kioltó ellenállás szórt kapacitás értéke nem nulla ($C_q = 0.1 \text{ fF}$) és nulla ($C_q = 0$). Az első esetben megjelenik egy „tűske”.

2.1. táblázat A modellben használt paraméter értékek

Paraméter	Érték
n	100
Cd	100 fF
Rd	150 Ω
Rq	300 k Ω
R	50 Ω

2.6 Sötétimpulzusok

A SiPM mikrocelláinak kiürített tartományában véletlenszerűen keletkező töltéshordozó-párok spontán lavinát indíthatnak el. Az így keletkező lavinák az úgynevezett sötétimpulzusok (darkpulses). Ezek az impulzusok sötét körülmények között is jelen vannak, innen a nevük. A SiPM sötétárama ezekből a sötétimpulzusokból áll össze.

A töltéshordozó-párok spontán keletkezésének két mechanizmusa van: direkt alagút effektus (band-to-band tunneling) és a csapda-vezérelt generáció (Shockley-Read-Hall process). Az első esetben a nagy térerősségű helyeken, a megnövekedett valószínűségű direct alagút effektus játszik szerepet. Míg a második esetben a SiPM kiürített tartományban lévő rácshibák, szennyezők által, a tiltott tartományában létrejött mélynívók a meghatározóak. Mivel a mélynívók hidat képeznek a valencia és a vezetési sáv között, jelentősen megnövelik a termikusan gerjesztett töltéshordozó-párok keletkezésének valószínűségét. Alacsony hőmérsékleteken (kb. $T < -70^{\circ}\text{C}$) az első, míg magasabb hőmérsékleten (kb. $T > -60^{\circ}\text{C}$) a második dominál [23].

A sötétimpulzusok gyakorisága (dark count rate, DCR) arányos a kiürített tartomány nagyságával, a túlfeszültség nagyságával és a hőmérséklettel. A DCR a triggerelési valószínűségen keresztül függ az előfeszítéstől. A DCR hőmérséklet-függéséről a 2.10 részben lesz még szó.

2.7 Korrelált zaj-impulzusok

Egy SiPM-ben lezajló lavinával (elsődleges impulzus) más, vele időben korrelált impulzusokat is megfigyelhetünk. Ezek a korrelált események azonnal (prompt), vagy időben késleltetve (delayed), valamilyen statisztikus bizonytalansággal jelenhetnek meg, meghamisítva a fotonok által keltett jelet.

2.7.1 Utóimpulzus

Az egyik, időben késleltetetten megjelenő impulzus típus az úgynevezett utóimpulzus (afterpulse, AP). Az utóimpulzusok létrejöttét, a jelenleg általánosan elfogadott magyarázat szerint, a kiürített tartományban jelenlévő rácshibákon, szennyezőkön becsapdázott töltéshordozókkal hozzák összefüggésbe. Ezekbe a csapdába, egy zajló lavina során töltéshordozók kerülnek, amelyek csak valamilyen

időállandóval, késleltetve szabadulhatnak ki, másodlagos lavinát keltve. Feltételezve τ_{AP} kiszabadulási időt, egy töltéshordozó kiszabadulási valószínűségének sűrűségfüggvényét (11) képlet írja le.

$$f_{carr}(t) = 1/\tau_{AP} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{AP}}\right) \quad (11)$$

A képletben szereplő $1/\tau_{AP}$ paraméter biztosítja azt, hogy a függvény integrálja 1 legyen.

A becsapdázódott töltéshordozók kiszabadulási ideje jellemzően néhány ns-tól néhány μ s-ig terjedhet, a hőmérséklettől és a csapdák energiaszintjétől függően [24]. Mivel az utóimpulzusok ugyanabban a mikrocellában keletkeznek, ahol az elsődleges lavina történt, a cella visszaállása hatással van a kiszabadulási valószínűségekre a triggerelési valószínűségen keresztül (P_{trig}):

$$f_{AP}(t) = C \cdot P_{trig}(t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{AP}}\right). \quad (12)$$

Behelyesítve az (9) képletet a (12) képletbe a következőt kapjuk:

$$f_{AP}(t) = \frac{\tau_{rec} + \tau_{AP}}{\tau_{AP}^2} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right)\right] \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{AP}}\right), \quad (13)$$

ahol $\frac{\tau_{rec} + \tau_{AP}}{\tau_{AP}^2} = C \cdot P_{trig,0}(t)$.

Ezt a becsapdázódáson alapuló modellt az un. Time-Correlated Carrier Counting (TCCC) módszerrel több ízben vizsgálták, mind Giger-módban működő lavina fotodiódán, mind SiPM-en. Ez a megközelítés az egymást követő dark és azzal korreláló impulzusok időbeli távolságának statisztikai eloszlásán alapul [24]–[26].

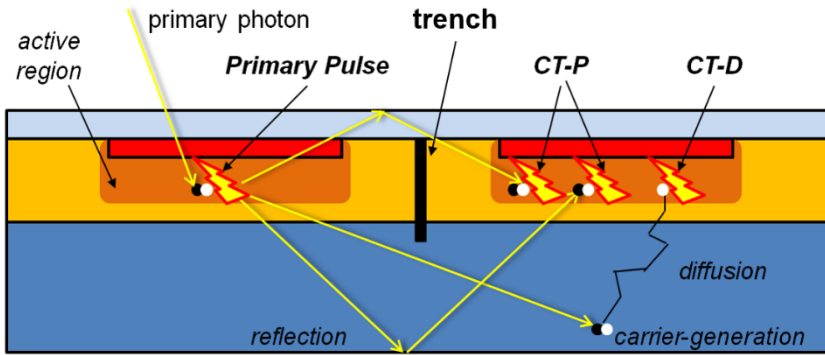
A fentebb leírt csapda-vezérelt utóimpulzus mellett, a méréseim alapján egy másik típusú, az un. diffúzió-vezérelt utóimpulzus léte is feltételezhető. Erről bővebben a 3.3.2. részben olvashatunk.

2.7.2 Áthallás

Egy másik típusú korrelált esemény az un. áthallás (crosstalk, CT), ami a mikrocellák közötti tökéletlen szeparáció következménye. Akkor beszélünk áthallásról, ha egy lavinázó mikrocella környezetében, korreláltan egy másik mikrocella is megszólal. Ha nincs időbeli késleltetés, akkor, prompt, ha van, akkor késleltetett-áthallásról beszélünk (prompt és delayed crosstalk). Az áthallás, a lavina közben keletkező másodlagos fotonokkal magyarázható (elektro-lumineszcencia) [27], [28]. Ha ezek a fotonok közvetlenül átjutnak egy szomszédos mikrocellába és

ott lavinát keltenek, prompt-áthallásról beszélünk [29], [30]. Ha a másodlagos fotonok a SiPM mélyebb rétegeiben (pl. a szubsztrátban) nyelődnek el, és az így keltett töltéshordozók diffúzió révén visszavándorolnak egy szomszédos cellába, akkor késleltetett-áthallásról beszélünk [31]. Az előbbi esetben az áthallás azonnal (a foton repülési idejét elhanyagolva), míg a második esetben a diffúzió által jelentősen késleltetve jelenik meg (**2.8. ábra**).

A prompt-áthallás jelentősen csökkenthető a mikrocellák között kialakított, a fotonokat árnyékoló árokkal (trench) [32]–[34].



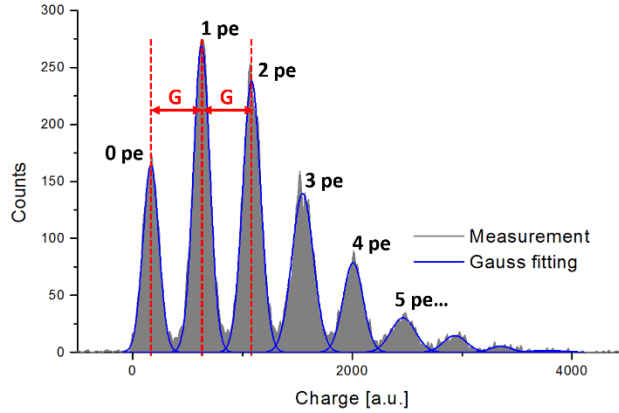
2.8. ábra A két fféle áthallás, a prompt-áthallás (CT-P) és a késleltetett-áthallás (CT-D) keletkezése.

2.8 Erősítés és fotoelektron-spektrum

A SiPM erősítése elérheti akár a 10^6 -os nagyságrendet. Az erősítés (G) meghatározható egy mikrocellában lejátszódó lavina által keltett töltés és az elektron töltésének a hányadából:

$$G = q_{cell}/e. \quad (14)$$

Az erősítést közvetlenül a SiPM fotoelektron-spektrumából (single photoelectron spectrum, SPS) kaphatjuk meg. Ezt a spektrumot a következőképpen állíthatjuk elő. Kis intenzitású lézerimpulzus-sorozattal löjünk meg a SiPM-et, minden egyes lézer trigger-nél integráljuk a kimeneti áramimpulzust és az így kapott töltésértékek hisztogramon ábrázoljuk. A **2.9. ábra** egy tipikus fotoelektron-spektrumot mutat egy adott túlfeszítés esetén. A lézerimpulzusonként beérkező foton-szám Poisson-eloszlást követ. Ezt az eloszlást tükrözi, némi eltéréssel, a spektrum is. Az eltérés, az áthallás 2 pe és a 2 pe feletti csúcsokra gyakorolt torzításából származik.



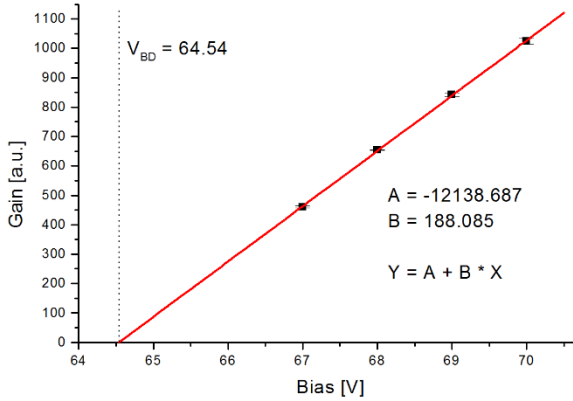
2.9. ábra Fotoelektron-spektrum. *0 pe* a pedestal, míg a *1 pe*, *2 pe*, *3 pe*..., az egy, kettő, három... detektált fotoelektronhoz tartozó csúcsok. A csúcsok súlypontjai közötti távolság megadja az erősítést (G).

A *0 pe* a pedestal, míg az *1 pe*, *2 pe* stb., az egy, kettő, három stb. detektált fotoelektronokhoz tartozó csúcsok. Az egymást követő, csúcsokra illesztett Gauss görbék súlypontjai közötti távolság megadja a q_{cell} értékét, amiből a (15) egyenlet alapján közvetlenül adódik az erősítés.

Ha különböző előfeszítések mellett veszünk fel fotoelektron-spektrumokat és az ezekből kapott erősítés értékeket ábrázoljuk, az ún. erősítési görbét kapjuk (**2.10. ábra**). Az erősítés lineáris függvénye az előfeszítésnek, ahogyan azt a (3) és a (14) összefüggések alapján várhatjuk:

$$G = \frac{c_{cell}}{e} \cdot \Delta V. \quad (15)$$

A mérési pontokra illesztett egyenes vízszintes-tengelymetszete a SiPM letörési feszültségét (pontosabban: átlagos kioltási feszültségét, V_{10}) adja meg [25]. Ez a sztandard módja a SiPM letörési feszültség mérésének. Ennek a mérésnek megfelelő letörési feszültséget adják meg a gyártók a SiPM specifikációjában.



2.10. ábra Erősítési görbe. Mérési pontokra illesztett egyenes vízszintes tengelymetszete a SiPM letörési feszültségét (V_{BD}) adja meg.

A fotoelektron-spektrumból a SiPM fotodetektálási hatásfoka is meghatározható [25]. A pedestal esemény-számának és a teljes spektrum esemény-számának a hányadosából megkapjuk annak a valószínűségét, hogy a lézer triggerre nem detektálunk fotont (pedestal esemény). A pedestal esemény valószínűsége, Poisson-eloszlás esetén, egyértelműen meghatározza az eloszlás várható értékét, vagyis az impulzusonként detektált átlagos foton-számot (λ_{det}):

$$\lambda_{det} = -\ln(n_{ped}/n_{tot}), \quad (16)$$

ahol n_{ped} a pedestal események száma és n_{tot} a spektrum összes eseményének a száma. Ha tudjuk pontosan azt is, hogy impulzusonként átlagosan hány foton érkezik a SiPM-re (λ_{ph}), akkor a fotodetektálási hatásfok (PDE) a következő arányából meghatározható:

$$PDE = \lambda_{det}/\lambda_{ph}. \quad (17)$$

Ha nem ismert pontosan az impulzusonkénti fotonok száma, de biztosítani tudjuk több SiPM azonos módon történő megvilágítását, akkor a SiPM-ekkel mért λ_{det} értékek arányosításával a szenzorok relatív fotodetektálási hatásfoka megkapható.

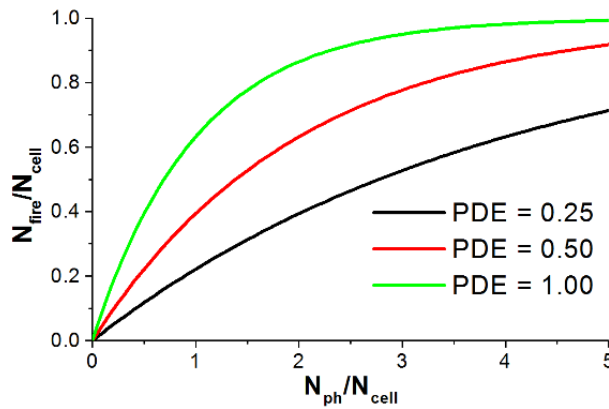
2.9 Telítési jelenségek nagy foton-intenzitások esetén

Ha a SiPM-re érkező nagyon rövid fény-impulzus fotonjai egyenletesen oszlanak el a mikrocellákon, akkor a SiPM választ a

megvilágító foton-szám (N_{ph}) függvényében, binomiális modell szerint a következőképpen írhatjuk fel:

$$N_{fired} = N_{cell} \cdot \left(1 - \exp \left(-PDE \frac{N_{ph}}{N_{cell}} \right) \right), \quad (18)$$

ahol N_{fired} a begyújtott mikrocellák, N_{cell} az összes mikrocella száma és PDE a fotodetektálási hatásfok. Ez az úgynevezett binomiális nonlinearitás (binomial nonlinearity) [35]. A **2.11 ábrán** a (18) képlet alapján ábrázoltuk a SiPM választ három különböző fotodetektálási hatásfokra.

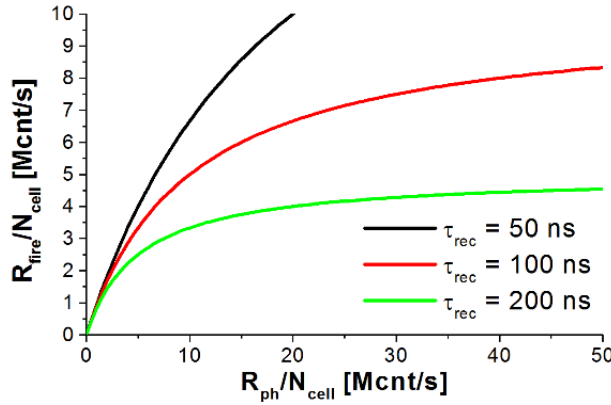


2.11. ábra Binomiális nonlinearitás: a SiPM válasza rövid fényimpulzusra, a megvilágító foton-szám (N_{ph}) függvényében, három különböző fotodetektálási hatásfok (PDE) esetén. N_{fired} a begyújtott mikrocellák és N_{cell} az összes mikrocella száma. Mind az x , mind az y -tengely értékeit N_{cell} -el normáltuk.

Ha, a megvilágító fény nem egy pillanatszerű impulzus, hanem valamilyen időbeli eloszlása van, akkor a mikrocellák helyreállási idejét is figyelembe kell venni. A pillanatszerű impulzussal történő megvilágítás ellenpárja az állandó foton-árammal történő megvilágítás (continuous wave). Ebben az esetben a SiPM választ a megvilágító foton-áram (R_{ph}) függvényében, nem-bénuló holtidő modell szerint a következőképpen írhatjuk fel:

$$R_{fired} = \frac{PDE \cdot R_{ph}}{1 + \frac{PDE \cdot R_{ph} \cdot \tau_{rec}}{N_{cell}}}, \quad (19)$$

ahol R_{fired} a mikrocellák begyúlási gyakorisága, N_{cell} az összes mikrocella száma és τ_{rec} a helyreállási idő. Ez az úgynevezett visszaállási nonlinearitás (recovery nonlinearity) [35]. A **2.12 ábrán** a (19) képlet alapján ábrázoltuk a SiPM választ három különböző visszaállási-időre.



2.12. ábra Visszaállási nonlinearitás: a SiPM válasza folytonos fényáramra, a megvilágító foton-áram (R_{ph}) függvényében, fotodetektálási hatásfok (PDE) = 1 és három különböző visszaállási-idő (τ_{rec}) esetén. R_{fired} a mikrocellák begyűlési gyakorisága, N_{cell} az összes mikrocella száma. Mind az x , mind az y -tengely értékeit N_{cell} -el normáltuk.

2.10 A letörési feszültség és a DCR hőmérsékletfüggése

A letörési feszültség (V_{BD}) és a sötétimpulzus gyakoriság (DCR), a SiPM két igen fontos paramétere, melyek érzékenyen reagálnak a hőmérséklet változására.

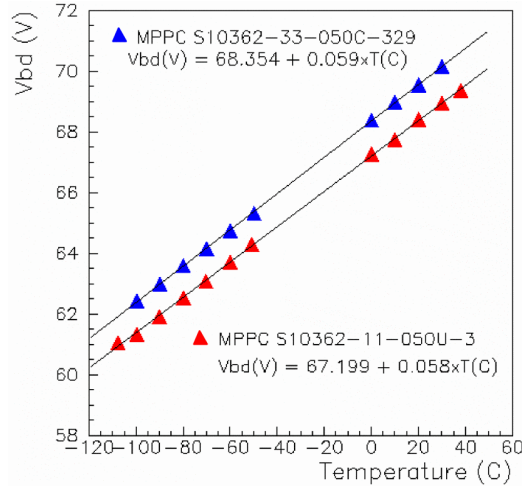
A hőmérséklet növekedésével a növekvő rácsrezgés miatt a töltéshordozók átlagos szabad-úthossza csökken, ezért nagyobb térerősség szükséges az öfenntartó lavina keletkezéséhez, vagyis a letörési feszültség növekszik. A **2.13. ábrán**, két féle SiPM letörési feszültségének kimért hőmérséklet-függése látható. Mindkét esetben a letörési feszültség lineárisan függ a hőmérséklettől a teljes mért tartományra. A hőmérsékleti együtthatójuk mindkét SiPM esetén mintegy 60 mV/°C-ra adódott.

A DCR hőmérsékletfüggése, nem extrém alacsony hőmérsékleten ($T > -60^\circ\text{C}$), a termikusan gerjesztett töltéshordozó-párok keletkezésének a valószínűségével van kapcsolatba (Shockley-Read-Hall folyamat). A keletkezés valószínűségét jól ismert összefüggéssel írhatjuk le:

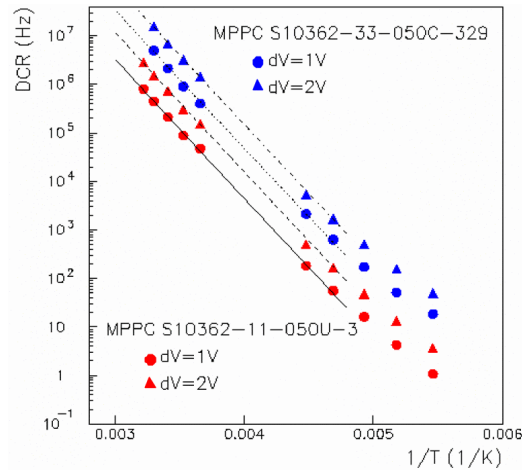
$$p(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right), \quad (20)$$

ahol T az abszolút hőmérséklet, E_g a tiltott-sáv szélessége, k_B a Boltzmann-állandó és C egy arányossági tényező, ami anyagösszetételtől

és a technológiai paraméterektől függ. A **2.14. ábrán** két féle SiPM, 1 és 2 V-os előfeszítés mellett kimért DCR-jének hőmérsékletfüggése látható. Az ábrán látható, hogy a -60 és 38°C -os tartományban a (20) képlet alapján jól megilleszthetők a mérési pontok, vagyis a (20) képlet jól leírja a DCR hőmérséklet függését ebben a tartományban.



2.13. ábra Két féle SiPM (MPPC) letörési feszültsége (V_{BD}) a hőmérséklet a függvényében. A hőmérsékleti együtthatójuk mindkét SiPM esetén mintegy $60 \text{ mV}^\circ\text{C}$ -ra adódott [36].



2.14. ábra Két féle SiPM (MPPC), 1 és 2 V-os előfeszítés mellett kimért DCR-je a hőmérséklet reciprokanak ($1/T$) a függvényében. A mérési pontok a (20) képlet alapján lettek megillesztve [36].

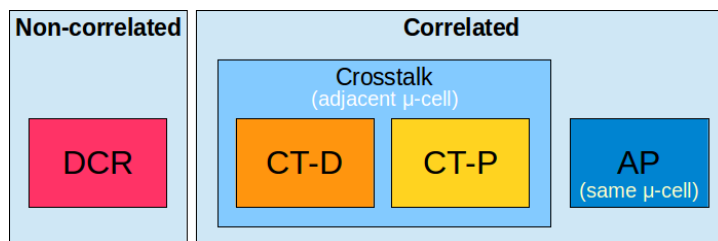
3. A SiPM korrelált zajainak analízise

A SiPM válaszában jelenlévő áthallás, sötét- és utó-impulzusok jelentősen korlátozzák a szenzor egy-foton feloldását és a dinamikai tartományát. Számos tanulmány foglalkozik ezeknek a zajoknak a mérésével és működésük megértésével, mert amellet, hogy a különböző technológiák összehasonlíthatóak ezek alapján, a továbbfejlesztésükben is támpontot adhatnak. Az irodalomban eddig megjelent tanulmányok, úgymint [25], [26], [31], [37], [38], részletesen taglalják a sötétimpulzus, áthallás és utóimpulzus összetevőket, de az 2.7.2 részben már említett késleltetett-áthallásról csak elvétve esik szó [31].

Célom ebben a fejezetben a SiPM zajainak egy átfogóbb elemzése, egy olyan módszerrel, amely képes mind a négy féle zajt (de elsősorban az utóimpulzust és késleltetett-áthallást) elkülöníteni és számszerűen jellemezni.

3.1 A zaj-impulzusok osztályozása

A zaj-impulzusokat két nagy csoportra oszthatjuk az alapján, hogy az adott zaj korrelál-e a korábban lezajló impulzussal. A nem-korrelált események csoportjába a sötétimpulzusok, míg a korrelált események csoportjába az utóimpulzus és a 2.7.2 részben leírt prompt- és késleltetett-áthallás tartozik.



3.1. ábra A zaj-impulzusok és osztályozásuk: sötétimpulzus (DCR), késleltetett-áthallás (CT-D), prompt-áthallás (CT-P) és utóimpulzus (AP).

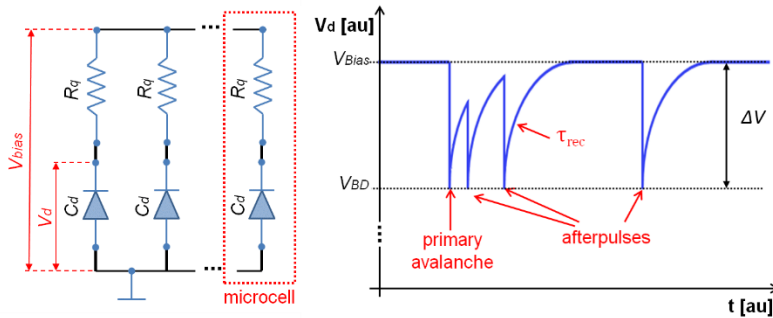
Jelenleg az irodalomban általában, az utóimpulzus alatt azon korrelált eseményt értik, amely az elsődleges lavina után némi késéssel ($> 1\text{ns}$) jelenik meg [25], [27], [37]. Azonban ez a csupán időalapú osztályozás a megjelenő késleltetett-áthallás impulzust is az utóimpulzushoz sorolja, helytelenül. Ezért, a világosság kedvéért,

szükséges egy pontosabb osztályozása a korrelált impulzusoknak. Jelen munkában, azon korrelált eseményeket, melyek ugyanabban a mikrocellában keletkeznek, mint az elsődleges esemény, utóimpulzusnak, míg egy szomszédos cellában létrejövőt áthallásnak nevezzük (3.1. ábra).

3.2 Módszer az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás szeparálására

Az irodalomban számos példa található a sötétimpulzusok, a prompt-áthallás és az utóimpulzus mérésére, kiértékelésére. Ezzel szemben a késleltetett-áthallásról, ha szó is esik, nincs részletesebb tanulmány. Ennek az oka, az, hogy a korrelált impulzusokat általában csak érkezési idejük szerint csoportosítják, aminek az lesz a következménye, hogy a késleltetett-áthallást is utóimpulzushoz sorolják. Ez a megközelítés helytelen, hiszen ez a két fajta zaj alapvetően különbözik egymástól. A továbbiakban bemutatásra kerül egy általam kifejlesztett módszer, ami az érkezési idő mellett az impulzusok amplitúdóját is figyelembe veszi, lehetővé téve így, az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás különválasztását.

A késleltetett impulzusok amplitúdó-alapú szétválasztását az teszi lehetővé, hogy a mikrocella visszaállása az utóimpulzusra hatással van, míg a késleltetett-áthallást érintetlenül hagyja [29], [31]. Most tekintsünk egy V_{bias} -al előfeszített SiPM egyetlen mikrocelláját (3.2. ábra bal oldala). Amikor a mikrocellában lavina indul meg, akkor a kiürített tartomány kapacitása (C_d) kisül és a kiürített tartományon lévő feszültség (V_d) visszaesik V_{BD} -re ($\Delta V = 0$). Miután a lavina lecseng, az R_q -n keresztül folyó kis áram elkezd újraöltetni C_{cell} -t. Így V_d exponenciálisan helyreáll a τ_{rec} időállandóval, visszatérve az előfeszítés értékére.



3.2. ábra A mikrocella-visszaállásának hatása az utóimpulzusokra. A V_d a mikrocella diódáján eső feszültség.

Abban az esetben, ha egy újabb lavina indul el (pl. egy csapdából kiszabaduló töltéshordozó miatt), még mielőtt a mikrocella teljesen visszaállt volna, a keletkező jel nagysága kisebb lesz (**3.2. ábra** jobb oldala) [21]. Mivel a jel nagysága (a keletkezett töltés) arányos az aktuális V_d -vel, ezért az amplitúdója is függni fog a cella visszaállásának állapotától:

$$A(t) = A_{unit} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right) \right] \quad (21)$$

A (21) képletben szereplő A_{unit} , a teljesen visszaállt mikrocellában keletkező jel amplitúdója, amire a későbbiekben „egységnyi amplitúdó”-ként fogunk hivatkozni. Az utóimpulzusok amplitúdója is a fentebb leírt módon függ a visszaállástól.

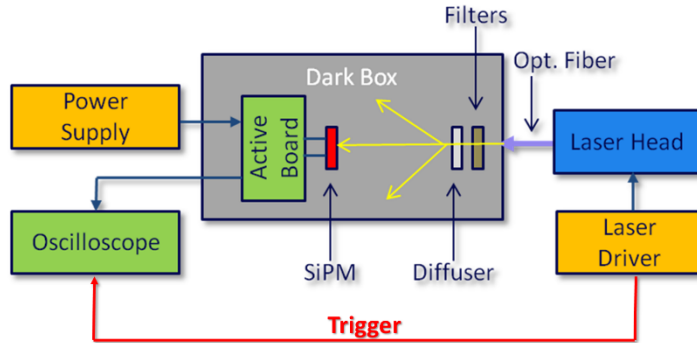
Az áthallás esetén, így a késleltetett-áthallás esetén is, a másodlagos lavina egy szomszédos mikrocellában történik. Kis intenzitású megvilágítás esetén a szomszédos cella nagy valószínűséggel teljesen visszaállt állapotban van, így a keletkező impulzus amplitúdója mindig egységnyi lesz. A két féle zaj akkor választható szét teljesen, ha garantálni tudjuk, hogy a mikrocella visszaállásának ideje, hosszabb, mint az utóimpulzusokat keltő töltéshordozók kiszabadulásának ideje ($\tau_{rec} > \tau_{AP}$).

3.3 Mérések

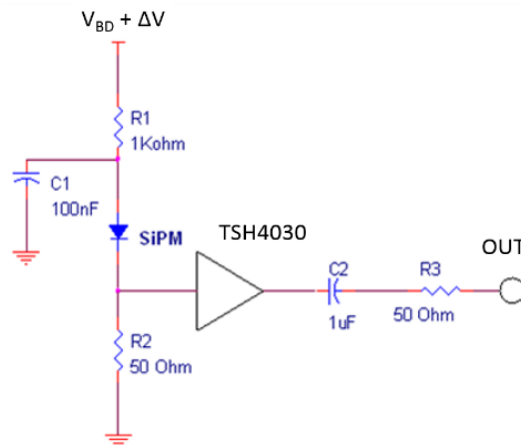
A zaj-analízissel kapcsolatos méréseket az catania-i STMicroelectronics laboratóriumában, az ottani eszközökkel végeztem el. A mérés-összeállítást az **3.3 ábrán** látható. A fényzáró dobozban egy front-end panelre volt közvetlenül csatlakoztatva a mérendő SiPM. A front-end elektronikában egy gyors erősítőt (Texas Instruments THS4303) használtunk, aminek 10-szeres erősítése és 1.8 GHz sávszélessége volt (**3.4 ábra**). Az impulzus üzemű lézer (PiLas) 405 nm hullámhosszúságú fényét egy optikai kábellel vezettük a fényzáró dobozba. Az intenzitás szabályozása és az egyenletes megvilágítás végett neutral density filtereken és egy transzmissziós diffúzeren keresztül irányítottuk a lézer fényét a SiPM-re.

Az analízis szempontjából fontos szerepe volt annak, hogy rövid hullámhosszúságú, kék fényű lézert alkalmazásának, hiszen a lézer fotonjai (elsődleges fotonok), nagyobb hullámhossz esetén, nemcsak a mikrocella felső aktív és ahhoz közeli tartományában nyelődhetnek el, hanem a szubsztrát mélyebben lévő semleges tartományában is [27], [28]. A semleges tartományban elnyelődő fotonok által keltett töltéshordozók

diffúzió és drift révén, késleltetve érkeznek meg az aktív tartományban így, maga az elsődleges lavina is késleltetve indul el. Tehát rövid hullámhosszúságú fényt használtunk, hogy garantáljuk, azt hogy minden elsődleges lavina a triggerrel egy időben, késleltetés nélkül keletkezzen.



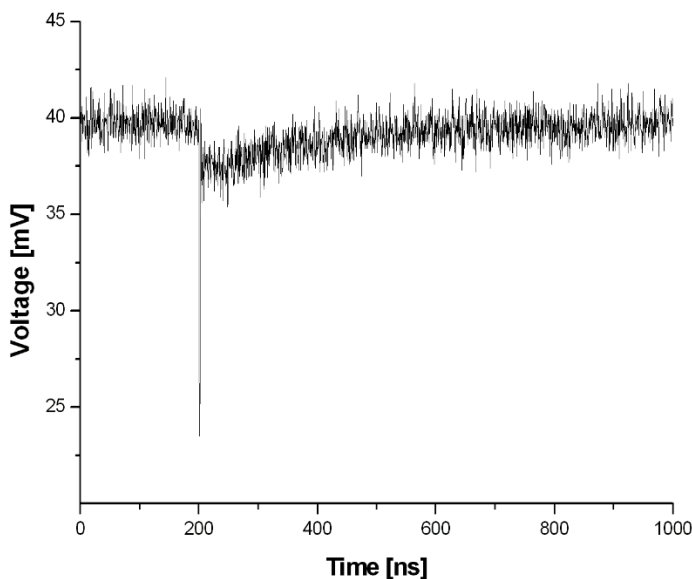
3.3. ábra Mérés-összeállítás.



3.4. ábra Front-end elektronika.

A mérés során a SiPM-et egy sor kis intenzitású lézer-impulzussal világítottam meg. Minden egyes impulzusnál (lézer triggernél) a SiPM jelét egy digitális oszcilloszkóppal (Agilent Infiniium 54855A DSO) rögzítettem. 1024 mintából álló hullámformákat vettem fel, 2 GHz-es mintavételezési frekvenciával. Ezekkel a beállításokkal egy felvett hullámforma 512 ns hosszú volt. A 3.5. ábrán az STMicroelectronics által gyártott SiPM tipikus mikrocella-válaszát láthatjuk, az nagy tuskével az

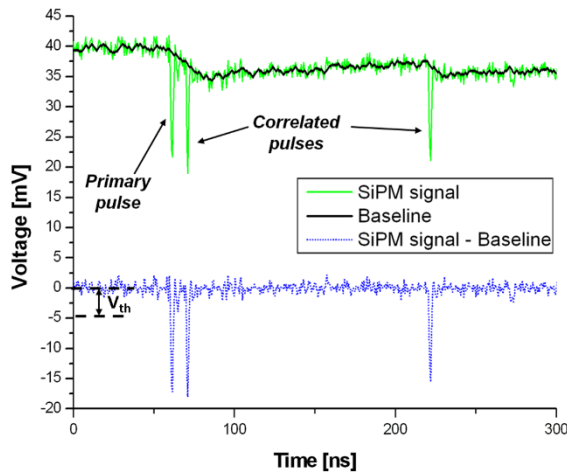
elején és a hosszan lecsengő „farokkal”. A jel 40 mV-os eltolódása az oszcilloszkóp belső ofsztijéből származik.



3.5. ábra STMicroelectronics SiPM tipikus mikrocella-válasza. Itt jól látszik a görbe elején a 2.7 ábrán már bemutatott „tüske”.

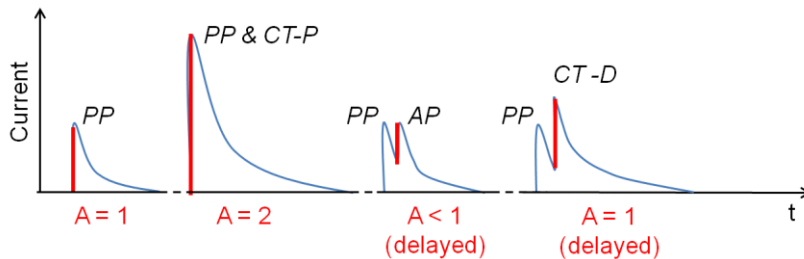
Egy saját fejlesztésű C++ programot használtam az oszcilloszkóp adatának gyűjtésére és feldolgozására. A program magába foglal egy impulzus detektáló algoritmust, amely végigpásztázva a teljes hullámformát felismeri az impulzusokat és eltárolja a triggerhez viszonyított késleltetési idejüket és az alapvonalhoz viszonyított amplitúdójukat. Az impulzusok késleltetési ideje és amplitúdója meghatározására a jel gyors felfutású és lecsengésű tuskéjét használtuk fel. Mivel a korrelált impulzusok ráülnek az elsődleges impulzus hosszú lecsengésű farkára, egy alapvonal helyreállító (BaseLine Restorer, BLR) algoritmust is alkalmaztam a mintavételezett hullámformán, hogy meghatározzam a helyes amplitúdójukat (**3.6. ábra**). Az általam használt BLR algoritmus szoftveres implementációja egy analóg áramkörnek [39], ami a következő módon működik. Az alapvonal értékét minden egyes hullámforma első mintájának az értékével inicializáljuk. A hullámforma mintáin végighaladva, ez az inicializált alapvonal megpróbálja követni a jel aktuális értékét egy megfelelően megválasztott sebességgel (mV/minta): a jelfeldolgozó program a hullámforma minden egyes pontjánál összehasonlítja a jel és az alapvonal aktuális értékét; ha a jel alatt van az alapvonalnak, akkor növeljük az alapvonalat a választott „sebesség”-el, de ha felette, akkor csökkentjük. A sebesség értékét olyan

értékűre választottam, hogy az alapvonal követni tudja az eredeti jel egyenáramú és kisfrekvenciás összetevőit, de érintetlenül hagyja az éles csúcsokat. Alkalmazva a BLR-t egy tipikus hullámformán egy 0,2 mV/minta sebességgel, megkaptam az alapvonalat, amint az a **3.6. ábrán** látható. Kivonva az alapvonalat az eredeti jelből, az alapvonallal korrigált jelet kapjuk meg (alsó görbe).



3.6. ábra Egy tipikus hullámforma a helyreállított alapvonallal (felső görbék). Az alapvonallal korrigált jel (alsó görbe). Egy impulzus detektálási küszöböt (V_{th}) használtunk az elektromos-zaj által keltett hamis impulzusok kiküszöbölésére.

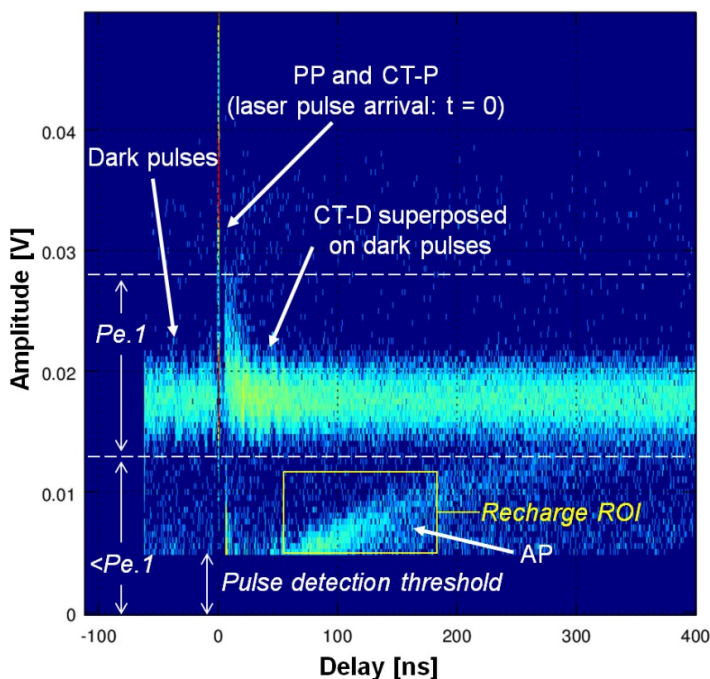
A korrelált impulzusok szeparálása, így az utóimpulzus és a késleltetett-áthallásé is, a korábban már részben említett amplitúdó-idő diszkrimináción alapult. A **3.7. ábra** a mikrocella válaszát (elsődleges impulzust) és a három féle korrelált impulzust mutatja be.



3.7. ábra Elsődleges impulzusok (PP) a három különböző féle korrelált impulzusokkal: prompt-áthallás (CT-P), utóimpulzus (AP) és a késleltetett-áthallás (CT-D). Itt az egyszerűség kedvéért a SiPM impulzusainak az éles tüskéjét nem ábrázoltuk (**2.7 ábra**).

Az elsődleges impulzusnak (PP) egységnyi amplitúdója van és az érkezési ideje a referencia idő (t_0). A prompt-áthallás (CT-P) közvetlenül ráül az elsődleges impulzusra létrehozva így egy kétszeres amplitúdójú jelet. A mikrocella teljes visszaállása előtt történő utóimpulzus időben késleltetve, az egységnyi amplitúdónál kisebb amplitúdóval (BLR-korrigált) jelenik meg. A késleltetett-áthallás is időben késleltetve, de egységnyi amplitúdóval jelenik meg. Tehát ez, a korábban már említett különbség teszi lehetővé a kétféle késleltetett jel szétválasztását.

Hogy a korrelált impulzusoknak megfelelő statisztikája legyen, nagyszámú hullámformát kellett gyűjteni. Az impulzusok késleltetési idejét és az amplitúdóját minden egyes hullámformára meghatároztam a fentebb leírt jelfeldolgozást alkalmazva. A jelfeldolgozó program impulzus detektálási küszöbét, az alapvonal zaja fölé, 5 mV-ra állítottam. A **3.8. ábra** a gyűjtött impulzusok amplitúdó és késleltetési idő szerinti eseményzsűrűségét mutatja.

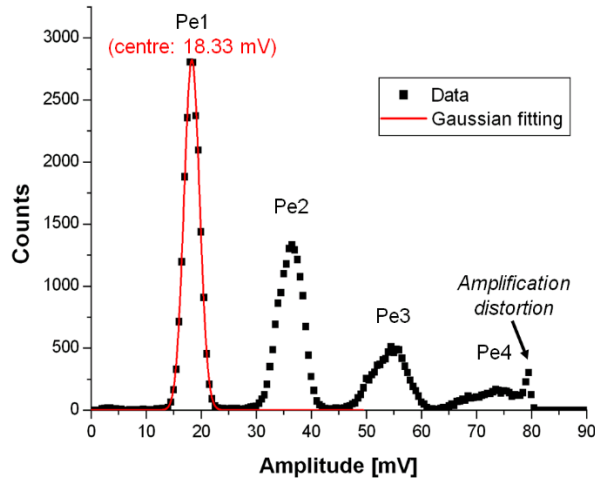


3.8. ábra Amplitúdó és késleltetési idő szerinti eseményzsűrűség az elsődleges (PP) a prompt-áthallás (CT-P), a késleltetett-áthallás (CT-D) és az utóimpulzus (AP) jól elkülönülő tartományaival. A $t = 0$ vonal mentén lévő impulzusok a jel amplitúdó spektrumát adják (3.9. ábra).

Az ábrán jelöltük a különböző féle eseményekhez tartozó, jól elkülönülő tartományokat: az utóimpulzusok, a sötét impulzusok, a sötét

impulzusokra ülő késleltetett-áthallás, továbbá az elsődleges impulzusok és a prompt-áthallás tartományait. Az eseménysűrűség ábra skálája logaritmikus, hogy a viszonylag kisszámú korrelált események is jól láthatóak legyenek.

Kijelölve két tartományt (region of interest, ROI), egyet az egységnyi amplitúdójú impulzusoknak (Pe1), másikat az ennél kisebb amplitúdójú impulzusoknak (<Pe1), megkaphatjuk a szóban forgó két folyamat időbeli eloszlását. Mint később látni fogjuk, ezekből az eloszlásokból kinyerhetők a két folyamathoz tartozó karakterisztikus idők és a SiPM jeléhez való relatív hozzájárulásuk. Megjegyzendő, hogy a $t = 0$ függőleges vonal mentén lévő impulzusok amplitúdója a jel amplitúdó-spektrumát adja, amint az a **3.9. ábrán** látható.



3.9. ábra A jelamplitúdó-spektrum a fotoelektron-csúcsokkal (Pe1...Pe4). Ez az amplitúdó és a késleltetési idő szerinti eseménysűrűség ábra $t = 0$ függőleges vonal mentén lévő impulzusok amplitúdójából épül fel.

3.3.1 A módszer demonstrálása

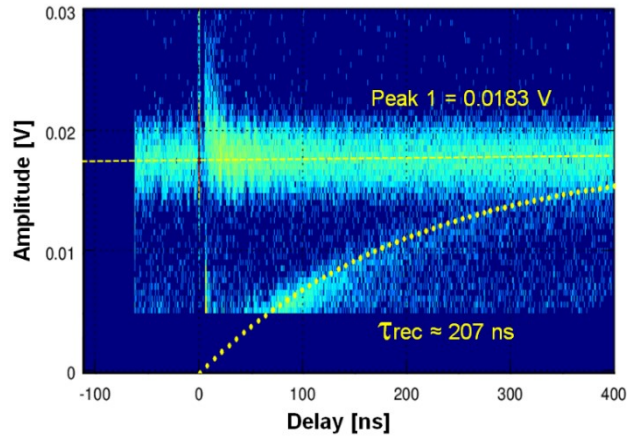
A következőekben leírok egy konkrét mérést, a módszer demonstrálására. Az utóimpulzus és késleltetett-áthallás analízist egy STMicroelectronics által gyártott 1 mm²-es, 10x10 mikrocellából álló SiPM-en hajtottam végre. A SiPM mikrocella mérete 100 μm és a kitöltési tényezője 67% volt. A szenzor mikrocellái a [32] munkában leírt módon N-on-P technológiával készültek. A mérés során 3 V-os túlfeszültséget kapcsoltam a SiPM-re.

60.000 hullámformát (n_{wf}) gyűjtöttem a megfelelő statisztika elérésére. Hogy tovább javítsuk a korrelált impulzusok statisztikáját, megnöveltem a megvilágító lézer-impulzusok átlagos fotonszámát. A jel amplitúdó spektrum, ami csak az elsődleges és a prompt-áthallás impulzusokat tartalmazza, a **3.9. ábrán** látható.

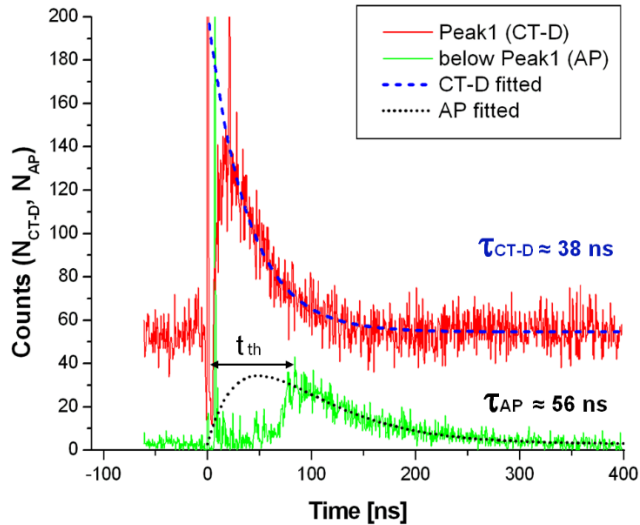
Az egységnyi amplitúdó 18,33 mV-nek adódott az megillesztett első fotoelektron-csúcs (Pe1) közepéből. Mivel az elsődleges és a prompt-áthallás is, késleltetés nélkül jelennek meg, ugyanazt a szerepet játsszák a késleltetett korrelált impulzusok analízise szempontjából. A jelenlévő prompt-áthallás ugyanazt eredményezi, mintha megnövelnénk a lézer-impulzusonkénti elsődleges fotonok átlagos számát. A továbbiakban az elsődleges és a prompt-áthallás impulzusokra, mint „összes prompt-impulzus“-ra fogok hivatkozunk (n_{ipp}). Az összes prompt-impulzus számát a csúcsonkénti impulzus-számok súlyozott összegéből megkaphatjuk: $n_{tpp} = n_{pe1} + 2 \cdot n_{pe2} + 3 \cdot n_{pe3} + 4 \cdot n_{pe4}$; ahol az n_{pe1} , n_{pe2} , n_{pe3} és az n_{pe4} , a Pe1, Pe2, Pe3 és a Pe4 csúcsokba eső impulzusok száma. A 60.000 hullámformából, az n_{tpp} 88.630-nak adódott. A spektrum negyedik csúcsán megfigyelhető torzulás, az oszcilloszkóp analóg-digitál konverterétől származik. Ez a torzítás nem jelentős, hiszen az növekvő amplitúdójú impulzusok valószínűsége rohamosan csökken.

Visszatérve a **3.8. ábrához**, felismerhető a visszaállási folyamat (Recharge ROI): amint a mikrocella exponenciálisan visszatöltődik, a korrelált utóimpulzusok egyre jobban megközelítik az egységnyi amplitúdót, a (21) képletnek megfelelően. Felhasználva az ismert paramétereket, a t_0 -at (0 ns) és az egységnyi amplitúdót (18,33 mV), a Recharge ROI pontjai jól megilleszthetőek. Az illesztésből megkapjuk a szenzor tipikus τ_{rec} -ét (**3.10. ábra**). Az illesztett pontok 207,4 ns-os visszaállási időt adnak, ami megegyezik a gyártó által megadott paraméterek névleges értékéből ($R_q=320 \text{ k}\Omega$, $C_{cell}=648 \text{ fF}$) számolt visszaállási idővel [40].

A **3.11. ábra** a **3.8. ábrán** feltüntetett Pe1 és <Pe1 tartományok összevont beütésszámát mutatja lineáris skálán, 0,5 ns-os bin mérettel. Közvetlenül a t_0 után, mindkét görbén torzulások láthatóak az impulzus-felismerés bizonytalansága miatt. Amint már korábban említettük, a <Pe1 tartomány az utóimpulzusokat, a Pe1 tartomány pedig a késleltetett-áthallás impulzusokat tartalmazza.



3.10. ábra A 3.8 ábrán jelzett Recharge ROI pontjaira illesztett visszaállási görbe.



3.11. ábra A 3.8 ábrán jelzett $Pe1$ és $<Pe1$ tartományok összevont beütésszáma és a hozzájuk tartozó illesztő függvények.

Az utóimpulzusokhoz tartozó görbe elején van egy levágás, ami az 5 mV-os impulzus-felismerési küszöb (V_{th}) miatt van. Mivel az utóimpulzusok amplitúdója a (21) képlet szerint függ a mikrocella visszaállásától, ezért lesz egy, a V_{th} -nek megfelelő küszöbidő (t_{th}). Más szavakkal a t_{th} az az idő, ami ahhoz szükséges, hogy a legkisebb, már felismerhető amplitúdójú utóimpulzusok megjelenjenek. Átrendezve a

(21) képletet és feltéve, hogy $A(t) = V_{th}$ a (22) összefüggést kapjuk, amivel megbecsülhetjük t_{th} -t.

$$t_{th} = -\tau_{rec} \cdot \ln \left(1 - \frac{V_{th}}{A_{unit}} \right) \quad (22)$$

Mivel ez az idő az 5 mV-os küszöb esetén 66 ns, az illesztési tartomány, csak ezután kezdődhet. Emiatt az illesztésnél csak a 80 és 400 ns közötti adatpontokat vettük figyelembe.

Az utóimpulzushoz tartozó adatot az (13) képlet alapján felírt (23) függvénnyel illesztettük meg. A konstans rész (B_{AP}) jelenléte a nem korrelált sötétimpulzusokat kísérő utóimpulzusokkal magyarázható.

$$N_{AP}(t) = A_{AP} \cdot \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_{rec}} \right) \right] \cdot \exp \left(-\frac{t}{\tau_{AP}} \right) + B_{AP} \quad (23)$$

A késleltetett-áthalláshoz tartozó adatot egy, önkényesen választott, exponenciális függvénnyel illesztettük meg, ami láthatóan jól leírja az eloszlás menetét:

$$N_{CT-D}(t) = A_{CT-D} \cdot \exp \left(-\frac{t}{\tau_{CT-D}} \right) + B_{CT-D} \quad (24)$$

A késleltetett-áthallás exponenciális eloszlás okának magyarázata túl mutat ennek a munkának a keretein. Minden esetre érdemes volna modellezni, a félvezetőkben zajló diffúzió vezérelt töltéshordozó transzport alapján. A konstans (B_{CT-D}) a nem korrelált sötét impulzusok miatt jelenik meg. Ez a konstans kifejezhető a (25) képlet alapján a sötétimpulzusok gyakoriságából (DCR), az időskála bin-szélességéből (Δt) és a gyűjtött hullámformák számából (n_{wf}). A nem korrelált impulzusok esetén a gyűjtött hullámformák számát kell figyelembe venni az összes prompt-impulzusok száma helyett.

$$B_{CT-D} = DCR \cdot \Delta t \cdot n_{wf} \quad (25)$$

Az illesztett függvények paramétereit az **3.1. táblázat**, míg az ezekből kinyerhető DCR , utóimpulzus és késleltetett-áthallás paramétereket a **3.2. táblázat** tartalmazza.

3.1. táblázat A késleltetett-áthallás (CT-D) és utóimpulzus (AP) görbék illesztő-függvényeinek paraméterei.

Paraméter	CT-D	AP
B	55	3
A	149	361
τ [ns]	38	56

3.2. táblázat Az illesztésből kinyert összes, a sötétimpulzusra (DCR), a késleltetett-áthallásra (CT-D) és az utóimpulzusra (AP) vonatkozó paraméter.

Paraméter	Érték
DCR	1.8 MHz
CT-D karakterisztikus idő	38 ns
AP karakterisztikus idő	56 ns
CT-D valószínűség	0.128
AP valószínűség	0.096
CT-D töltés járulék	12.8%
AP töltés járulék	3.3%

A sötétimpulzusok gyakoriságát a B_{CT-D} -ből, míg a késleltetett-áthallás (CT-D) és az utóimpulzus (AP) valószínűségét az ofszettel korrigált illesztő-függvények szummájából számoltuk, 400 ns-os időablakot figyelembe véve.

$$P_{AP} = \frac{1}{n_{tpp}} \sum_{i=0}^{400ns/\Delta t} (N_{AP}(i \cdot \Delta t) - B_{AP}) \quad (26)$$

$$P_{CT-D} = \frac{1}{n_{tpp}} \sum_{i=0}^{400ns/\Delta t} (N_{CT-D}(i \cdot \Delta t) - B_{CT-D}) \quad (27)$$

Az ilyen módon számolt utóimpulzus valószínűség, egy „effektív” valószínűség, mert a triggerelési valószínűséget is számításba veszi. A (26) és (27) képletekben szummát használtunk az integrál helyett, mivel az $N_{AP}(t)$ és az $N_{CT-D}(t)$ diszkrét mérés-pontokból állnak. A Δt az időskála bin-szélességét jelöli.

Gyakorlati szempontból az impulzusok töltés járuléka érdekesebb, mint a valószínűségeik. Mivel a késleltetett-áthalláshoz „egységnyi töltés”

tartozik, a töltés járuléka a SiPM jeléhez azonos a valószínűségével. Az „egységnyi töltés“ alatt, azt a töltésmennyiséget értjük, amit egy korábban nyugalomban lévő mikrocellában keletkező lavina kelt.

Az utóimpulzusok esetén a keletett töltésmennyiség függ a cella visszaállásának állapotától, pontosan úgy, ahogyan az amplitúdó függ tőle ((21) képlet). Ezért, hogy kiszámolhassuk az R_{AP} -t, az utóimpulzus összetevő relatív töltés járulékát, a megillesztett utóimpulzus függvényt a visszaállás állapotának megfelelően súlyozva kell szummázni:

$$R_{AP} = \frac{1}{n_{tpp}} \sum_{i=0}^{400ns/\Delta t} \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{i \cdot \Delta t}{\tau_{rec}}\right) \right] \cdot (N_{AP}(i \cdot \Delta t) - B_{AP}) \right\} \quad (28)$$

A fentebb leírtakban bemutattunk egy módszert és egy STMicroelectronics SiPM-en végzett mérést (mint demonstrációt) a késleltetett korrelált impulzusonként megjelenő utóimpulzus és késleltetett-áthallás szétválasztására. Ezzel a módszerrel meg tudtuk határozni a két folyamathoz tartozó karakterisztikus időket ($\tau_{CT-D} = 38$ ns, $\tau_{AP} = 56$ ns) és a SiPM jeléhez való járulékokat.

A késleltetett-áthallás impulzusok járuléka jelentős lehet. Vagyis, még ha kellően hosszú visszaállási idővel el is lehet nyomni az utóimpulzusokat, a késleltetett-áthallással szemben ez hatástalan. Ez volt a helyzet az én mérésém esetén is: a 207 ns hosszú visszaállási idő elég volt ahhoz, hogy az utóimpulzus komponens elnyomja (3.3%), de a késleltetett-áthallás nagy járulékát változatlanul hagyta (12%).

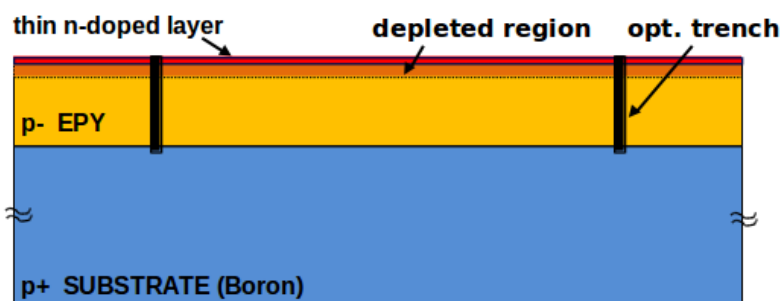
Ezek az eredmények azt mutatják, hogy fontos a gyártásnál olyan megoldások alkalmazása, ami csökkenti a bulkban keletkező kisebbségi töltéshordozók diffúziós hosszát, ezzel csökkentve a késleltetett-áthallás jelenlétét is.

3.3.2 Analízis különböző szubsztrátú SiPM-en

Mivel a késleltetett-áthallás összefüggésbe hozható a kisebbségi töltéshordozók bulkban történő diffúziójával, feltételezhető volt, hogy a SiPM szubsztrátjának megváltoztatásával befolyásolhatjuk a keletkezésük valószínűségét.

A szennyezés-koncentráció hatásának vizsgálatára, a catania-i STMicroelectronics-nál, három különböző mértékben szennyezett szubsztráttal gyártottak le SiPM-et. A SiPM mikrocella keresztmetszetét a **3.12. ábra** mutatja vázlatosan. Amint az ábrán is látható, a SiPM-ek

rétegrendje N-on-P, vagyis a szubsztrát bórral szennyezett, p-típusú. A három különböző SiPM rétegszerkezetében az egyetlen különbség csak a szubsztrátok szennyezés-koncentrációjában volt. A felső rétegszerkezet és koncentráció viszonyok azonosak voltak. A következőkben a három különböző szubsztrátra „low“, „medium“ és „high“ kifejezésekkel fogok hivatkozni. A hozzájuk tartozó koncentrációk az **3.3. táblázatban** láthatók.



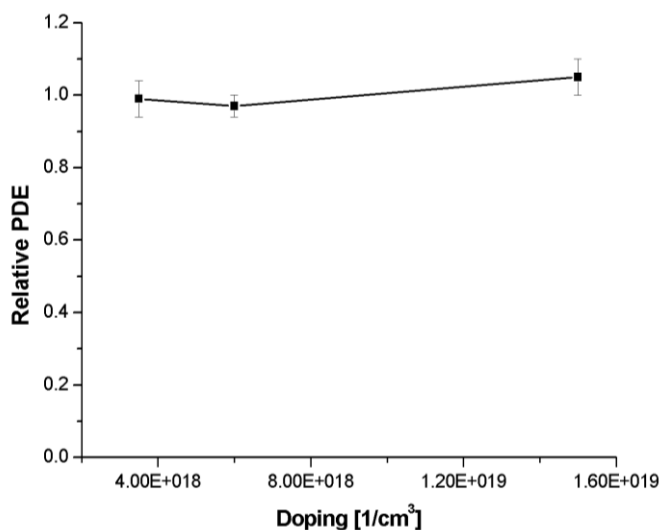
3.12. ábra A mérésekben használt SiPM-ek mikrocellájának keresztmetszete vázlatosan. Az EPY az epitaxiálisan növesztett réteget jelöli. A három féle szenzor csak a szubsztrátjuk szennyezés-koncentrációjában (low, medium, high) különbözik.

3.3. táblázat A low, medium és high szubsztrátokhoz tartozó szennyező-koncentráció értékek.

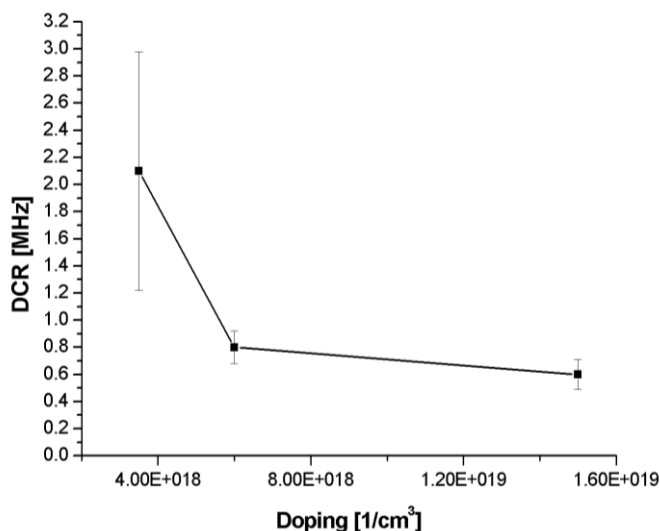
Szubsztrát	Koncentráció [$1/\text{cm}^3$]
low	3.5×10^{18}
medium	6.0×10^{18}
high	1.5×10^{19}

A mérés menete megegyezik az 3.3.1. részben leírtakkal. Ezenél a méréseknél is, az **3.2. táblázatban** felsorolt paramétereket lettek meghatározva a relatív PDE-vel kiegészítve. A különböző paramétereket a koncentráció függvényében ábrázoltam. Minden egyes koncentráció értékhez 6 SiPM példányt mértem le a jobb statisztika érdekében.

Első lépésben a SiPM relatív fotodetektálási hatásfokát (*PDE*) határoztam meg a fotoelektron-spektrumból a 2.8. részben leírtak szerint (**3.13. ábra**). A relatív *PDE* a különböző koncentrációk esetén változatlan. Ezt vártuk, hiszen a *PDE* rövid hullámhosszak esetén (így a mi esetünkben is) csak a szenzor felülete közelében lévő viszonyoktól függ, tehát független a szubsztráttól.



3.13. ábra A különböző szennyezés-koncentrációkhoz tartozó relatív fotodetektálási hatásfoka (PDE). A 405 nm hullámhosszúságú fény esetén a PDE-re nincs hatással a szubsztrátok különböző koncentrációja, hiszen ilyen hullámhosszágnál a szenzor PDE-jét kizárólag a legfelső tartománya határozza meg.



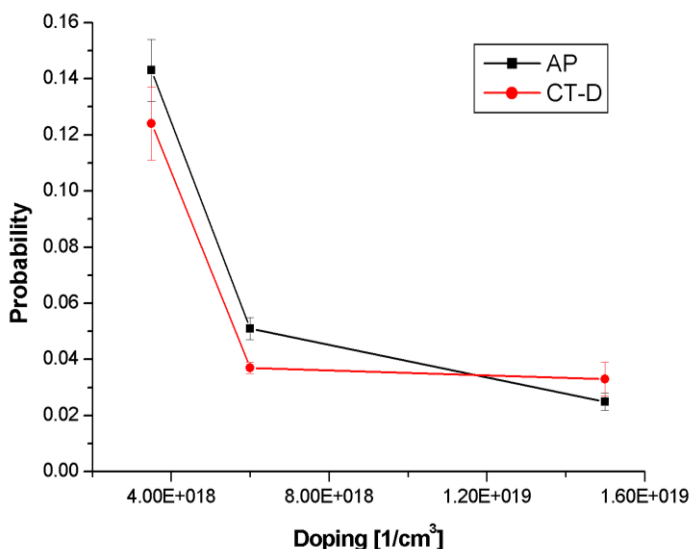
3.14. ábra A különböző szennyezés-koncentrációkhoz tartozó sötétimpulzus gyakoriság (DCR). A DCR csökkenést mutat a koncentráció növekedésével, ami a szubsztrátban, a kiürített tartomány közelében termikusan képződő kisebbségtöltéshordozókkal hozható összefüggésbe. A növekvő koncentrációval csökken a töltéshordozók diffúziós hossza, így egyre kisebb valószínűséggel érik el a kiürített tartományt és kelteneek sötét impulzusokat.

A következő paraméter, amit meghatároztunk a DCR volt (3.14. ábra). A DCR értékek nagy statisztikai bizonytalansága ellenére is látható, a tendencia, hogy a szennyezés-koncentrációt növelve csökken a DCR. Ez megmagyarázható azzal, hogy a bulkban termikus gerjesztéssel keletkező kisebbségi-töltéshordozók egyre kisebb valószínűséggel tudnak visszadifundálni az aktív tartományba, hiszen az egyre nagyobb koncentrációhoz egyre rövidebb diffúziós-hossz tartozik (3.4. táblázat) [41]. Itt valóban a DCR és nem a triggerelési valószínűség csökken, hiszen a PDE, mint fentebb láttuk, nem változik.

3.4. táblázat A mérésekben használt különböző szennyezés-koncentrációkhoz tartozó diffúziós hosszak a szilícium szubsztrátban.

Szubsztrát	low	medium	high
Koncentráció [$1/\text{cm}^3$]	3.5×10^{18}	6.0×10^{18}	1.5×10^{19}
Diffúziós hossz [μm]	16	11	7

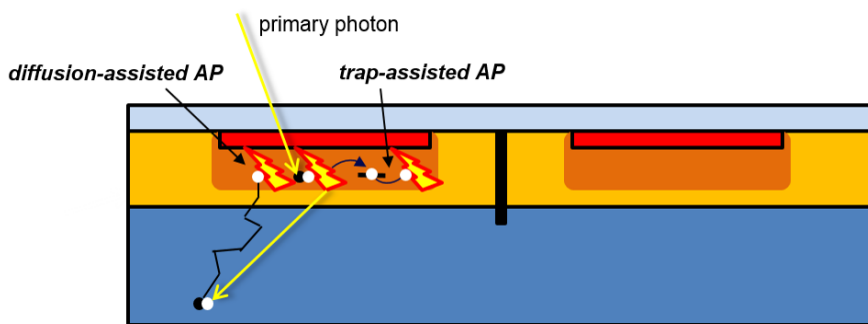
A 3.15. ábrán az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás valószínűségek láthatóak. A koncentráció növelésével mindkettő valószínűsége csökkenő tendenciát mutat.



3.15. ábra A különböző szennyezés-koncentrációkhoz tartozó utóimpulzus (AP) és késleltetett-áthallás (CT-D) valószínűségek. Mindkét valószínűség csökkenést mutat, ráadásul egymással korreláltnak. A késleltetett-áthallásnál ez várható, mivel a szoros kapcsolatban áll a töltéshordozók szubsztrátban való diffúziójával. Az utóimpulzusnál viszont meglepő az eredmény, ha csak nem feltételezzük egy dominánsan jelen levő diffúzió-vezérelt utóimpulzust is, a csapda-vezérelt mellett.

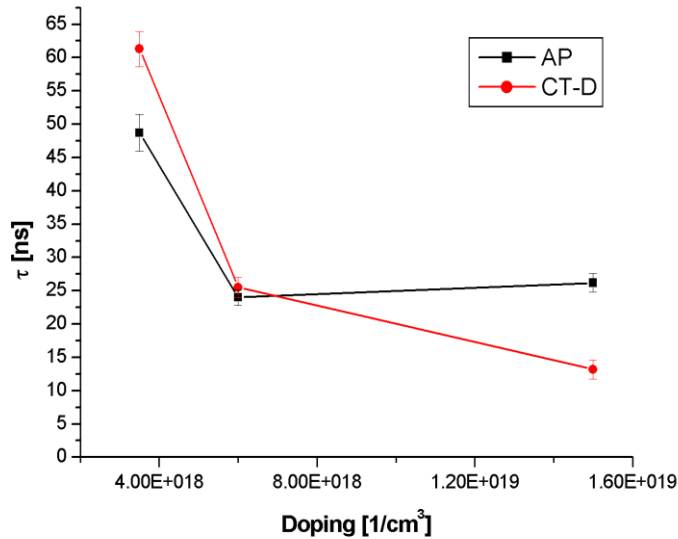
Ez a késleltetett-áthallás esetén várható volt, hiszen a háttérben a kisebbségi töltéshordozók diffúziója áll. Mivel a töltéshordozók diffúziós úthossza csökken a koncentráció növekedésével, hasonlóan a DCR valószínűségéhez, a késleltetett-áthallás valószínűsége is csökkenni fog. Ezzel szemben az utóimpulzus valószínűségének csökkenése meglepő, ha az irodalomban eddig leírt eredetére gondolunk. A szakirodalom, amint korábban említettük, az utóimpulzust a kiürített tartományban becsapdázódott és később kiszabaduló töltéshordozóknak tulajdonítja, vagyis az utóimpulzus eredetét a kiürített tartományra lokalizálja. Ezzel szemben a mi tapasztalatunk, az, hogy az utóimpulzus valószínűségére hatást gyakorol a szubsztrát szennyezése, ami arra utal, hogy az utóimpulzus eredete nem lokalizálható csupán a kiürített tartományra.

Továbbá az is látható hogy a késleltetett-áthallás és az utóimpulzus, nemcsak hasonlóan viselkednek, hanem határozottan korrelált viselkedést mutatnak. Ez pedig arra enged következtetni, hogy a két típusú zaj mögött ugyanaz a fizikai jelenség húzódik, vagyis az utóimpulzusok nagyobb részéért is a kisebbségi töltéshordozók diffúziója a felelős. Ez egyszerűen magyarázható a **3.16. ábrán** bemutatott modellel: a becsapdázódással keletkező utóimpulzusok mellett, a másodlagos foton által keltett, az eredeti mikrocellába visszadiffundáló kisebbségi töltéshordozók is keltene utóimpulzusokat. A késleltetett-áthallás és az utóimpulzus korrelált viselkedése, azt mutatja, hogy a késleltetett-áthalláshoz hasonló diffúzió-vezérelt utóimpulzusok nagyobb arányban vannak jelen, mint a csapda-vezéreltek.



3.16. ábra A két féle utóimpulzus (AP) modellje: csapda-vezérelt és diffúzió-vezérelt utóimpulzus.

A késleltetett-áthalláshoz és az utóimpulzushoz tartozó karakterisztikus idők hasonló értékei és korrelált függésük a koncentrációtól is arra enged következtetni, hogy a két zaj mögött ugyanaz a fizikai jelenség húzódik (**3.17. ábra**).



3.17. ábra A különböző szennyezés-koncentrációkhoz tartozó utóimpulzushoz (AP) és késleltetett-áthalláshoz (CT-D) tartozó karakterisztikus idők. A karakterisztikus idők hasonlósága is a két jelenség mögött meghúzódó azonos fizikai folyamatra utal (töltéshordozó-diffúzió a szubsztrátban).

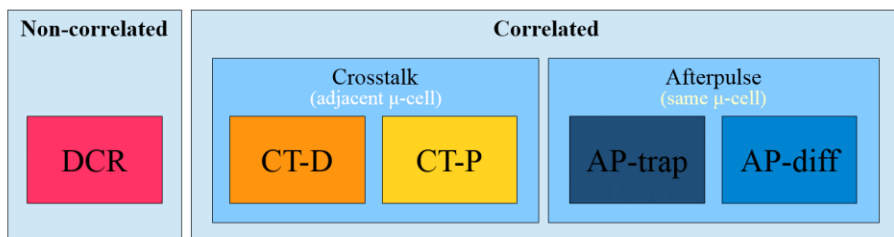
3.4 Összegzés

A 3. részben a SiPM korrelált zajainak a mérésével foglalkoztam. Az irodalomban általában tárgyalt sötétimpulzus gyakoriság, utóimpulzus és a prompt-áthallás mérése mellett egy további zaj, a késleltetett-áthallás mérését valósítottam meg.

- Kifejlesztettem egy módszert a késleltetett-áthallás és utóimpulzusok szeparálására az érkezési idejük és amplitúdójuk alapján.
- A módszer alapján meghatározható a késleltetett-áthallás és az utóimpulzus valószínűsége és a hozzájuk tartozó karakterisztikus idők.
- A késleltetett-áthallás jelenléte kimutatható és bizonyos esetekben jelentős lehet, mintegy 13%.

A 3.3.2. részben három különböző szennyezés-koncentrációjú szubsztráttal készült SiPM-et vizsgáltam az utóimpulzus és késleltetett-áthallás szempontjából.

- Az utóimpulzus valószínűsége függ a SiPM szubsztrátjának szennyezés-koncentrációjától
- Korreláció figyelhető meg a szennyezés-koncentráció függvényében a késleltetett-áthallás és utóimpulzus valószínűségei és karakterisztikus idejük között.
- A késleltetett-áthallás és az utóimpulzushoz tartozó karakterisztikus idők nagyon hasonlóak.
- A csapda-vezérelt utóimpulzus mellett diffúzió-vezérelt is létezik és bizonyos esetekben jelentős lehet. A zaj-impulzusok kibővített, a kétféle utóimpulzust is figyelembevevő osztályozását a **3.18. ábra** mutatja (**3.1. ábra** kiegészített változata).



3.18. ábra A zaj-impulzusok és osztályozásuk (**3.1. ábra** kiegészített változata): sötétimpulzus (DCR), késleltetett-áthallás (CT-D), prompt-áthallás (CT-P), csapda-vezérelt és diffúzió-vezérelt utóimpulzus (AP-trap, AP-diff).

4. A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise

Egy detektor rendszer fejlesztése során gyakran követelmény az, hogy hasonló paraméterekkel bírjanak a rendszert felépítő szenzorok. A szenzor gyártása során jelentkező bizonytalanságok miatt, az elkészített szenzorok egy adott paramétere mindig valamilyen eloszlást mutat. Ez igaz a SiPM gyártásánál is, ahol a legkevésbé kézben tartható paraméter a letörési feszültség. Valóban, az egyes SiPM-ek letörési feszültség értéke, még egy adott gyártásfolyamat mellett is tág tartományban mozog, különösen, ha a szenzorok különböző wafer-ekről, vagy batch-ekből származnak [42].

A szenzorok karakterizálására és válogatására két széles körben használt módszer van: fotoelektron-spektrumon (Single Photon Spectrum, SPS) és áram-feszültség görbén (I-V) alapuló módszer. Az első megközelítés viszonylag bonyolult és időigényes, míg a második, egy egyszerű egyenáramú mérés (DC), ami sokkal gyorsabb. Ezért tömeges SiPM válogatás esetén, ami több ezer/tízezer szenzort is jelenthet, a második módszer a kézenfekvő. Egy további korlátja a fotoelektron-spektrum alapú megközelítésnek, az érzékenysége a sötétimpulzusok gyakoriságára (DCR). Például besugárzott SiPM-ek DCR-ja jelentősen megnőhet. A sötétimpulzusok által elkent fotoelektron-csúcsok a fotoelektron-spektrumban megkülönböztethetetlené válnak [43], [44], így az ilyen szenzorok karakterizálása, csak az áram-feszültség görbe alapján történhet.

Ebben a fejezetben a SiPM-ek áram-feszültség görbére alapozott karakterizálására fókuszálok. Bemutatok egy általam felállított modellre alapozott DC-módszert, ami alkalmas a SiPM begyújtási, kioltási feszültségeinek és a begyújtási feszültség-eloszlásának a meghatározására.

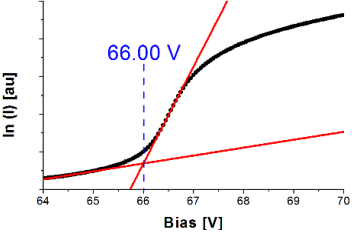
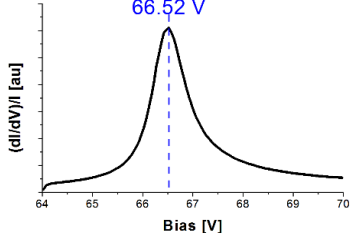
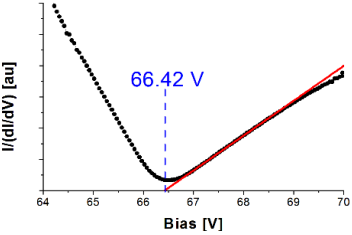
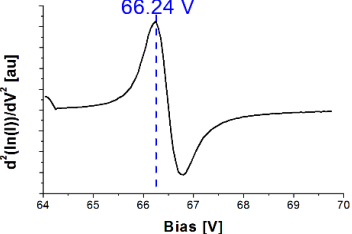
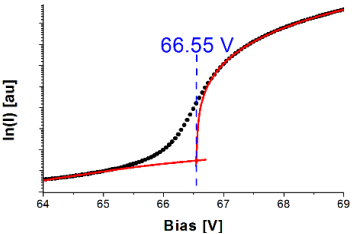
Egy adott SiPM fotoelektron-spektrum alapján és egy hagyományos DC-módszerrel meghatározott letörési feszültség értékei eltérőek lesznek [22], [45]. Ennek az eltérésnek az okára is fényt derít az általam javasolt DC-modell.

4.1 Ismert DC-módszerek

Hagyományosan, a SiPM letörési feszültségét az áram-feszültség görbéjének logaritmusából határozzák meg. Számos ismert módszer

létezik, úgymint a „tangens”, „relatív derivált” [46], [47], „inverz relatív derivált” [44] és a „második derivált” [48] módszerek.

4.1. táblázat Ismert DC-módszerek a SiPM letörési feszültségének meghatározására az áram-feszültség görbe alapján.

Tangens	Lineárisan illesztett „alapvonal” és $\ln(I)$ -hez rajzolt érintő	Az érintő és az „alapvonal” metszete	
Relatív derivált	$\frac{d}{dV} \ln(I)$ $= I'/I$	A maximum pozíciója	
Inverz relatív derivált	$1/\frac{d}{dV} \ln(I)$ $= I/I'$	Az x-tengely és az illesztett egyenes metszete	
Második derivált	$\frac{d^2}{dV^2} \ln(I)$	A maximum pozíciója	
Parabola illesztés	Lineárisan illesztett „alapvonal” és I -hez illesztett parabola	Az illesztett parabola és az „alapvonal” metszete log-lin skálán	

Emellett a logaritmus alapú technikák mellett, van még a „parabola illesztés” [49], amit közvetlenül az eredeti áram-feszültség görbe illesztésén alapul. Az **4.1. táblázatban** ezen DC-módszerek összefoglalása

látható, magyarázó ábrákkal kiegészítve. Az ábrák egy valódi áram-feszültség adatsor alapján készültek, ami megegyezik az **4.4 ábrán** később bemutatott megvilágítás mellett felvett adatsorral.

4.2 Egy új DC-modell és a 3. derivált módszer

Az előzőekben bemutatott módszerek egyrészt heurisztikusak, másrészt azon az egyszerű feltevésen alapulnak, hogy egy SiPM-en belül egyetlen letörési feszültség van. Ebben a részben bevezetek, az általam „3. derivált”-nak nevezett módszert. Ez a módszer egy új áram-feszültség modellen alapul, amiben figyelembe vesz két féle letörési feszültséget és a hozzájuk tartozó eloszlást.

Valamivel a SiPM letörési feszültsége felett az áthallásból és az utóimpulzusból származó impulzusok jelenléte elhanyagolható. Ezért ebben a feszültségtartományban, egyetlen cella áram-feszültség függvénye jó közelítéssel négyzetes: az áram egyenesen arányos, a mikrocella által keltett töltéssel és a lavina triggerelési valószínűségével is. Mivel a keltett töltés egyenesen arányos V -vel ((3) képlet), és ebben a tartományban feltételezzük, hogy a triggerelési valószínűség is lineáris függvénye V -nek ((8) képlet), a négyzetes kapcsolat nyilvánvaló a $V > V_{BD}$ esetén:

$$I_{SiPM\ cell} \propto q_{cell}(V)P_{trig}(V) \propto (V - V_{BD})(V - V_{BD}) \quad (29)$$

Az (29) képletben egy fajta letörési feszültséget tételeztünk fel. A valóságban, azonban egy mikrocellában lezajló lavina hiszterézist mutat, aminek két jellemző feszültsége van: a begyújtási és a kioltási feszültség [20]. A begyújtási feszültség (V_{01}), az a feszültség, ahol a mikrocella elkezd lavinázni és a kioltási feszültség (V_{10}), ahol a lavina megszűnik. Ezt a hiszterézist (h) beépíthetjük a modellbe, úgy, mint a $q_{cell}(V)$ és a $P_{trig}(V)$ függvények közötti feszültségeltolást. Mivel a mikrocella töltése nullává válik V_{10} alatt és a triggerelési valószínűség V_{01} -nál indul el nullából, így a mikrocella árama egy eltolt négyzetes függvénye lesz V -nek.

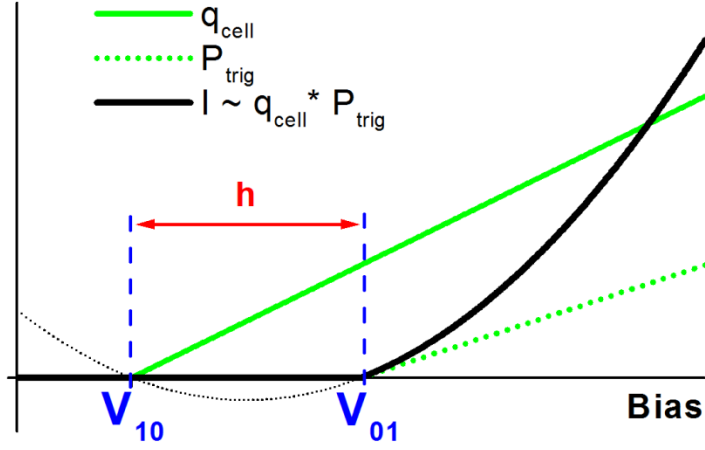
$V > V_{01}$ esetén:

$$I_{SiPM\ cell} \propto q_{cell}(V) P_{trig}(V) \propto (V - V_{10})(V - V_{01}), \quad (30)$$

a lavina hiszterézise:

$$h = V_{01} - V_{10}. \quad (31)$$

Az **4.1. ábra** a (30) képletet illusztrálja.



4.1. ábra A mikrocella által keltett töltés (a V_{10} kioltási feszültség felett) és a triggerelési valószínűség (a V_{01} begyűjtési feszültség felett) is lineáris függvénye az előfeszítésnek (Bias). Így a mikrocella árama a V_{01} begyűjtési feszültség felett egy eltolt négyzetes függvénye lesz az előfeszítésnek. A hiszterézis (h) a V_{01} és a V_{10} különbsége adja. A parabola V_{01} alatti része csak a könnyebb érthetőség kedvéért van ábrázolva, nincs köze a valódi áramhoz.

A (30) és (31) képletek alapján egy új DC-modellt írhatunk fel. Ebben a DC-modellben feltételezzük, hogy a SiPM mikrocelláinak különböző begyűjtési feszültségei vannak egy $D_{01}(V)$ eloszlást alkotva a V_{01} begyűjtési feszültség körül és azt, hogy a h hiszterézis minden mikrocellára azonos. Habár az a feltételezés, hogy a h azonos minden mikrocellára, nem igazolható a priori, az 4.3 részben később bemutatott mérési eredmények jó egyezést mutatnak a modell jóslatával. Mivel a SiPM árama az egyedi mikrocellák áramából adódik össze, a SiPM analitikus DC-modelljét a következő integrállal fejezhetjük ki:

$$I_{SiPM}(V) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} D_{01}(v) \cdot (V - v) \cdot (V - v + h) \cdot H(V - v) dv, \quad (32)$$

ahol a $H(V)$ a heavyside függvény. Vegyük észre, hogy ez az integrál a $D_{01}(V)$ eloszlás és a mikrocella áramának konvolúciójával azonos:

$$I_{SiPM}(V) \propto D_{01}(V) * (V \cdot (V + h) \cdot H(V)). \quad (33)$$

Azért, hogy megkaphassuk a $D_{01}(V)$ begyűjtési feszültség-eloszlást és a h hiszterézist a (33) egyenletből, a SiPM áramának 3. deriváltját vettük.

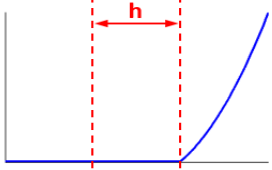
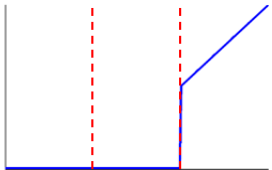
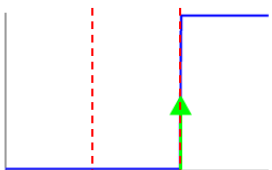
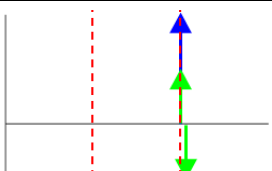
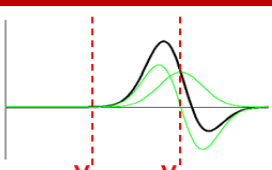
Felhasználva a konvolúció deriváltjára vonatkozó összefüggést, $(f * g)''' = f * g'''$, a SiPM árama a következőképpen írható fel:

$$(I_{SiPM})''' \propto D_{01}(V) * (V \cdot (V + h) \cdot H(V))''', \quad (34)$$

aminek az eredménye a következő egyszerű módon írható fel:

$$(I_{SiPM})''' \propto D_{01}(V) + \frac{h}{2} D_{01}'(V). \quad (35)$$

4.2. táblázat A DC-modell lépérlől lépésre történő leírása. $H(V)$ a heaviside függvény és $\delta(V)$ ennek a deriváltja, a Dirac-delta függvény.

Egyetlen mikrocella árama: $I_{cell} \propto (V - V_{10}) \cdot (V - V_{01}) \cdot H(V - V_{01})$	
Mikrocella áram 1. deriváltja: $I_{cell}' \propto \left[(V - V_{01}) + \frac{h}{2} \right] \cdot H(V - V_{01})$	
Mikrocella áram 2. deriváltja: $I_{cell}'' \propto H(V - V_{01}) + \frac{h}{2} \delta(V - V_{01})$	
Mikrocella áram 3. deriváltja: $I_{cell}''' \propto \delta(V - V_{01}) + \frac{h}{2} \delta'(V - V_{01})$	
SiPM áram 3. deriváltja: $I_{SiPM}''' \propto D_{01}(V) + \frac{h}{2} D_{01}'(V)$	

4.2. táblázat bemutatja, lépésről lépésre, hogy hogyan jutunk el a (34) összefüggéstől a (35) összefüggéshez. A táblázat első négy sorában látható, hogy hogyan alakul ki egyetlen mikrocella áramának 3. deriváltja.

A begyújtási feszültségét, ennek a bizonyos mikrocellának, önkényesen V_{01} -nek választottam, így az áram-feszültség görbe harmadik deriváltja arányos lesz egy V_{01} -ben lévő Dirac-delta függvény plusz ugyanennek a delta függvény deriváltjának a $h/2$ -szeresével. A táblázat utolsó sorában egy Gauss-alakú $D_{01}(V)$ begyújtási feszültség-eloszlást tételeztem fel. Az összege ennek az eloszlásnak és az eloszlás derivált $h/2$ -szeresének megadja a SiPM áramának 3. deriváltját. A 3. derivált görbét bipoláris alakúnak jósolja a modellem, amit a következő részben bemutatott mérések is igazolnak.

Ennek a modellnek a fényében érthetővé válik, hogy egy adott SiPM fotoelektron-spektrummal és egy hagyományos DC-módszerrel meghatározott letörési feszültség értéke miért tér el. Erre a modellre alapozva egy áram-feszültség görbéből meg tudunk határozni két különböző, a SiPM-hez tartozó letörési feszültséget. Mivel a fotoelektron-spektrum mérés a mikrocellában keltett töltés mennyiségét veszi alapul, az ezzel a módszerrel meghatározott letörési feszültség azonos lesz a kioltási feszültséggel (V_{10}). Elméletileg az a DC mérésnél mindkét karakterisztikus feszültség megjelenik. De mivel az ismert DC-módszerek az áram-feszültség görbe sarokpontjától csak egy távolabbi tartományt vesznek figyelembe, az általuk mért letörési feszültség a begyújtási feszültséggel (V_{01}) lesz összefüggésben. A 3. derivált módszer az áram-feszültség görbe sarokpontja környezetét veszi figyelembe, ezért mindkét feszültséget (V_{10} , V_{01}) visszaadja.

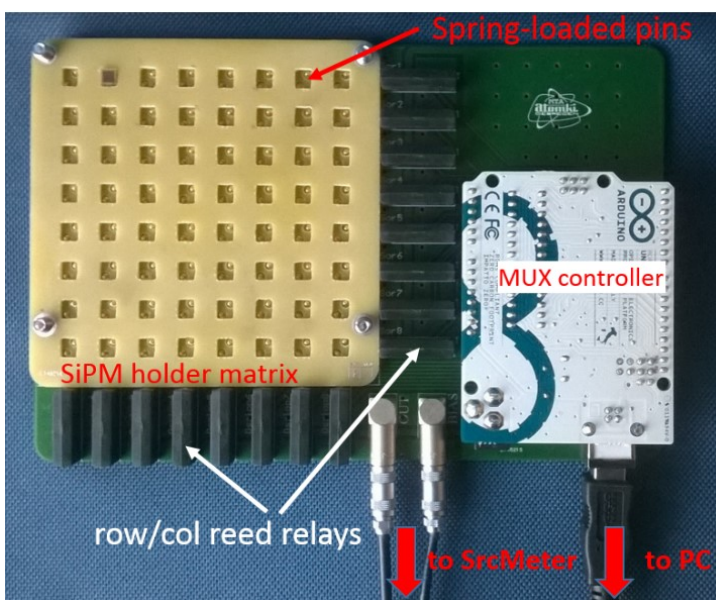
4.3 Mérések

Egy automatizált mérőrendszert építettünk egy multiplexálható mintatartó mátrix-al (4.2. ábra) és egy pozicionálható fényforrással, ami egy “betárazással” 64 db SiPM lemérésére alkalmas. A multiplexer és pozicionáló vezérlését, valamint az adatgyűjtést egy általam fejlesztett Java alapú Processing programmal valósítottam meg.

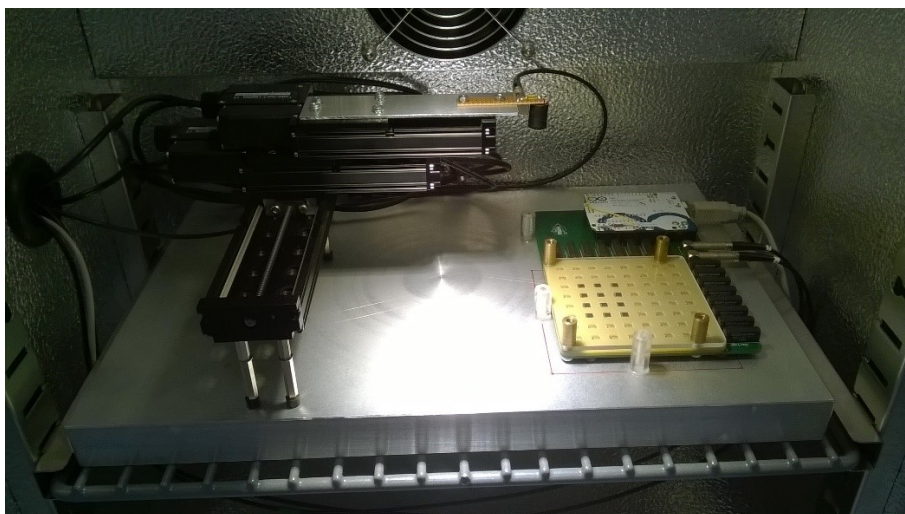
A méréseket 3×3 mm²-es Hamamatsu által gyártott, MPPC S12572-015P típusú SiPM-eken végeztem el, amelyeknek P-on-N rétegrendje és 40000 mikrocellája van.

A megvilágításra egy áramforrással meghajtott, FNL-U501B07WCSL típusú, kék (490 nm) LED-et használtam. A LED fényét egy diffúzeren keresztül irányítottam a szenzorra, az egyenletes megvilágítás céljából. Bizonyos esetekben fontos, pl. a relatív PDE meghatározásánál, hogy garantáljuk a szenzorok azonos megvilágítását,

ezért a fényforrást egy háromtengelyű Zaber X-LSM pozicionáló mechanikával az éppen mérendő SiPM felé állította az automatika.



4.2. ábra Multiplexálható 8x8-as mintatartó mátrix.

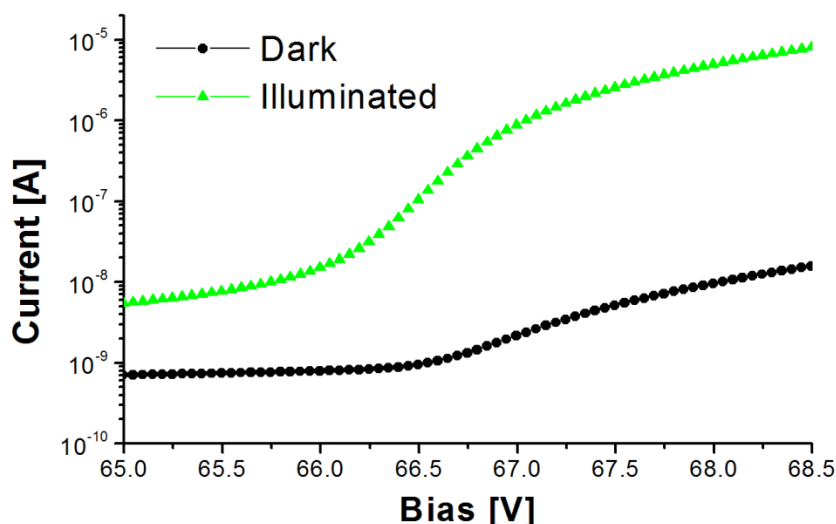


4.3. ábra A mintatartó mátrix és a pozicionálható fényforrás a klimatizált kamrában.

A mintatartó mátrixot a szenzorokkal és a fényforrást a pozicionáló mechanikával egy POL-ST1 típusú fényzáró, klimatizált kamrába volt elhelyezve (4.3. ábra).

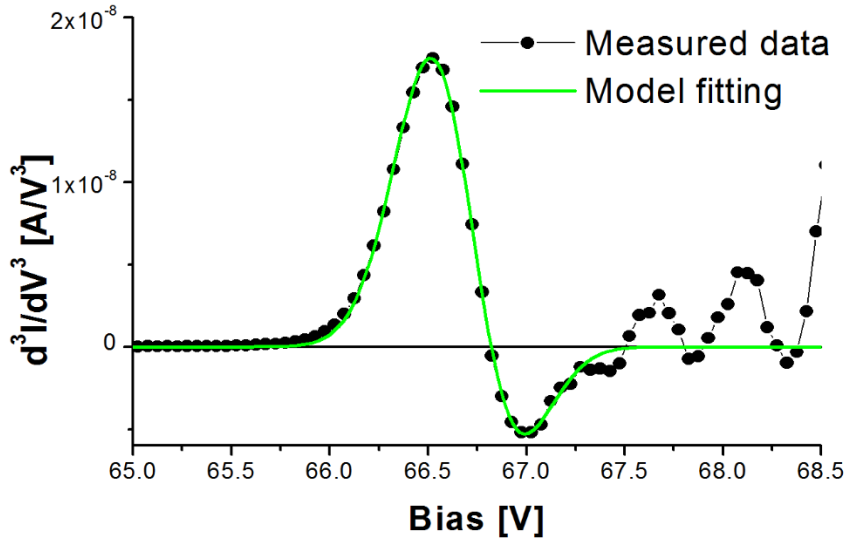
Az áram-feszültség görbéket egy 2634B típusú Keithley SourceMeter-rel vettem fel. Az alapértelmezett beállási időket (settling time) használtam automatikus módban. Az integrálási időt 10 PLC-re (Power Line Cycle) állítottam, ami az 50 Hz-es hálózati frekvencia esetén 200 ms-nak felel meg. Az áram-feszültség görbék mérendő pontjai közötti lépést 0,05 V-ra választottam.

Először sötétben, másodszor a LED fénye mellett vettem fel a SiPM áram-feszültség görbéjét, a 65-68,5 V feszültségtartományban. A méréseket 21 °C-on végeztem el. Az **4.4. ábrán** látható a sötét és a megvilágítás melletti mérés eredménye.

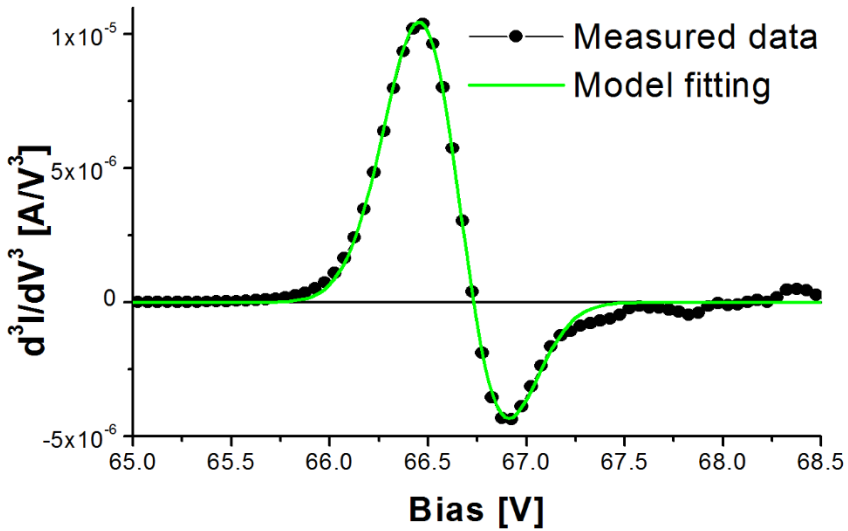


4.4. ábra A sötétben és a LED megvilágítása mellett, 21 °C-on mért áram-feszültség görbék.

Első lépésben a görbék háromszoros deriváltját vettem. A deriválások után egy 9 minta széles, 2/3 Savitzky-Golay filtert alkalmaztam háromszor, hogy a további kiértékeléshez kellően sima görbét kapjak [50]. Azért a Savitzky-Golay filtert választottam, mert amellet, hogy érintetlenül hagyja az eloszlás súlypontját, az amplitúdójára és a kiszélesedésére is kis hatással van. Az **4.5. ábra** a sötét görbe, az **4.6. ábra** pedig a megvilágított görbe 3. deriváltját ábrázolja. Az ábrákon látható, hogy a 3. derivált görbék alakja bipoláris, amint azt a modellem megjósolta.



4.5. ábra A sötétben mért áram-feszültség görbe 3. deriváltja és a mérési pontokra, a 65-67.1 V tartományban illesztett, a modell által jósolt függvény.



4.6. ábra A LED fénye mellett mért áram-feszültség görbe 3. deriváltja és a mérési pontokra, a 65-67.1 V tartományban illesztett, a modell által jósolt függvény.

A $D_{01}(V)$ begyűjtési feszültség-eloszlást és a h hiszterézist nem adja meg közvetlenül a SiPM áramának 3. deriváltja, amint a (33) képletből is látható. Viszont ha feltételezzük, hogy a $D_{01}(V)$ egy Gauss-eloszlás, akkor a $D_{01}(V)$ paramétereinek és a h hiszterézisnek

meghatározása a 3. derivált görbéből egyszerűvé válik. Ha feltételezzük, hogy $D_{01}(V)$ egy V_{01} súlypontú Gauss-eloszlás:

$$D_{01}(V) = A \cdot \exp(-(V - V_{01})^2 / 2\sigma^2), \quad (36)$$

akkor 3. derivált görbék illesztésére használt függvényt megkapjuk, úgy, hogy a (36) képletet beillesztjük a (35) képletbe:

$$y = A \cdot \left[2 - \frac{h}{\sigma^2} (V - V_{01}) \right] \cdot \exp(-(V - V_{01})^2 / 2\sigma^2). \quad (37)$$

Mindkét görbe esetén a 65-67,1 V tartományt vettük figyelembe az illesztésnél. A kapott paramétereket, úgymint a kiszélesedést (σ), súlypontot (V_{01}), amplitúdót (A) és hiszterézist (h) az **4.3. táblázatban** soroltuk fel.

4.3. táblázat *A sötétben és megvilágítás mellett mért adatok megillesztéséből kapott paraméterei a (37) függvénynek.*

	Sötét	Megvilágított
σ [V]	0.23	0.22
V_{01} [V]	66.69	66.63
A [au]	5.12E-09	2.55E-6
h [V]	0.78	1.02

Az illesztett függvény σ , V_{01} és A paraméterei a begyűjtési feszültség-eloszlását írják le. A sötét és a megvilágított méréshez tartozó eloszlásoknak majdnem ugyanaz a súlypontja és a kiszélesedése. A **4.4. táblázat** foglalja össze a kapott begyűjtési, kioltási feszültségeket, a köztük lévő hiszteréziseket, a gyártó által megadott letörési feszültséggel együtt.

4.4. táblázat *A begyűjtési, kioltási feszültségek és a hiszterézis.*

	Sötétben mért	Világosban mért	Gyártó által megadott
V_{01} [V]	66.69	66.63	-
V_{10} [V]	65.91	65.61	65.58
h [V]	0.78	1.02	-

A fénnnyel történt méréshez tartozó kioltási feszültség megfelel a gyártó által megadott letörési feszültségnek. Az általam kimért kb. 1 V-os hiszterézis is egyezést mutat a [45]-ben közölt KETEK SiPM (hasonlóan 15 μ m-es mikrocellákkal) kétféle letörési feszültsége közötti

különbséggel. A sötét mérésből kapott, jelentősen kisebb hiszterézis érték miatt, a kioltási feszültség magasabbnak adódott.

4.3.1 A DC-módszerek precizitása és pontossága

Ebben a részben összehasonlítom az újonnan bevezetett 3. derivált módszert, az 4.1 részben bemutatott DC-módszerekkel a pontosság (accuracy) és precizitás (precision) szempontjából.

A pontosságot és a precizitást, 16 darab MPPC S12572-015P típusú SiPM, megvilágítás mellett felvett áram-feszültség görbéje alapján értékeltem ki. Először a 3. derivált módszert használva, meghatároztam SiPM-enként a begyújtási (V_{01}) és kioltási feszültségeket (V_{10}), továbbá ezek viszonyát a fotoelektron-spektrum alapján meghatározott letörési feszültségekhez (4.5. táblázat).

4.5. táblázat A 3. derivált módszer eredményei a 16 darab, Hamamatsu által gyártott, MPPC S12572-015P típusú SiPM-ekre. A V_{01} begyújtási és a V_{10} kioltási feszültségek összevetése a fotoelektron-spektrum alapján meghatározott V_{BD}^{SPS} értékekkel. A kioltási feszültségek jó egyezést mutatnak a V_{BD}^{SPS} értékekkel. A V_{01} és a V_{10} közötti átlagos különbség 1 V körülire adódott. A $V_{BD}^{factory}$ a gyártó által megadott letörési feszültség.

SiPM #	$V_{BD}^{factory}$ [V]	V_{BD}^{SPS} [V]	V_{10}^{3rd} [V]	V_{01}^{3rd} [V]	$V_{10}^{3rd} - V_{BD}^{SPS}$ [V]	$V_{01}^{3rd} - V_{BD}^{SPS}$ [V]
0	65.57	65.57	65.54	66.57	-0.03	1.000
1	64.56	64.57	64.52	65.58	-0.05	1.010
2	65.48	65.48	65.45	66.51	-0.03	1.030
3	64.52	64.54	64.47	65.55	-0.07	1.010
4	65.58	65.54	65.51	66.57	-0.03	1.030
5	65.32	65.37	65.35	66.39	-0.02	1.020
6	64.4	64.36	64.32	65.39	-0.04	1.030
7	65.32	65.32	65.26	66.35	-0.06	1.030
8	65.43	65.45	65.39	66.46	-0.06	1.010
9	64.33	64.41	64.37	65.44	-0.04	1.030
10	64.33	64.43	64.39	65.44	-0.04	1.010
11	64.31	64.39	64.36	65.38	-0.03	0.990
12	64.31	64.37	64.33	65.37	-0.04	1.000
13	64.33	64.40	64.36	65.42	-0.04	1.020
14	64.31	64.38	64.33	65.39	-0.05	1.010
15	64.33	64.43	64.41	65.45	-0.02	1.020
Átlag:					-0.041	1.016
Sigma:					0.014	0.013

A táblázatból látható, hogy a V_{I0} értékek nagyon közel esnek a megfelelő SiPM fotoelektron-spektrum alapján meghatározott letörési feszültségéhez. Hasonlóan az **4.4 táblázatban** közölt eredményekhez a V_{I0} értékek körülbelül 1 V-al vannak a V_{0I} alatt. Összehasonlítás végett a **4.5. táblázatban** feltüntettem a gyártó által megadott letörési feszültségeket is. Mivel a Hamamatsu ezt az adatot 25 °C-ra adta meg, ezért a $V_{BD}^{factory}$ értékeket 21 °C-ra korrigáltam 60 mV/°C hőmérsékleti együtthatót figyelembe véve.

Következő lépésben a másik öt féle DC-módszerrel is kiértékeltem ugyanannak a 16 SiPM-nek az áram-feszültség görbéit. Az eredményül kapott letörési feszültségek pontosságát (itt: átlag) és precizitását (itt: szigma) a 3. deriváltból kapottakkal az **4.6 táblázatban** összegeztem. Amíg a letörési feszültség értékek precizitása hasonlóan adódott minden módszernél, a pontosság csupán a 3. derivált esetén volt elfogadható.

4.6. táblázat A hat féle módszerrel meghatározott letörési feszültség pontossága és precizitása. A átlag és a szigma értékeket a 16 db, Hamamatsu által gyártott, MPPC S12572-015P típusú SiPM áram-feszültség görbéi alapján határoztam meg.

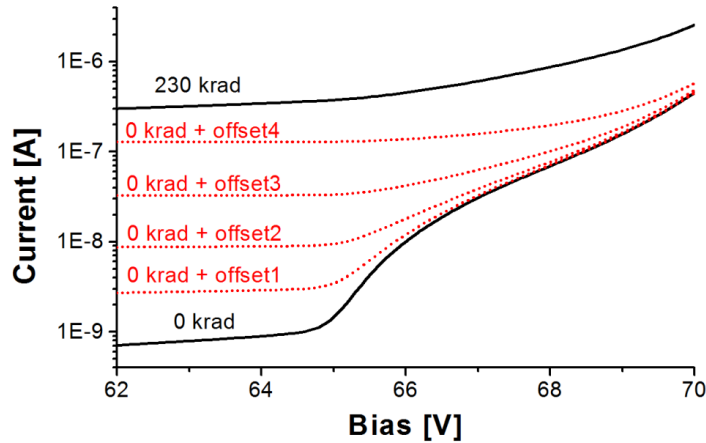
Módszer	$V_{BD}^{DC} - V_{BD}^{SPS}$ átlaga [V]	Szigma [V]
Tangens	0.380	0.021
Relatív	0.938	0.021
Inv. rel. derivált	0.874	0.012
2. derivált	0.638	0.021
Parabola illesztés	1.016	0.045
3. derivált (V_{0I})	1.016	0.013
3. derivált (V_{I0})	-0.041	0.014

4.3.2 Az áram-ofszet hatása a DC-módszerekre

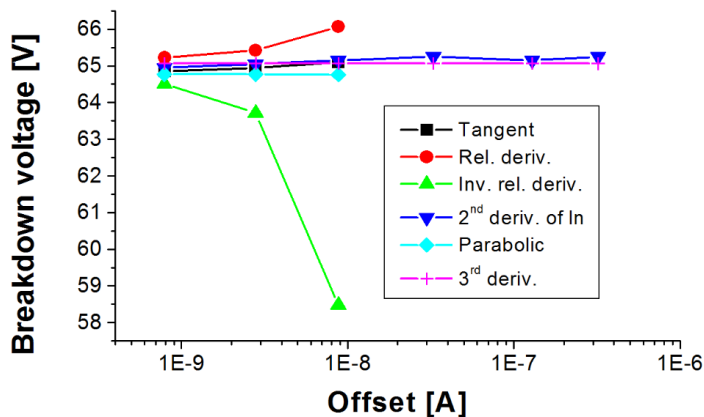
Ebben a részben a SiPM áramában megjelenő ofszet hatását tanulmányozom a 3. derivált és az 4.1 részben bemutatott DC-módszerekre. A gyakorlatban, pl. ionizáló sugárzás hatására jelenik meg ilyen ofszet. Ebben az összehasonlításban egy gammával besugárzott SiPM áram-feszültség görbéit vettem alapul.

Az összehasonlításához egy Hamamatsu SiPM-en (S12572-015P) vettünk fel áram-feszültség görbéket (sötétben, 15 °C-on), egy 230 krad (2.3 kGy) dózisu ^{60}Co besugárzás előtt és után. A két szélsőséges eset között (0 és 230 krad), további görbéket generáltam mesterségesen, egyszerűen különböző konstansokat hozzáadva a 0 krad-os görbéhez. A mesterségesen generált görbék azt a célt szolgálják, hogy az ofszet hatását

folyamatában láthassuk. Az **4.7. ábrán** a folytonos vonallal jelölt görbék valós mérésekből származnak, míg a pontozott vonallal jelöltek a mesterségesen eltolott görbék. A 0 krad-os görbén a sarokpont jól látható, míg az eltolott és a 230 krad-os görbén fokozatosan “eltűnik”. Az éles sarokpont nélkül lehetetlen meghatározni a megfelelő illesztési tartományt a tangens, inverz derivált és a parabola módszerekhez. Egy bizonyos áram-ofszet után a relatív derivált maximuma is eltűnik, így csak a 2. derivált és a 3. derivált módszerek működnek minden görbén.

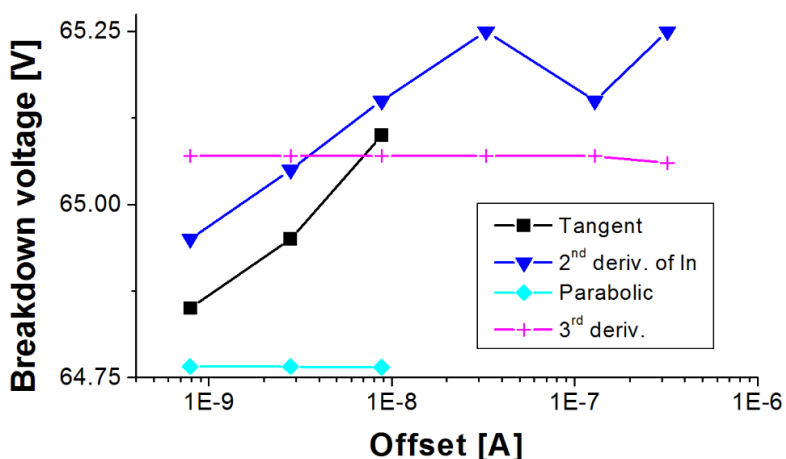


4.7. ábra A két folytonos vonal egy Hamamatsu SiPM-en (S12572-015P) sötétben, 15 °C-on felvett két áram-feszültség görbe. Az egyik besugárzás előtt, míg a másik egy 230 krad dózisu ^{60}Co besugárzás után készült. A két mért görbe között (0 és 230 krad) további görbéket generáltam mesterségesen, különböző nagyságú konstans értékeket hozzáadva a 0 krad-os görbéhez.



4.8. ábra A 4.7. ábrán ábrázolt áram-feszültség görbéből, hat féle DC-módszerrel meghatározott letörési feszültségek. 10^{-8} A áram-ofszetén túl a Tangens, Inverz relatív derivált és a Parabola illesztés módszer használhatatlan, mert a görbén az illesztési tartomány nem azonosítható. Hasonlóan a Relatív derivált maximuma is eltűnik, így csak a 2. derivált és a 3. derivált módszerek működnek az összes görbére.

Meghatároztam a SiPM letörési feszültségét minden egyes görbéből, a hat féle DC-módszerrel. Az eredményeket az **4.8. ábrán** összegeztem. A jobbláthatóság kedvéért a tangens, 2. derivált, parabola és a 3. derivált görbéket kinagyítva újrarajzoltuk az **4.9. ábrán**.



4.9. ábra Az 4.8. ábra egy részének kinagyított változata.

Az **4.7. táblázatban** két szempontból hasonlítottam össze a különböző módszerek alkalmazhatóságát: az áram-ofszetre való érzékenység és a megfelelő illesztési tartomány meghatározásának nehézsége. Ezt a két szempontot figyelembe véve a 3. derivált módszer a legalkalmasabb az erősen besugárzott szenzorok esetén.

4.7. táblázat A 6 féle DC-módszer összehasonlítása.

Módszer	Ofszet probléma	Illesztési tartomány probléma
Tangens	Igen	Igen
Rel. derivált	Igen	Nem
Inv. rel. derivált	Igen	Igen
2. derivált	Igen	Nem
Parabola illesztés	Nem	Igen
3. derivált	Nem	Nem

4.4 Összegzés

Az 4. részben bemutattam egy új, a SiPM áram-feszültség görbéjét leíró modellt, ami elsősorban a görbe letörési feszültség körüli könyökpontjának a leírására koncentrált.

- A modell figyelembe veszi a SiPM begyújtási és kioltási feszültségei mellett a mikrocellák begyújtási feszültség-eloszlását.
- Továbbá magyarázatot ad a fotoelektron-spektrum és a DC-mérésből kapott letörési feszültségek különbözőségére.

A modell alapján kidolgoztam egy új DC-módszert, ami a SiPM letörési feszültségét az áram-feszültség görbéből határozza meg.

- A SiPM áram-feszültség görbéjének 3. deriváltja visszaadja a begyújtási feszültségek eloszlását, továbbá kioltási feszültségek átlagát.
- A begyújtási feszültség-eloszlásának súlypontja kapcsolatban van a hagyományos DC-módszerekkel meghatározott letörési feszültséggel.
- A megvilágított SiPM áram-feszültség görbéjéből kapott kioltási feszültségek átlaga, azonos a fotoelektron-spektrum alapján kapott letörési feszültséggel.
- Amíg a 3. deriváltból kapott letörési feszültség értékek precizitása (precision) hasonlóan adódott a többi DC-módszeréhez, a pontosság (accuracy) csupán a 3. derivált esetén volt elfogadható.
- Mivel a 3. derivált módszer nem érzékeny nagy áram-ofszetekre és az illesztési tartomány is egyértelmű, így jól alkalmazható erősen besugárzott SiPM-ek sötétben történő mérésére, amint azt bemutattam egy ^{60}Co -as méréssel.

5. Összefoglalás

A 80-as évek végén Golovin és Sadygov által javasolt pixelizált Geiger-módban működő lavina fotodiódák, más néven a szilícium alapú fotoelektron-sokszorozók (SiPM), számos olyan tulajdonsággal bírnak, amelyek alkalmassá teszik őket a részecskefizikai, magfizikai, nukleáris képalkotó és asztrofizikai detektorokban való alkalmazásra. A SiPM-eket a nagy erősítésük és egy-foton detektálási képességük miatt a fotoelektron-sokszorozó csövek (PMT) egyik lehetséges helyettesítőjének tekintik. A nagy erősítésük mellett számos előnnyel bírnak: jó időfeloldás, alacsony üzemi feszültség, mechanikai robusztusság, kis méret és a mágneses térrel szembeni érzéketlenség. A számos előny mellett a SiPM jelentős hátránya a magas zaja (sötétimpulzusok, utóimpulzusok, késleltetett-áthallás). Mindenesetre az a biztató tendencia figyelhető meg, hogy a technológia fejlődésével egyre kisebb zajú szenzorok jelennek meg a piacon.

Habár a SiPM működési elve egyszerű, működésének teljes megértéséhez számos fizikai folyamatot és gyártástechnológiai részletet figyelembe kell venni. Ez a mélyebb megértés nélkülözhetetlen egy SiPM-et alkalmazó detektor/detektorrendszer tervezésénél, építésénél. Ebben a munkában a fentebb említett megértési folyamatba kapcsolódva, a következő két fő területtel foglalkoztam:

- **A SiPM korrelált zajainak analízise**
- **A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise**

A SiPM korrelált zajainak analízise

A korrelált zajok vizsgálatát egy Marie Curie ösztöndíj (PicoSEC) keretein belül a cataniai STMicroelectronics-nál, a cég által gyártott szenzorokon végeztem. A korrelált zajok vizsgálatánál különös figyelmet fordítottam az utóimpulzus és a késleltetett-áthallás diszkriminációjára, a jelhez adott járulékok számszerűsítésére. Habár ezek a zajok is jelentősen korlátozzák a szenzor egy-foton feloldását és a dinamikai tartományát, az irodalomban eddig nem jelent meg velük kapcsolatos részletes tanulmány. Ezért ezen zajok diszkriminációjához dolgoztam ki egy az impulzusok érkezési ideje és amplitúdójának mérésén alapuló módszert [51]. Ezzel kapcsolatosan a következő főbb eredményeket értem el:

1. Új módszert fejlesztettem ki a késleltetett-áthallás és az utóimpulzus szeparálására a korrelált zajimpulzusok érkezési ideje és amplitúdója alapján.

2. A módszer alapján meghatározható külön-külön a késleltetett-áthallás és az utóimpulzus valószínűsége, jelhez adott járuléka továbbá karakterisztikus ideje.
3. Bizonyítottam a késleltetett-áthallás jelenlétét. A méréseim alapján kiderült, hogy jelentős arányban, mintegy 13%-ban van jelen a vizsgált SiPM jelében.

Három, az STMicroelectronics-nál gyártott különböző szennyezés-koncentrációjú szubsztráttal készült SiPM-et vizsgáltam meg az utóimpulzus és késleltetett-áthallás szempontjából. A három különböző SiPM rétegszerkezetében az egyetlen különbség csak a szubsztrátok szennyezés-koncentrációjában volt, a rétegszerkezetük felső tartománya teljesen megegyezett. Ennek ellenére megfigyeltem, hogy az utóimpulzus függ a szennyezés-koncentrációtól. Ez meglepő, ha az irodalomban az utóimpulzus eddig leírt eredetére gondolunk. A szakirodalom az utóimpulzust a rétegszerkezet legfelső részén lévő kiürített tartományban becsapdázódott és később kiszabaduló töltéshordozóknak tulajdonítja, vagyis az utóimpulzus eredetét a rétegszerkezet legfelső tartományára lokalizálja. Tehát az, hogy az utóimpulzusra hatást gyakorol a szubsztrát szennyezése arra utal, hogy az utóimpulzus eredete nem lokalizálható csupán erre a felső tartományra. Továbbá a késleltetett-áthallás és utóimpulzus karakterisztikus idők hasonló értékei és a valószínűségeik korrelált függése a szubsztrát szennyezés-koncentrációjától arra enged következtetni, hogy a késleltetett-áthallás és az utóimpulzusok jelentős részéért is ugyanaz a fizikai folyamat, a töltéshordozó-diffúzió felelős. Ezzel kapcsolatban elért főbb eredményeim:

4. Kimutattam, hogy az utóimpulzus valószínűsége függ a SiPM szubsztrátjának szennyezés-koncentrációtól.
5. Kimutattam a késleltetett-áthallás és az utóimpulzus
 - a. valószínűsége közötti korrelációt.
 - b. karakterisztikus ideje közötti korrelációt.
6. A 4. és az 5. pont alapján arra a következtetésre jutottam, hogy a diffúzióvezérelt utóimpulzusoknak az eddig feltételezettnél jóval nagyobb szerepe van.

A SiPM letörési karakterisztikájának egyenáramú analízise

A munka második részében a debreceni Atommagkutató Intézetben egyenáramú mérésen alapuló vizsgálatokat végeztem Hamamatsu által gyártott SiPM-eken. A SiPM-ek karakterizálására és válogatására két széles körben használt módszer van: fotoelektron-spektrumon és áram-feszültség görbén alapuló módszer. Az első megközelítés bonyolult és időigényes, míg a második egy egyszerű egyenáramú (DC) mérés, ami sokkal gyorsabb. Ezért tömeges SiPM-válogatás esetén, ami több ezer/tízezer szenzort is jelenthet, a második módszer a kézenfekvő. A fotoelektron-spektrumon alapuló mérés egy további korlátja az, hogy érzékeny a sötétimpulzusok gyakoriságára. Például besugárzott (gamma, neutron, proton) SiPM-ek sötétimpulzusainak gyakorisága annyira megnőhet, hogy a fotoelektron-spektrumban a fotoelektron-csúcsok elmosódnak, átfedésbe kerülnek, és így megkülönböztethetatlenné válnak. Az ilyen megnövekedett sötétáramú szenzorok karakterizálása csak az áram-feszültség görbe alapján történhet.

Az irodalomból eddig ismert DC-módszerek egyrészt heurisztikusak, másrészt azon az egyszerű feltevésen alapulnak, hogy egy SiPM-en belül egyetlen fajta és egyetlen értékű letörési feszültség van. Emiatt egy adott SiPM fotoelektron-spektrum alapján és hagyományos DC-módszerrel meghatározott letörési feszültségértékei eltérőek lesznek. További hátránya az eddigi módszereknek, hogy legtöbbjük érzékeny az áram-feszültség görbében megjelenő ofszetre és némelyiknél az illesztési tartomány meghatározása nem egyértelmű. Ezért célul tűztam ki egy teljesebb, az előbbi hiányosságtól mentes, a SiPM áram-feszültség görbéjét leíró modell megalkotását, amely figyelembe veszi a SiPM mikrocelláinak hiszterézisét (különböző begyújtási és kioltási feszültségek), továbbá a mikrocellák begyújtási feszültségeinek eloszlását. A modell alapján kidolgoztam egy új DC-módszert, az ún. 3. derivált módszert, ami képes a SiPM kétféle letörési feszültségét (begyújtási és kioltási feszültség) és a begyújtási feszültség-eloszlást az áram-feszültség görbéből meghatározni [52]. Fontosabb eredményeim ezzel kapcsolatban:

7. Bevezettem egy SiPM áram-feszültség modellt, ami magyarázatot ad a fotoelektron-spektrumból és a DC mérésből kapott letörési feszültségek különbözőségére.
8. A modell alapján megmutattam, hogy a SiPM áram-feszültség görbéjének harmadik deriváltja visszaadja a SiPM begyújtási, kioltási feszültségeit és a mikrocellák begyújtási feszültség-eloszlását (3. derivált módszer).

9. A begyűjtési feszültség-eloszlásának súlypontja kapcsolatban van a hagyományos DC-módszerekkel meghatározott letörési feszültséggel.
10. A megvilágított SiPM áram-feszültség görbájéből kapott kioltási feszültségek átlaga azonos a fotoelektron-spektrumból kapott letörési feszültséggel.
11. Amíg a 3. deriváltból kapott letörési feszültség értékek precizitása (precision) hasonlóan adódott a többi DC-módszeréhez, a pontosság (accuracy) csupán a 3. derivált esetén volt elfogadható.
12. A bevezetett 3. derivált módszer nem érzékeny még a nagy áram-ofszetekre sem és az illesztési tartománya is egyértelmű, így jól alkalmazható ionizáló sugárzással erősen terhelt SiPM-ek sötétben történő mérésére.

6. Summary

The pixelated Geiger-mode avalanche photodiode or silicon photomultiplier (SiPM) was proposed by Golovin and Sadygov in the late '80s. This type of sensor is a promising candidate for applications in the field of high energy physics, nuclear physics, nuclear imaging and astrophysics. Due to their high gain and single photon detection capability SiPMs are considered as a possible substitution of photomultiplier tubes (PMT). Beside the high gain SiPMs have several advantages such as good timing, low operation voltage, mechanical robustness, small size and high magnetic field tolerance. In spite of these advantages SiPMs have a great drawback: their high noise (dark pulses, afterpulse, delayed crosstalk). However, as technology is improving the noise of SiPMs on the market is getting lower.

Although the working principle of SiPMs is simple, to understand its operation several underlying physical phenomena and details of its production process are necessary to be considered. This deeper understanding is indispensable when designing and constructing a detector or detector system with SiPMs. In line with this understanding process, I paid attention to the following two areas:

- **Analysis of the SiPM's correlated noises**
- **DC analysis of the SiPM's breakdown characteristics**

Analysis of the SiPM's correlated noises

The analysis of correlated noises was done within a Marie Curie project (PicoSEC) at STMicroelectronics, Catania on sensors produced by the company. In the analysis of correlated noises, I focused on the discrimination of afterpulse and delayed crosstalk, and the quantitative determination of their contribution to the SiPM signal. Although these noises significantly limit the single photon detection capability and dynamic range of a sensor, so far no detailed study on that topic has been published in the literature. Therefore I proposed a new method for the discrimination of these noises based on the arrival time and amplitude of the pulses [51]. My main results here are the following:

1. I developed a new method for the discrimination of delayed crosstalk and afterpulse based on the arrival time and amplitude of the pulses.

2. Using my method, the probabilities and characteristic times of delayed crosstalk and afterpulses as well as their contributions to the signal were determined separately.
3. I proved the presence of delayed crosstalk. According to my measurements its contribution to the signal of the tested SiPM is significant, about 13%.

Three SiPMs, produced by STMicroelectronics and fabricated with substrates of different doping concentrations were investigated for afterpulse and delayed crosstalk. The only difference between the layer structures of the three different SiPMs was in the doping concentrations of the substrates. The upper region of the layer structure was identical for all the SiPMs. Despite of this, a dependency of afterpulse on doping concentration was observed. This is surprising considering its origin suggested by the literature: the afterpulse is related to the carriers trapped and later released in the depleted region located in the upper part of the layer structure, that is, the origin of afterpulse is limited to the upper part of the layer structure. In contrast, the measured dependency of afterpulse on doping concentration suggests that the origin of afterpulse is not limited to this upper region. Furthermore, the similarity of delayed crosstalk an afterpulse characteristic times and the correlation between their probabilities as a function of doping concentration suggests that the same physical phenomenon is responsible for delayed crosstalk and a major part of afterpulses: the carrier diffusion. My main results here are the following:

4. I demonstrated the dependency of afterpulse on the substrate doping concentration.
5. I demonstrated that for the delayed crosstalk and the afterpulse:
 - a. their probabilities are correlated.
 - b. their characteristic times are correlated.
6. Points 4 and 5 infer that the diffusion-assisted afterpulse plays a much more important role than the one supposed so far.

DC analysis of the SiPM's breakdown characteristics

In the second part of this work, at the Institute for Nuclear Research, Debrecen, investigations based on DC measurements were performed with SiPMs produced by Hamamatsu. For the characterization and selection of SiPMs, there are two widely used methods: one based on the single photon spectrum and the other based on the current-voltage curve. The first approach is complex and time consuming, while the second one is a simple DC measurement, which is much faster. Therefore the second approach is more efficient for the selection of a large number (several thousands) of SiPMs. A further limitation of the single photon spectrum measurement is its sensitivity to the dark pulse rate. For instance, the dark pulse rate of irradiated SiPMs may increase so much that the peaks in the spectrum would smear and get overlapped, and thus become indistinguishable. The only way to characterize these irradiated devices is by their current-voltage curves.

The known DC methods from the literature are heuristic and based on the simple assumption that an SiPM has only one kind of breakdown voltage with a single value. Because of this, the values of breakdown voltages from a DC and from an single photon spectrum measurement will differ. A further drawback of the known methods is that most of them are sensitive to the offset appearing in the current-voltage curve and for some of them the fitting range is ambiguous. Therefore, I aimed to construct a current-voltage model that is more comprehensive, free from the mentioned disadvantages and takes into account the hysteresis of the SiPM's microcells (different turn-on and turn-off voltages) as well as the distribution of turn-on voltages. Based on the model, a DC method, the so called 3rd derivative method was proposed that is capable of determining two breakdown voltages of an SiPM (turn-on and turn-off) and the turn-on voltage distribution over the microcell population from a current-voltage curve [52]. My main results related to this are the following:

7. I introduced an SiPM current-voltage model that explains the difference between the breakdown voltages derived from single photon spectrum and DC measurements.
8. The model infers that the 3rd derivative of the SiPM current-voltage curve yields the turn-on and turn-off voltages of the SiPM and the turn-on voltage distribution over the SiPM's microcell population (3rd derivative method).

9. The mean of the turn-on voltage distribution is related to the breakdown voltage derived from the traditional DC methods.
10. The mean of turning-off voltages derived from the illuminated SiPM's current-voltage curve is equivalent with the breakdown voltage derived from the single photon spectrum.
11. While the precision of the breakdown voltage value from the 3rd derivative and from the other DC methods are similar, the accuracy was only acceptable for the 3rd derivative method.
12. The 3rd derivative method is insensitive even to a large current offset and its fitting range is unambiguous, thus it is an adequate method to characterize SiPMs heavily irradiated by ionizing radiation even in dark condition.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, Molnár Józsefnek, hogy biztosította doktori tanulmányaim, kutatómunkám háttérét és azt, hogy támogatott a Marie Curie ösztöndíj megpályázásában és elnyerésében.

Köszönöm csoportvezetőmnek, Giorgio Fallica-nak, a Marie Curie projekt cataniai szervezőjének, Massimo Mazzillo-nak és Giuseppina Valvo kollégámnak az STMicroelectronics-nál eltöltött éveim alatt nyújtott személyes és szakmai támogatásukat.

Hálásan köszönöm Hegyesi Gyula, Kalinka Gábor, továbbá Lucio Renna kollégáimnak és barátaimnak a velük folytatott inspiráló szakmai beszélgetéseket, “brainstorming”-okat.

Köszönettel tartozom Majoros Tamásnak a 4.3.1. részben felhasznált, fotoelektron-spektrum alapján lemerített SiPM letörési feszültségeikért.

Köszönöm Sulik Bélának az alapos bírálói munkáját, amiben az építő kritika mellett számos hasznos szakmai és formai javaslatot tett.

Hálás vagyok családomért és barátaimért, akik az úton velem voltak, hálás annak, aki adta őket.

Irodalomjegyzék

- [1] R. J. McIntyre, "Theory of Microplasma Instability in Silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 6, p. 983, Jun. 1961.
- [2] A. Goetzberger, B. McDonald, R. H. Haitz, and R. M. Scarlett, "Avalanche Effects in Silicon p-n Junctions. II. Structurally Perfect Junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 6, p. 1591, Jun. 1963.
- [3] R. H. Haitz, "Model for the Electrical Behavior of a Microplasma," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 5, p. 1370, Jul. 1964.
- [4] N. Y. V. Golovin, Z. Sadygov, M. Tarasov, "Avalanche Photo-Diode," #1644708, 1989.
- [5] N. Y. G. Gasanov, V. Golovin, Z. Sadygov, "Avalanche Detector," #1702831, 1989.
- [6] V. D. Kovaltchouk, G. J. Lolos, Z. Papandreou, and K. Wolbaum, "Comparison of a silicon photomultiplier to a traditional vacuum photomultiplier," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 538, no. 1, pp. 408–415, 2005.
- [7] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov, "Silicon photomultiplier and its possible applications," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 504, no. 1, pp. 48–52, 2003.
- [8] B. Dolgoshein, V. Balagura, P. Buzhan, M. Danilov, L. Filatov, E. Garutti, M. Groll, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, V. Korbel, H. Meyer, R. Mizuk, V. Morgunov, E. Novikov, P. Pakhlov, E. Popova, V. Rusinov, F. Sefkow, E. Tarkovsky, and I. Tikhomirov, "Status report on silicon photomultiplier development and its applications," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 563, no. 2, pp. 368–376, 2006.
- [9] E. Roncali and S. R. Cherry, "Application of silicon photomultipliers to positron emission tomography," *Ann. Biomed. Eng.*, vol. 39, no. 4, pp. 1358–77, Apr. 2011.
- [10] R. Vinke, H. Löhner, D. R. Schaart, H. T. van Dam, S. Seifert, F. J. Beekman, and P. Dendooven, "Optimizing the timing resolution of SiPM sensors for use in TOF-PET detectors," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 610, no. 1, pp. 188–191, 2009.

- [11] G. Collazuol, G. Ambrosi, M. Boscardin, F. Corsi, G. F. Dalla Betta, A. Del Guerra, N. Dinu, M. Galimberti, D. Giuliotti, L. A. Gizzi, L. Labate, G. Llosa, S. Marcatili, F. Morsani, C. Piemonte, A. Pozza, L. Zaccarelli, and N. Zorzi, "Single photon timing resolution and detection efficiency of the IRST silicon photo-multipliers," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 581, no. 1, pp. 461–464, 2007.
- [12] M. V. Nemallapudi, S. Gundacker, P. Lecoq, E. Auffray, A. Ferri, A. Gola, C. Piemonte, Z. N. and P. C. Acerbi F, Ferri A, Gola A, Cazzanelli M, Pavesi L, and Z. N. and P. C. Acerbi F, Ferri A, Gola A, Paternoster G, Picciotto A, Zappala G, "Sub-100 ps coincidence time resolution for positron emission tomography with LSO:Ce codoped with Ca," *Phys. Med. Biol.*, vol. 60, no. 12, pp. 4635–4649, Jun. 2015.
- [13] H. S. Yoon, G. B. Ko, S. I. Kwon, C. M. Lee, M. Ito, I. Chan Song, D. S. Lee, S. J. Hong, and J. S. Lee, "Initial Results of Simultaneous PET/MRI Experiments with an MRI-Compatible Silicon Photomultiplier PET Scanner," *J. Nucl. Med.*, vol. 53, no. 4, pp. 608–614, Apr. 2012.
- [14] D. R. Schaart, H. T. van Dam, S. Seifert, R. Vinke, P. Dendooven, H. Löhner, and F. J. Beekman, "A novel, SiPM-array-based, monolithic scintillator detector for PET," *Phys. Med. Biol.*, vol. 54, no. 11, pp. 3501–3512, Jun. 2009.
- [15] A. K. Krizsan, I. Lajtos, M. Dahlbom, F. Daver, M. Emri, S. a Kis, G. Opposits, L. Pohubi, N. Potari, G. Hegyesi, G. Kalinka, J. Gal, J. Imrek, F. Nagy, I. Valastyan, B. Kiraly, J. Molnar, D. Sanfilippo, and L. Balkay, "A Promising Future: Comparable Imaging Capability of MRI-Compatible Silicon Photomultiplier and Conventional Photosensor Preclinical PET Systems.," *J. Nucl. Med.*, vol. 56, no. 12, pp. 1948–1953, Dec. 2015.
- [16] C. Piemonte, M. Boscardin, G.-F. Dalla Betta, M. Melchiorri, N. Zorzi, R. Battiston, A. Del Guerra, and G. Llosa, "Recent developments on silicon photomultipliers produced at FBK-irst," in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2007, pp. 2089–2092.
- [17] N. Serra, A. Ferri, A. Gola, T. Pro, A. Tarolli, N. Zorzi, and C. Piemonte, "Characterization of new FBK SiPM technology for visible light detection," *J. Instrum.*, vol. 8, no. 03, pp. P03019–P03019, Mar. 2013.
- [18] F. Villa, D. Bronzi, M. Vergani, Y. Zou, A. Ruggeri, F. Zappa, and A. Dalla Mora, "Analog SiPM in planar CMOS technology," in *2014 44th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC)*, 2014, pp. 294–297.
- [19] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, A. Pleshko, E. Popova, S. Smirnov, and Y. Volkov, "An Advanced Study of Silicon Photomultiplier," in *International Conference on Advanced Technology and Particle Physics*, 2011.

- [20] G. Zhang, D. Han, C. Zhu, and X. Zhai, "Turn-on and turn-off voltages of an avalanche p—n junction," *J. Semicond.*, vol. 33, no. 9, p. 094003, Sep. 2012.
- [21] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa, "Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection.," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 12, pp. 1956–76, May 1996.
- [22] N. Dinu, A. Nagai, and A. Para, "Breakdown voltage and triggering probability of SiPM from IV curves at different temperatures," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2016.
- [23] G. Collazuol, M. G. Bisogni, S. Marcatili, C. Piemonte, and A. Del Guerra, "Studies of silicon photomultipliers at cryogenic temperatures," in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011, vol. 628, no. 1, pp. 389–392.
- [24] S. Cova, A. Lacaita, and G. Ripamonti, "Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 685–687, Dec. 1991.
- [25] P. Eckert, H.-C. Schultz-Coulon, W. Shen, R. Stamen, and A. Tadday, "Characterisation studies of silicon photomultipliers," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 620, no. 2–3, pp. 217–226, Aug. 2010.
- [26] P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta, G. Bonanno, and S. Di Mauro, "Features of Silicon Photo Multipliers: Precision Measurements of Noise, Cross-Talk, Afterpulsing, Detection Efficiency," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 3, pp. 1033–1041, Jun. 2009.
- [27] F. Retiere, "Delayed avalanches in Multi-Pixel Photon Counters," *Proc. Int. Work. New Photon-detectors (PhotoDet2012). June 13-15*, 2012.
- [28] M. Mazzillo, A. Piazza, G. Condorelli, D. Sanfilippo, G. Fallica, S. Billotta, M. Belluso, G. Bonanno, L. Cosentino, A. Pappalardo, and P. Finocchiaro, "Quantum Detection Efficiency in Geiger Mode Avalanche Photodiodes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 6, pp. 3620–3625, Dec. 2008.
- [29] L. Gallego, J. Rosado, F. Blanco, and F. Arqueros, "Modeling crosstalk in silicon photomultipliers," *J. Instrum.*, vol. 8, no. 05, pp. P05010–P05010, May 2013.
- [30] I. Rech, A. Ingargiola, R. Spinelli, I. Labanca, S. Marangoni, M. Ghioni, and S. Cova, "Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model," *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, p. 8381, May 2008.
- [31] C. Piemonte, A. Ferri, A. Gola, A. Picciotto, T. Pro, N. Serra, A. Tarolli, and N. Zorzi, "Development of an automatic procedure for the characterization of silicon photomultipliers," in *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC)*, 2012, pp. 428–432.

- [32] M. Mazzillo, G. Condorelli, D. Sanfilippo, G. Valvo, B. Carbone, G. Fallica, S. Billotta, M. Belluso, G. Bonanno, L. Cosentino, A. Pappalardo, and P. Finocchiaro, "Silicon Photomultiplier Technology at STMicroelectronics," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 4, pp. 2434–2442, Aug. 2009.
- [33] R. Pagano, D. Corso, S. Lombardo, S. Libertino, G. Valvo, D. Sanfilippo, A. Russo, P. G. Fallica, A. Pappalardo, and P. Finocchiaro, "Optimized silicon photomultipliers with optical trenches," in *2011 Proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, 2011, pp. 183–186.
- [34] C. Dietzinger, P. Iskra, T. Ganka, T. Eggert, L. Höllt, A. Pahlke, N. Miyakawa, M. Fraczek, J. Knobloch, F. Wiest, W. Hansch, and R. Fojt, "Reduction of optical crosstalk in silicon photomultipliers," in *SPIE NanoScience + Engineering*, 2012, p. 84601L.
- [35] S. Vinogradov, A. Arodzero, R. C. Lanza, and C. P. Welsch, "SiPM response to long and intense light pulses," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 787, pp. 148–152, 2015.
- [36] N. Dinu, C. Bazin, V. Chaumat, C. Cheikali, A. Para, V. Puill, C. Sylvia, and J. F. Vagnucci, "Temperature and bias voltage dependence of the MPPC detectors," in *IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference*, 2010, pp. 215–219.
- [37] P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta, G. Bonanno, B. Carbone, G. Condorelli, S. Di Mauro, G. Fallica, M. Mazzillo, A. Piazza, D. Sanfilippo, and G. Valvo, "Characterization of a Novel 100-Channel Silicon Photomultiplier-Part I: Noise," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 10, pp. 2757–2764, Oct. 2008.
- [38] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kaplin, S. Klemin, R. Mirzoyan, E. Popova, and M. Teshima, "The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 610, no. 1, pp. 131–134, Oct. 2009.
- [39] A alapvonal helyreállító alapelvét a Gál Jánossal folytatott személyes megbeszélésből vettem át., "Debrecen Atomki."
- [40] G. Condorelli, D. Sanfilippo, G. Valvo, M. Mazzillo, D. Bongiovanni, A. Piana, B. Carbone, and G. Fallica, "Extensive electrical model of large area silicon photomultipliers," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 654, no. 1, pp. 127–134, Oct. 2011.
- [41] M. S. Tyagi and R. Van Overstraeten, "Minority carrier recombination in heavily-doped silicon," *Solid. State. Electron.*, vol. 26, no. 6, pp. 577–597, Jun. 1983.
- [42] Roberto Pagano, "Operative Parameters of si photomultipliers (PhD thesis)," University of Catania, Catania, Italy, 2010.

- [43] R. Pagano, S. Lombardo, F. Palumbo, D. Sanfilippo, G. Valvo, G. Fallica, and S. Libertino, "Radiation hardness of silicon photomultipliers under ^{60}Co X-ray irradiation," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 767, pp. 347–352, 2014.
- [44] E. Garutti, M. Ramilli, C. Xu, L. Hellweg, "Characterization and X-Ray damage of Silicon Photomultipliers," in PoS(TIPP2014)070, 2014, pp. 1–6.
- [45] V. Chmill, E. Garutti, R. Klanner, M. Nitschke, and J. Schwandt, "Study of the breakdown voltage of SiPMs," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, Apr. 2016.
- [46] G. Bonanno, D. Marano, M. Belluso, S. Billotta, A. Grillo, S. Garozzo, G. Romeo, and M. C. Timpanaro, "Characterization Measurements Methodology and Instrumental Set-Up Optimization for New SiPM Detectors-Part I: Electrical Tests," *IEEE Sens. J.*, vol. 14, no. 10, pp. 3557–3566, Oct. 2014.
- [47] Hamamatsu Photonics K.K., "MPPC , MPPC modules," pp. 1–39, 2014.
- [48] M. Simonetta, M. Biasotti, G. Boca, P. W. Cattaneo, M. De Gerone, F. Gatti, R. Nardò, M. Nishimura, W. Ootani, G. Pizzigoni, M. C. Prata, M. Rossella, N. Shibata, Y. Uchiyama, and K. Yoshida, "Test and characterisation of SiPMs for the MEGII high resolution Timing Counter," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 824, pp. 145–147, Jul. 2016.
- [49] Z. Li, Y. Xu, C. Liu, Y. Li, M. Li, Y. Chen, Y. Wang, B. Lu, W. Cui, J. Huo, T. Chen, D. Han, W. Hu, C. Li, W. Li, X. Liu, J. Wang, Y. Yang, Y. Zhang, Y. Zhu, G. Li, J. Zhao, J. Wang, N. Pu, and X. Li, "A gain control and stabilization technique for Silicon Photomultipliers in low-light-level applications around room temperature," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 695, pp. 222–225, Dec. 2012.
- [50] A. Savitzky and M. J. E. Golay, "Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures," *Anal. Chem.*, vol. 36, no. 8, pp. 1627–1639, Jul. 1964.
- [51] F. Nagy, M. Mazzillo, L. Renna, G. Valvo, D. Sanfilippo, B. Carbone, A. Piana, G. Fallica, and J. Molnár, "Afterpulse and delayed crosstalk analysis on a STMicroelectronics silicon photomultiplier," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 759, pp. 44–49, 2014.
- [52] F. Nagy, G. Hegyesi, G. Kalinka, and J. Molnar, "A model based DC analysis of SiPM breakdown voltages," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 849, pp. 55–59, 2017.

Melléklet

Az értekezéshez kapcsolódó impakt faktoros publikációk

- p1.** F. Nagy, M. Mazzillo, L. Renna, G. Valvo, D. Sanfilippo, B. Carbone, A. Piana, G. Fallica, and J. Molnár, “Afterpulse and delayed crosstalk analysis on a STMicroelectronics silicon photomultiplier,” Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip., vol. 759, pp. 44–49, 2014. **(IF: 1.216²⁰¹⁴)**
- p2.** M. Mazzillo, F. Nagy, D. Sanfilippo, G. Valvo, B. Carbone, A. Piana, G. Fallica, and S. Coffa, “Silicon photomultipliers development at STMicroelectronics,” in Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2013, vol. 8773, p. 877302. **(IF: 0.460²⁰¹³)**
- p3.** F. Nagy, G. Hegyesi, G. Kalinka, and J. Molnar, “A model based DC analysis of SiPM breakdown voltages,” Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip., vol. 849, pp. 55–59, 2017. **(IF: 1.030²⁰¹⁶)**

Az értekezéshez kapcsolódó publikációk

- p4.** M. Mazzillo, F. Nagy, D. Sanfilippo, G. Valvo, B. Carbone, A. Piana, and G. Fallica, “Silicon photomultiplier technology for low-light intensity detection,” in IEEE SENSORS 2013 - Proceedings, 2013. **(IF: 0.000)**
- p5.** F. Nagy, G. Hegyesi, I. Valastyán, and J. Molnár, “Monte Carlo simulations of silicon photomultiplier output signal,” Acta Phys. Debrecina, vol. 45, no. 1, p. 125, 2011. **(IF: 0.000)**

Az értekezéshez kapcsolódó konferencia előadások

- p6.** F. Nagy, “Delayed Crosstalk and Afterpulsing Evaluation in Silicon Photomultipliers”, talk at the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC 2015), Groningen, The Netherlands, Aug. 31 - Sept. 4, 2015.

Egyéb publikációk

- p7.** A. K. Krizsan, I. Lajtos, M. Dahlbom, F. Daver, M. Emri, S. a Kis, G. Opposits, L. Pohubi, N. Potari, G. Hegyesi, G. Kalinka, J. Gal, J. Imrek, F. Nagy, I. Valastyan, B. Kiraly, J. Molnar, D. Sanfilippo, and L. Balkay, “A Promising Future: Comparable Imaging Capability of MRI-Compatible Silicon Photomultiplier and Conventional Photosensor Preclinical PET Systems.,” J. Nucl. Med., vol. 56, no. 12, pp. 1948–1953, Dec. 2015. **(IF: 5.849²⁰¹⁵)**

- p8. I. Lajtos, M. Emri, S. a. Kis, G. Opposits, N. Potari, B. Kiraly, F. Nagy, L. Tron, and L. Balkay, "Performance evaluation and optimization of the MiniPET-II scanner," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip., vol. 707, pp. 26–34, 2013. **(IF: 1.316²⁰¹³)**
- p9. F. Nagy, G. Hegyesi, I. Valastyán, J. Imrek, B. Király, and J. Molnár, "Hardware accelerated UDP/IP module for high speed data acquisition in nuclear detector systems," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2012, pp. 810–813. **(IF: 0.000)**
- p10. F. Nagy, J. Imrek, G. Hegyesi, I. Valastyán, and J. Molnár, "An improved time synchronization algorithm on 1000BASE-T Ethernet," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2012, pp. 1112–1114. **(IF: 0.000)**
- p11. G. Hegyesi, G. Kalinka, J. Molnár, F. Nagy, J. Imrek, and Z. Szabó, "FPGA based TDC using Virtex-4 ISERDES blocks," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2010, pp. 1413–1415. **(IF: 0.000)**
- p12. J. Imrek, G. Hegyesi, G. Kalinka, B. Király, J. Molnár, F. Nagy, I. Valastyán, L. Balkay, and Z. Szabo, "Evaluation detector module of the miniPET-3 small animal PET scanner," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2012, pp. 3790–3793. **(IF: 0.000)**
- p13. I. Valastyán, J. Gal, G. Hegyesi, G. Kalinka, F. Nagy, B. Kiraly, J. Imrek, J. Molnár, M. Colarieti-Tosti, Z. Szabo, and L. Balkay, "Novel time over threshold based readout method for MRI compatible small animal PET detector," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2012, pp. 1295–1299. **(IF: 0.000)**
- p14. J. Imrek, G. Hegyesi, G. Kalinka, J. Molnár, and F. Nagy, "Clock distribution and synchronization over 1000BASE-T Ethernet," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2010, pp. 2726–2728. **(IF: 0.000)**
- p15. J. Gál, J. Imrek, G. Kalinka, B. Király, F. Nagy, B. M. Nyakó, J. Molnár, I. Valastyán, L. Balkay, and S. a. Kis, "On the fundamental limits of the position resolution of position-sensitive scintillation detector using continuous crystal," in IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2012, pp. 3684–3689. **(IF: 0.000)**