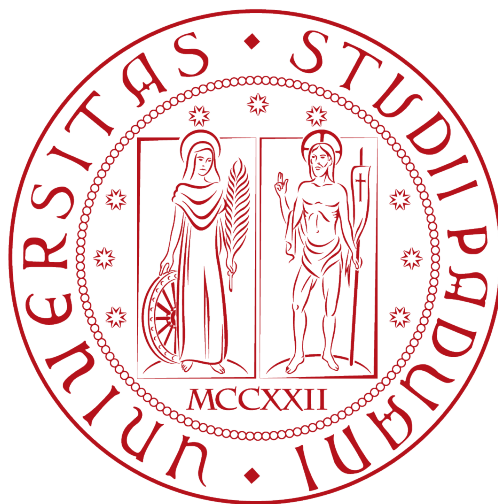


Università degli studi di Padova

---

**DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA “GALILEO GALILEI”**

**Corso di Laurea in Fisica**



**Tesi di Laurea Triennale**

**STUDIO DI SENSORI A PIXEL PER  
TRACCIATORI DI PARTICELLE CARICHE  
BASATI SU DIODI A VALANGA IN SILICIO**

Relatore:

**Prof. Gianmaria Collazuol**

Correlatore:

**Dott. Luca Silvestrin**

Laureando:

**Alessandro Garaffa**

Mat. 1069173

---

**Anno Accademico 2016-2017**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Danno su dispositivo a semiconduttore</b>	<b>2</b>
1.1 Semiconduttori . . . . .	2
1.2 Giunzioni p-n ed effetto breakdown . . . . .	3
1.3 Rivelatori a pixel per particelle cariche . . . . .	6
1.4 Danno da radiazioni . . . . .	6
<b>2 Sensore APiX</b>	<b>9</b>
2.1 Architettura . . . . .	9
2.2 Lettura . . . . .	12
<b>3 Misure e analisi dati</b>	<b>14</b>
3.1 Misure di danneggiamento da radiazioni con neutroni . . . . .	14
3.2 Misure pre e post irraggiamento . . . . .	15
3.3 Caratterizzazione per tipologia costruttiva . . . . .	22
3.3.1 Type . . . . .	22
3.3.2 Area sensibile spad . . . . .	25
<b>Conclusioni</b>	<b>30</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>31</b>

# Introduzione

I rivelatori a semiconduttori sono utilizzati sin dagli anni sessanta in applicazioni di fisica atomica e nucleare, biofisica, astrofisica e sono tuttora ampiamente impiegati per rivelare particelle sia cariche sia neutre, come ad esempio i fotoni. Le caratteristiche peculiari di questi sensori sono le ridotte dimensioni, la robustezza meccanica, l'alta risoluzione energetica, l'alta velocità di risposta ed il facile utilizzo in condizioni di elevati campi magnetici. Inoltre i più recenti sviluppi industriali sulle tecnologie per il silicio (ad esempio la tecnologia CMOS) garantiscono oggi un rapido sviluppo di questi rivelatori su larghe superfici e a costi ridotti. Di queste tecnologie beneficiano da tempo in particolare i rivelatori a pixel utilizzati ad esempio per tracciare particelle cariche. tali rivelatori vantano una precisione di pochi micron e sono utilizzati in esperimenti di fisica delle alte energia come *ATLAS* e *CMS* al *CERN*[1]. I rivelatori discussi in questa tesi sono rivelatori a pixel di tipo innovativo. A differenza di quelli convenzionali essi sfruttano un meccanismo di moltiplicazione interna che permette di avere elevati valori in termini di rapporto segnale-rumore e tempi di risposta rapidissimi. Tali rivelatori sono basati su un sensore chiamato "APIX" (da Avalanche PIXel sensor) costituito da due matrici identiche di *SPAD* (Single Photon Avalanche Diode) costruite in tecnologia CMOS da 150 nm. Le due matrici sono poste (micro-saldate) una sopra l'altra in modo che pixels identici (di una e dell'altra matrice) siano affacciati e al passaggio di una particella ionizzante producano segnali in coincidenza. Ad ogni cella sensibile è abbinata un'elettronica di coincidenza, di abilitazione della cella stessa e di lettura dei segnali che sono intrinsecamente digitali. In questa tesi viene studiato il danneggiamento da radiazione dei sensori APIX per irraggiamento con neutroni. In particolare i sensori sono stato irraggiati con neutroni di bassa energia all'acceleratore CN dei Laboratori Nazionali INFN di Legnaro. Nel mio lavoro di tesi ho analizzato gli effetti dell'irraggiamento su alcune caratteristiche dei sensori APIX, come ad esempio il rateo dei conteggi di buio.

# Capitolo 1

## Danno su dispositivo a semiconduttore

### 1.1 Semiconduttori

Ogni materiale si può classificare in base alla resistività elettrica: materiali con bassa resistività (quindi con un'alta attitudine a condurre l'elettricità) vengono detti conduttori, quelli con alta resistività sono gli isolanti. I *semiconduttori* sono alcuni elementi delle colonne III, IV e V della tavola periodica (Figura 1.1) caratterizzati da valori di resistività intermedi fra i conduttori e gli isolanti. L'origine fisica


		IIIA	IVA	VA	VIA	
		5 B Boro	6 C Carbonio	7 N Azoto	8 O Ossigeno	---
		13 Al Alluminio	14 Si Silicio	15 P Fosforo	16 S Zolfo	---
---	IIB	30 Zn Zinco	31 Ga Gallio	32 Ge Germanio	33 As Arsenico	34 Se Selenio
---		48 Cd Cadmio	49 In Indio	50 Sn Stagno	51 Sb Antimonio	52 Te Tellurio
---		80 Hg Mercurio	81 Tl Tallio	82 Pb Piombo	83 Bi Bismuto	84 Po Polonio
---						---
						
		Conduttori	$\rho < 10^{-5} \Omega m$ (rame: $3 \cdot 10^{-8} \Omega m$ )			
		Semiconduttori	$10^{-5} < \rho < 10^3 \Omega m$ (silicio: $2300 \Omega m$ )			
		Isolanti	$\rho > 10^3 \Omega m$ (diamante: $10^{14} \Omega m$ )			

Figura 1.1: Classificazione materiali in base alla resistività elettrica [2]

di questo ampio range di resistività non è spiegabile classicamente bensì con la meccanica quantistica: infatti in un solido gli elettroni si dispongono in base alla propria energia in una struttura discreta, detta a *bande*, nella quale un elettrone può assumere valori di energia solo dentro determinati intervalli. Ai fini della conduzione elettrica nei non-metalli possiamo distinguere una *banda di valenza* e una di *conduzione* (Figura 1.2); alla prima appartengono gli elettroni legati al nucleo (non liberi di muoversi), alla seconda elettroni con energia più alta non legati ad un particolare nucleo, liberi di muoversi nel cristallo contribuendo così alla conduzione elettrica. Nei metalli e quindi nei conduttori, non si può

parlare propriamente di banda di conduzione e di valenza anche gli elettroni con energia di poco inferiore all'energia di Fermi sono liberi di muoversi dentro il reticolo e contribuiscono alla conducibilità elettrica.

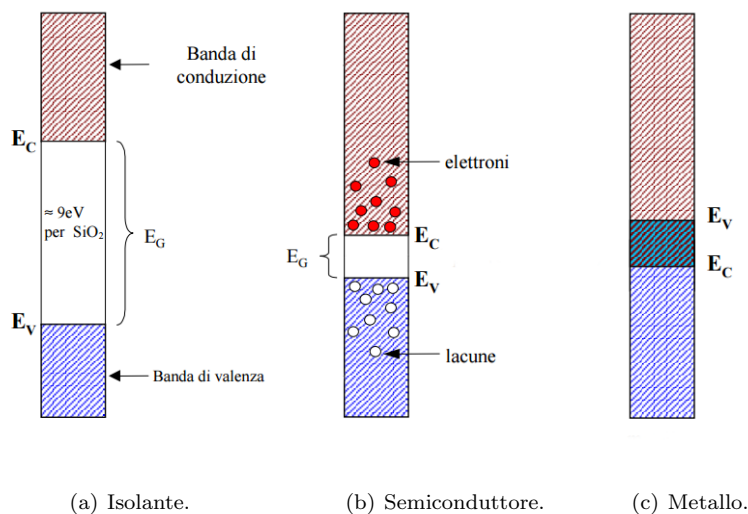


Figura 1.2: Bande di conduzione e di valenza nei differenti tipi di materiale.[3]

Negli isolanti invece c'è una notevole differenza, nell'ordine di una decina eV di energia, tra le due bande detta *gap* di energia. Essa è sufficientemente larga da rendere improbabile il passaggio (per agitazione termica) di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione sfavorendo la conduzione elettrica del materiale. Infine nei semiconduttori tipicamente usati in elettronica il gap è dell'ordine di frazioni di eV o al massimo qualche eV (Ge 0.67 eV, Si 1.11 eV, GaN 3.4 eV) quindi c'è una certa probabilità che, a temperatura ambiente ( $T=300\text{ K}$   $k_B T \sim 0.025\text{ eV}$ ), qualche elettrone possa saltare dalla banda di valenza a quella di conduzione. In questo modo si crea una lacuna in banda di valenza che, assieme all'elettrone ora libero di muoversi, contribuirà alla conducibilità nel cristallo. Alla temperatura di 0 K gli elettroni di un semiconduttore non hanno energia sufficiente a fare il salto di banda e il cristallo non manifesta proprietà conduttive.

## 1.2 Giunzioni p-n ed effetto breakdown

Andando ad aggiungere ad un semiconduttore intrinseco (idealmente puro) piccole percentuali di atomi di alcune particolari specie chimiche (droganti), se ne possono alterare radicalmente le proprietà elettriche. Queste alterazioni diventano importanti già per concentrazioni relativamente molto piccole di drogante, dell'ordine di  $10^{13} \div 10^{20}$  atomi/cm<sup>3</sup> (il silicio ha una densità di  $5 \cdot 10^{22}$  atomi/cm<sup>3</sup>). L'introduzione di questi droganti produce imperfezioni nel cristallo dette difetti in grado di introdurre livelli energetici intermedi fra la banda di conduzione e quella di valenza. I droganti di **tipo p** (tipicamente P) introducono livelli energetici subito sopra la banda di valenza rendendo più probabile la promozione di un suo elettrone al nuovo livello introdotto, causando la generazione di una lacuna. I droganti di **tipo n** (tipicamente B), in modo complementare, introducono nuove bande energetiche già popolate di elettroni subito sotto la banda di conduzione. Questi nuovi elettroni possono facilmente saltare in banda di conduzione aumentando il numero di portatori liberi negativi. In questo modo possiamo alterare la concentrazione di portatori liberi normalmente presenti nel semiconduttore intrinseco. Un semiconduttore dopato per metà p e per l'altra metà n forma una **giunzione p-n**. Il termine giunzione fa riferimento alla regione circostante la superficie di separazione dei due tipi di drogaggio. In questa regione, per effetto della diffusione dei portatori liberi si sviluppa una zona di carica spaziale

(o di svuotamento), illustrata in Figura 1.3, caratterizzata a circuito aperto da un campo elettrico non nullo detto di *built-in*.

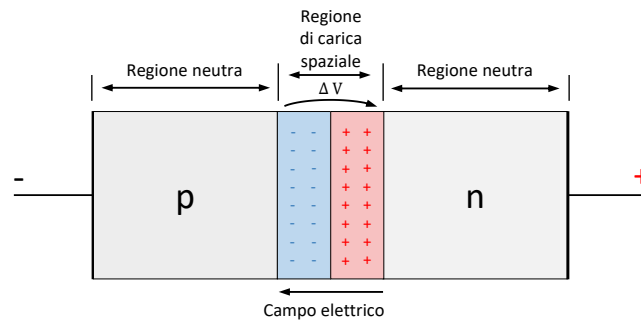


Figura 1.3: Zona di carica spaziale nella giunzione p-n.[4]

Il campo elettrico di built-in produce perciò una differenza di potenziale  $\Delta V$  che mostra valori tipici di 300 mV per diodi al germanio e 700 mV per quelli in silicio. Applicando una tensione alla giunzione p-n  $V_D < 0$  il valore  $\Delta V$  incrementa; il campo elettrico drena le coppie elettrone-lacune generate per effetto termico nella regione svuotata, spingendo i primi verso la regione n ed i secondi verso la regione p allargando la regione di carica spaziale in modo proporzionale a  $\sqrt{|\Delta V - V_D|}$ . In questa condizione di polarizzazione, detta *inversa*, il diodo risulta *interdetto* e in esso circola una corrente limitata (leakage current) dell'ordine dei nA per un diodo tipico. Aumentando la tensione di polarizzazione inversa  $V_D$  la corrente  $I_D$  (Figura 1.4) si mantiene ridotta fino ad un certo valore  $V_B$ . A questo punto il campo elettrico

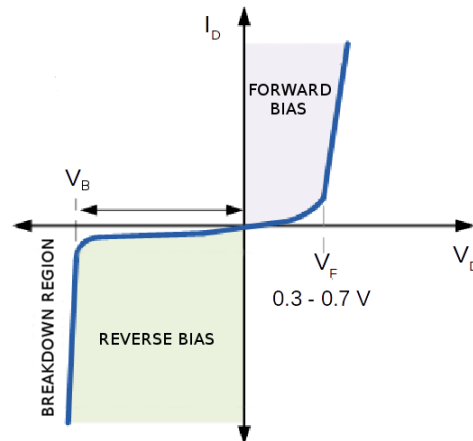


Figura 1.4: Effetto valanga e tensione di Breakdown diodo p-n.

nella regione di svuotamento è talmente intenso da fare acquisire agli elettroni liberi in conduzione un'energia cinetica sufficientemente alta da produrre nuove coppie elettrone-lacuna che contribuiscono ad aumentare la corrente di perdita. La densità di portatori di carica incrementa rapidamente dando origine all'effetto cosiddetto di *valanga* sfruttato nei diodi Zener e nei rivelatori di tipo avalanche.

La soglia di tensione  $V_B$  in corrispondenza della quale si genera il meccanismo a valanga viene detta *tensione di Breakdown* e varia in funzione della concentrazione dei droganti.

Il dispositivo viene polarizzato in modo da lavorare in *Geiger mode* questa condizione è ottenuta polarizzando il diodo con una tensione di poco superiore alla tensione di breakdown e limitando la corrente che la attraversa. In Figura 1.5(a) è riportato un semplice circuito di polarizzazione di un

diodo in Geiger mode,  $R_Q$  è detta resistenza di quenching. Quando un fotone viene assorbito nella zona di svuotamento del diodo, oppure una particella carica genera in essa coppie elettrone-lacuna, si può innescare la valanga. La corrente generata fluisce attraverso  $R_Q$  producendo una caduta di potenziale che porta la tensione ai capi della giunzione a livello della tensione di breakdown. A questo punto la valanga si spegne e la tensione ai capi della giunzione si riporta al livello iniziale (tensione di bias). Lo SPAD è pronto per una nuova valanga.

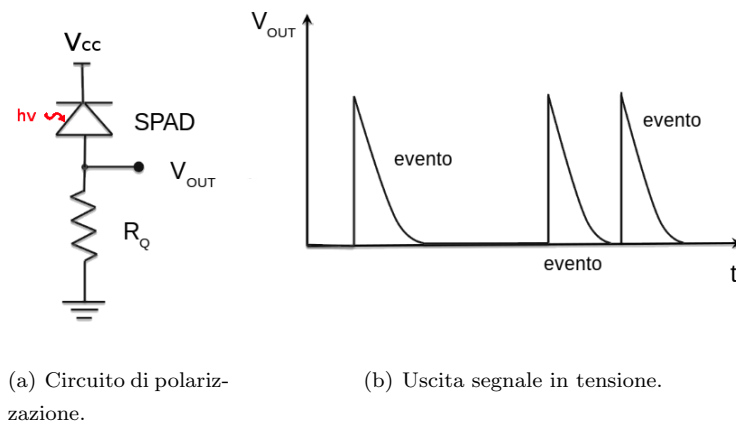


Figura 1.5: Uscita in tensione di uno SPAD in presenza di un evento in regione di Breakdown.

Si può vedere che la valanga viene generata con una certa probabilità dal passaggio di un portatore nella zona di campo elettrico elevato della cella (se il campo è superiore ad una certa soglia  $\sim O(300kV/cm)$ ). Tale probabilità dipende dalla differenza tra la tensione di bias e quella di breakdown (“tensione in eccesso” o  $V_{ex}$ ). Tale dipendenza è proporzionale fino ad alcuni volt in eccesso, poi la probabilità satura a valore costante (normalmente circa 100% nel caso degli elettroni).

Il segnale può venire rivelato misurando la tensione  $V_{OUT}$  ai capi della resistenza (Figura 1.5(b)). Questo segnale è indipendente dalla carica depositata nella zona svuotata quindi riesce a fornire solo un’informazione digitale riguardante il passaggio o meno di una particella con tempi di risposta estremamente rapidi. Più precisamente si può vedere che il segnale in carica prodotto dalla valanga è direttamente proporzionale alla tensione in eccesso e alla capacità della giunzione (polarizzata). Risulta dunque che il guadagno è  $G = CV_{ex}$

In questo modo si possono realizzare SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*) rivelatori caratterizzati da un guadagno interno sufficientemente alto ( $10^4 - 10^7$ ) da riuscire a discriminare singoli fotoni. Una volta dissipata la carica accumulata nella giunzione nel giro di pochi ns (tempo morto) il diodo sarà di nuovo carico e pronto a rilevare un nuovo evento. Gli SPAD possono essere organizzati in *arrays* di righe e colonne e possono venire impiegati come rivelatori sensibili alla posizione utili ad esempio come tracciatori di particelle.

Uno dei principali problemi che gli SPAD presentano è dovuto all’elevato rumore di “buio”. Infatti non sono solo le coppie elettrone-lacuna generate da fotoni (o particelle ionizzanti) a poter originare la valanga ma anche coppie generate termicamente o per effetto tunnel all’interno del silicio stesso. Questo genere di “rumore” non è distinguibile dal segnale di singoli fotoni (o particelle ionizzanti) che producono una valanga. In SPAD costruiti con tecnologia CMOS il rateo di conteggi (valanghe) di buio (Dark Count Rate o DCR) può superare i  $MHz/mm^2$ . Una seconda fonte di “rumore” è costituita dal cosiddetto “after-pulse” dove una valanga viene prodotta da portatori generati in una valanga precedente che possono venire catturati da trappole (difetti o impurezze di drogaggio) nella regione attiva del silicio e successivamente rilasciati. Precisamente, data la necessità di una valanga primaria, tali valanghe



secondarie costituiscono “rumore” correlato. In SPAD costruiti con tecnologia CMOS la probabilità di avere una valanga correlata ad una precedente può arrivare al livello svariati punti %. In effetti i livelli di rumore (in entrambi i casi descritti) dipendono in ultima analisi dalla probabilità di generare una valanga che a sua volta dipende dalla tensione in eccesso oltre il breakdown.

Altri rivelatori che sfruttano l'effetto valanga sono gli *Avalanche Photon Diode* (APD) caratterizzati dal fatto che lavorano in tensioni leggermente inferiori a quella del breakdown. In questi dispositivi la valanga ha uno sviluppo limitato e non raggiunge il breakdown, dunque si ottengono guadagni dell'ordine di  $\sim 100$ ), limitati da questioni di stabilità operativa del dispositivo.

### 1.3 Rivelatori a pixel per particelle cariche

Le giunzioni p-n sono utilizzate da molto tempo sia per la rivelazione di fotoni sia per le particelle cariche. Negli ultimi due decenni sono in particolare stati sviluppati rivelatori a “pixel” che permettono di ricostruire tracce di particelle cariche con estrema accuratezza. Tali rivelatori sono costituiti da piani con superfici dell'ordine di svariati  $dm^2$  in cui i singoli pixels disposti a matrice possono avere dimensioni dell'ordine della decina di  $\mu m^2$ . Ad esempio negli esperimenti ai collisori sono i rivelatori più vicini al vertice di interazione dei fasci e sono disposti in strati cilindrici situati concentrici a distanze dell'ordine di diversi centimetri dal tubo a vuoto dei fasci. Con pixels di dimensioni dell'ordine di poche decine di micron si possono ottenere risoluzioni sul punto di interazione dello stesso ordine di grandezza. Inoltre in presenza di campo magnetico a partire dalla geometria delle tracce delle particelle nei pixel si possono ricostruire i momenti delle particelle stesse. In questi esperimenti i rivelatori a pixel devono sopportare elevatissimi flussi di particelle (milioni per  $cm^2$ ) per diversi anni.

In questi rivelatori i pixels sono essenzialmente giunzioni p-n solo parzialmente svuotate. Le coppie elettrone lacuna generate dalle particelle ionizzanti che attraversano il pixel arrivano per diffusione vicino alla zona svuotata dove grazie al campo elettrico sono attratte (drift) verso gli elettrodi generandovi cariche indotte. Le correnti indotte sugli elettrodi di lettura costituiscono il segnale che normalmente viene amplificato con un stadio di elettronica direttamente connessa ai singoli pixel stessi in modo da minimizzare l'effetto del rumore elettrico. L'utilizzo della tecnologia di tipo CMOS permette una notevole integrazione di pixel e relativa elettronica di front-end.

Normalmente dunque l'amplificazione del segnale avviene dunque all'esterno del pixel. Al contrario i dispositivi discussi in questa tesi sfruttano il meccanismo della valanga per amplificare internamente il segnale nel pixel ed ottenere prestazioni ottimali in termini di rapporto segnale rumore e di velocità di risposta del pixel con un'elettronica esterna molto più semplice.

### 1.4 Danno da radiazioni

Il danno da radiazioni nei sensori al silicio può essere suddiviso in danno superficiale e danno in profondità (*bulk damage*).

Il danneggiamento superficiale (causato generalmente dai raggi X) consiste nella formazione di livelli energetici profondi nell'interfaccia ossido-silicio, dove si ha un accumulo di carica positiva fissa e la conseguente formazione di uno strato di elettroni al di sotto dell'ossido. Questo squilibrio di carica va a modificare la capacità ossido-semiconduttore.

Il danno in profondità è dovuto dall'interazione di particelle ad alta energia (*adroni, leptoni, fotoni*) con i cristalli di semiconduttore che vanno a creare nel reticolo difetti in una singola locazione o in un insieme di locazioni vicine le una alle altre (*point defect* e *cluster* rispettivamente). Quando le particelle incidenti urtano contro un atomo del reticolo cristallino (detto PKA, primary knock-on atom),

il trasferimento di energia cinetica è tale che quest'ultimo può essere rimosso dalla sua posizione nel reticolo. Ovviamente il primo atomo urtato deve assorbire un'energia sufficiente  $E_d$  impartita dalla particella interagente (circa 25 eV per il silicio). Il legame covalente che il PKA formava con gli altri atomi non è più saturato, si forma quindi una lacuna-atomo interstiziale (Frenkel pair) e il difetto si comporta come un accettore. L'atomo rimosso assume poi una posizione irregolare rispetto al reticolo cristallino e il suo elettrone di valenza potrà essere promosso alla banda di conduzione: in questo caso si ha la formazione di un'impurità del tipo donatore. Data l'alta energia delle particelle iniziali, gli atomi urtati e rimossi dal proprio sito acquistano un'energia cinetica sufficiente per spostare a loro volta nuovi atomi incontrati lungo il cammino. In Figura 1.6 è riportato, con il metodo di simulazione di Monte Carlo, il percorso atomo-ricombinazione con Energia primaria  $E_R$  di 50 keV. Il PKA rilascia tutta la sua energia dopo un percorso medio lungo circa 1000 Å.

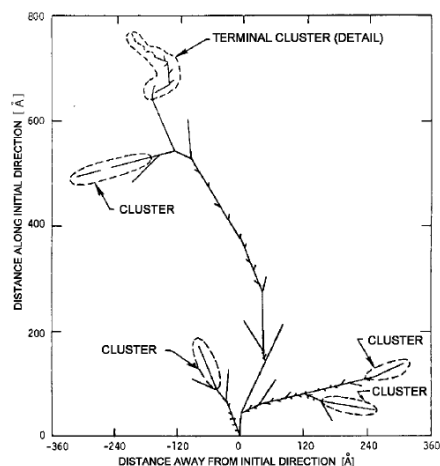


Figura 1.6: Percorso PKA-ricombinazione con generazione di cluster e defect point.[11]

viene detta *Annealing*.

La conseguenza più diretta della formazione di questi difetti è la variazione della concentrazione degli elementi droganti all'interno del cristallo. I difetti introducono dei livelli di energia all'interno della banda proibita del cristallo di silicio, e possono essere più o meno profondi nella banda proibita a seconda della loro posizione all'interno di essa.

I nuovi livelli hanno energia  $E_t$  con  $\Delta E_t = E_C - E_t$  o  $\Delta E_t = E_t - E_V$  a seconda della posizione rispetto alla banda di conduzione o di valenza. I difetti di tipo accettore sono quelli che assumono carica negativa quando un elettrone occupa il livello a loro corrispondente; i difetti di tipo donatore nella stessa situazione assumono carica neutra (Figura 1.7).

Generalmente i livelli nella metà superiore della band gap (tra il livello di Fermi intrinseco  $E_F$  e la banda di conduzione  $E_C$ ) a temperatura ambiente non sono occupati da elettroni, mentre lo sono quei livelli che si trovano nella metà inferiore (tra il livello di Fermi intrinseco e la banda di valenza  $E_V$ ). All'equilibrio termico lo stato di carica dei livelli è definito dalla loro posizione rispetto al livello di Fermi: quando questo si trova al di sopra del livello del difetto gli accettori sono negativi e i donatori neutri, quando si trova al di sotto gli accettori sono neutri e i donori positivi. Alcuni difetti hanno più di un livello all'interno della banda proibita e in particolare sono detti anfoteri quei difetti che si presentano sia in uno stato di accettore sia di donore.

La presenza di questi livelli macroscopicamente si ripercuote in una maggiore corrente di fuga e in una variazione della tensione di svuotamento. In termini pratici, nel caso dei tracciatori a silicio

Gran parte dell'energia dei PKA viene comunque persa sotto forma di ionizzazione cosicché soltanto una frazione di quella iniziale contribuisce all'effettivo spostamento degli atomi. Le interazioni di tipo non ionizzante prevalgono invece al momento in cui un atomo si arresta e in quel punto si viene a formare un denso agglomerato di difetti detto *cluster*. In un cluster sono presenti sia difetti di tipo accettore che difetti di tipo donatore e la maggior parte di essi, grazie all'alta mobilità a temperatura ambiente, si ricombinano. Nel caso in cui ciò non accada si verifica lo spostamento dei difetti (sempre per agitazione termica) verso la superficie che li rende stabili nel tempo.

Riscaldando il semiconduttore danneggiato si può favorire il meccanismo di ricombinazione diminuendo il danno permanente da radiazione: questa procedura

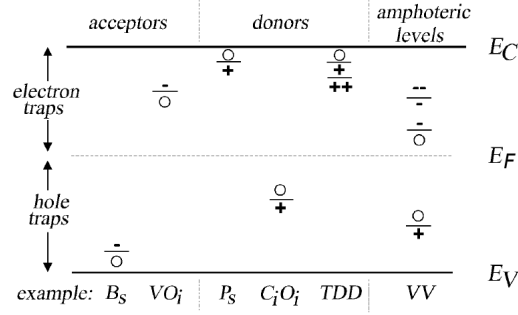


Figura 1.7: Rappresentazione schematica degli stati nel gap di energia di accettori, donatori e stati anfoteri.[11]

convenzionali, per compensare gli effetti del danneggiamento da radiazione è necessario raffreddare i rivelatori costantemente per ridurre l'effetto della corrente di fuga ed aumentare la tensione di bias per mantenere invariata la risposta del rivelatore. Nei dispositivi con guadagno interno gli effetti microscopici discussi si traducono, in termini macroscopici, in un aumento di conteggi di buio (DCR) e di rumore correlato (After-pulsing). È anche attesa una variazione della tensione di breakdown, che però dovrebbe diventare effetto importante per irraggiamenti a dosi elevate (superiori a  $10^{12} n_{eq}/cm^2$ ). In generale il danneggiamento per radiazione su dispositivi con guadagno interno è stata fin'ora studiata meno rispetto ai dispositivi senza guadagno interno.

In questo lavoro di tesi verrà studiato il danneggiamento da neutroni su un prototipo di tracciante di particelle a semiconduttore. La scelta di neutroni come particelle con cui irraggiare il sensore è dovuta al fatto che essi producono (a parità di energia) un danno maggiore rispetto le particelle cariche. Gli adroni carichi infatti interagiscono con gli atomi di silicio anche tramite il campo elettromagnetico. Una grossa parte dell'energia delle particelle cariche perciò viene persa a causa della ionizzazione degli atomi del reticolo che nel silicio è reversibile. I neutroni, essendo neutri, interagiscono solo con i nuclei e le reazioni principali sono urti elastici e sopra i 1.8 MeV reazioni nucleari producendo un danneggiamento maggiore.

## Capitolo 2

# Sensore APiX

**APiX** è un prototipo di rivelatore di particelle cariche, sensibile alla posizione, con una elevata risoluzione spaziale e temporale (50 micron e fino a 750 ps), sviluppato da una collaborazione in cui l'INFN gioca un ruolo di primaria importanza. Nasce dalla necessità di limitare il material budget, garantire un basso consumo, limitare l'effetto di scattering sulle particelle e il valore dei conteggi di buio[5].

E' costituito da due chip sovrapposti e messi in coincidenza, realizzati in tecnologia CMOS 150 nm. Ogni chip è composto da una matrice di  $48 \times 16$  pixel: ogni cella misura  $50 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$  ed include rivelatore in Geiger mode (SPAD) ed elettronica.

In vista di varie applicazioni future, che vanno dalla fisica medica al tracciamento di particelle cariche in applicazioni di fisica delle alte energie, fisica nucleare e spaziale, in questa tesi verrà valutato il danneggiamento da radiazioni del rivelatore.

### 2.1 Architettura

Il sensore *APiX* è realizzato sovrapponendo due chip detti padre e figlio. Su questi sono incisi pixel ed elettronica di lettura che costituiscono due rivelatori idealmente identici, accuratamente allineati in modo da far coincidere ogni pixel del chip padre con il corrispondente del chip figlio (Figura 2.1). Ogni

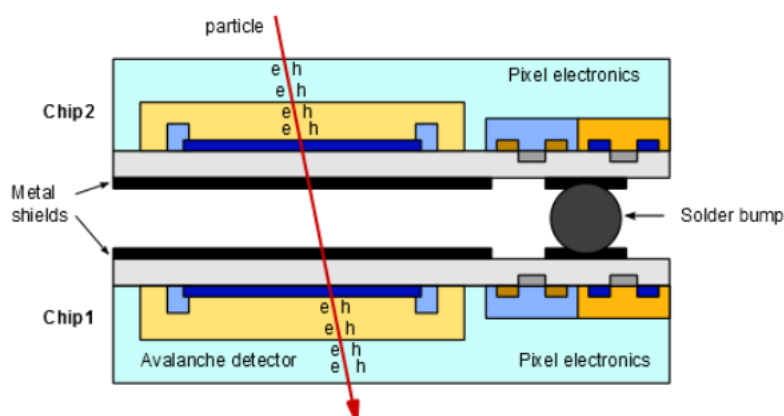


Figura 2.1: Struttura di un singolo pixel di APiX. [6]

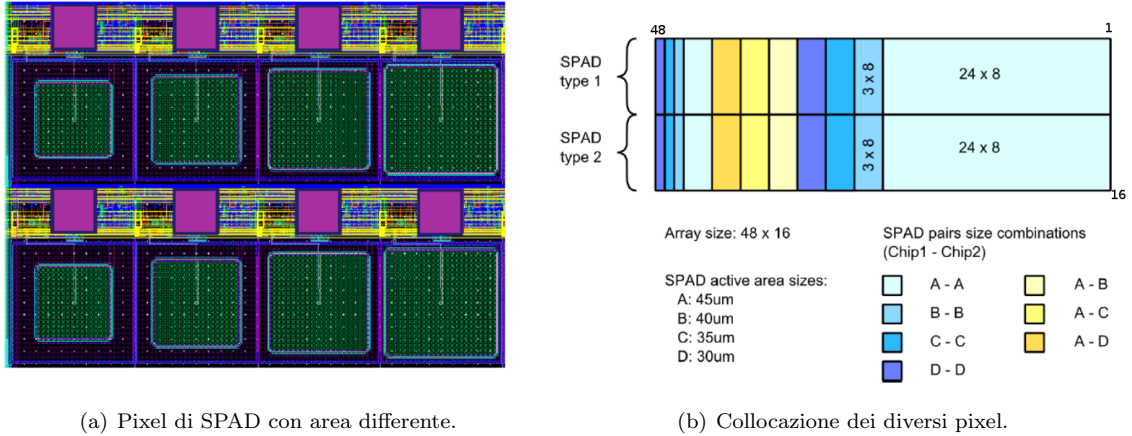
singolo pixel è basato su uno SPAD, che per sua natura è un componente estremamente rumoroso, con ratei di conteggi di buio dell'ordine fra  $10^2$  e  $10^4 \text{ s}^{-1}$ , ma anche estremamente rapido e con un tempo

morto ridottissimo (ns). Il segnale generato da ciascun pixel del chip padre è messo in AND con il segnale del pixel corrispondente sul chip figlio, in questo modo il conteggio di buio associato alla coppia di pixel è minimo, per la bassa probabilità che i due pixel generino ciascuno un segnale di buio in corrispondenza temporale sufficientemente vicina (con questo metodo i conteggi di buio vengono ridotti di circa un fattore  $10^5$  raggiungendo valori di  $10^{-3} \div 10^0 \text{ s}^{-1}$ ). Grazie a questa disposizione la probabilità di conteggio di buio in coincidenza  $DCT_C$  risulta:

$$DCR_C = DCR_1 \cdot DCR_2 \cdot 2\Delta t \quad (2.1)$$

dove  $DCR_1$  e  $DCR_2$  sono i dark count rate rispettivamente delle due celle e  $\Delta t$  è la durata del segnale nell'elettronica.

La matrice incisa su ogni chip è composta da diversi array di  $48 \times 16$  pixel, realizzati con SPAD con caratteristiche geometriche diverse realizzati in tecnologia CMOS da 150 nm. Ogni pixel occupa un'area di  $75 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  ed include sia il volume attivo (diodo a valanga) che l'elettronica per la coincidenza. La Figura 2.2(a) mostra come le aree sensibili (in verde) degli SPAD siano quadrati di lato compreso fra  $45 \mu\text{m}$  e  $30 \mu\text{m}$ , mentre l'elettronica integrata (in viola) è sempre la stessa. Figura 2.2(b) mostra invece la posizione delle sottomatrici di pixel uniformi; in particolare dalla riga 1 alla 8 gli SPAD sono realizzati con processo produttivo p+/nwell (Type-1), mentre nelle sottostanti 8 righe il processo produttivo impiegato è pwel/n-iso (Type-2). La differenza fra i due processi produttivi è illustrata in Figura 2.3.



(a) Pixel di SPAD con area differente.

(b) Collocazione dei diversi pixel.

Figura 2.2: Essendo APiX un prototipo lo si caratterizza con dimensioni diverse di aree sensibili.[9]

Nella tipologia Type-1 lo spessore del canale di conduzione misura circa  $1 \mu\text{m}$  mentre nel Type-2 questa dimensione è incrementata a  $1.5 \mu\text{m}$  con un minore valore di picco del campo elettrico. Le strutture realizzate con tipologia 1 sono caratterizzate da una frequenza di conteggi di buio mediamente più elevata dell'alternativa Type-2, come verificato in fase di misura.

La connessione tra i due chip avviene tramite tecniche di microsaldatura. I due chip prima della saldatura possono essere meccanicamente separati e studiati singolarmente. Ogni rivelatore è coperto da una lamina di metallo per evitare interferenze ottiche. Nella Figura 2.4 è riportata l'elettronica implementata per ogni cella.

Si nota subito che l'elettronica implementata nel chip-2 (*top chip* o "*son*") è leggermente differente dall'elettronica del chip-1 (*bottom chip* o "*father*"), infatti in quest'ultimo è implementata anche una porta AND per abilitare o meno la coincidenza. I diversi chip sono dimensionalmente differenti per poter collocare fisicamente il top sopra il bottom, infatti APiX-C1 misura  $8 \text{ mm}^2$  mentre APiX-C2  $6 \text{ mm}^2$ . Il

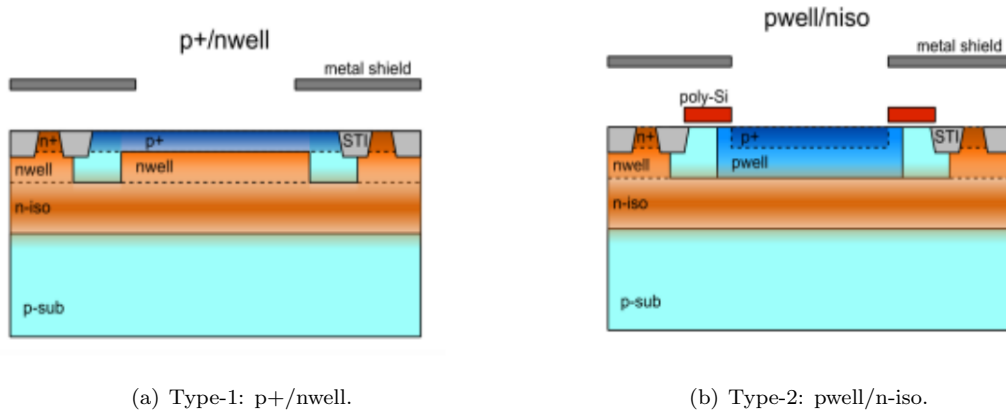


Figura 2.3: Differenza dei processi produttivi con cui è stato costruito APiX. In Figura 2.3(a) è schematizzato il processo produttivo COMS p+/nwell specifico del type-1 mentre in Figura 2.3(b) il processo produttivo CMOS pwell/n-iso caratteristico del type-2.

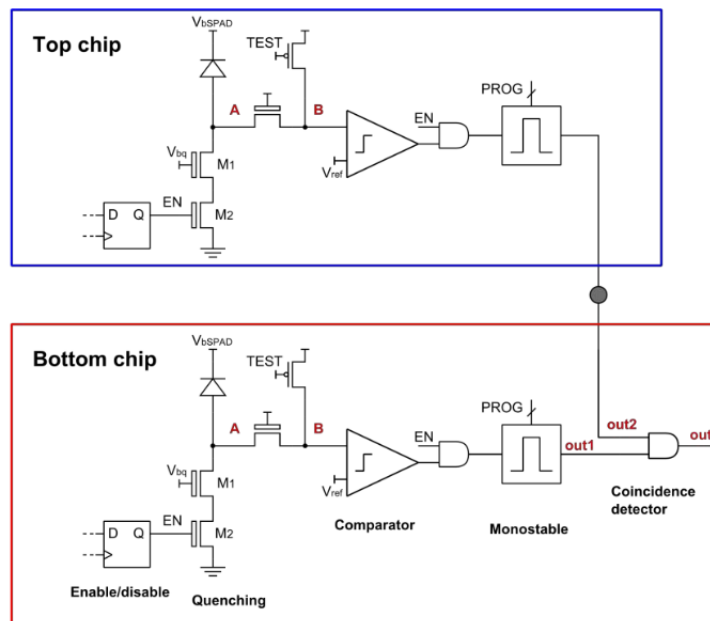


Figura 2.4: Schema dell'elettronica implementata nei due chip [7]

mosfet M1 nel ramo di quenching serve a mantenere una corrente costante di ricarica per fissare quindi il rate ed avere un circuito più o meno veloce regolando appunto  $V_{bq}$ ; sempre nello stesso ramo invece il mosfet M2 viene utilizzato come enable digitale per attivare o meno la fase di ricarica della diodo. Il transistor tra i nodi A e B serve a regolare il valore massimo di output in uscita bloccando quindi tensioni superiori. Il comparatore invece serve per digitalizzare il segnale nel nodo B in entrata: il segnale quindi diventerà **HIGH** se in B la tensione sarà superiore al valore  $V_{ref}$ . A questo punto la porta AND garantirà il segnale di uscita solo in presenza di enable. Infine il monostabile va a diminuire la durata del segnale ad un intervallo programmabile (750 ps, 1.5 ns, 10 ns) in modo da diminuire il più possibile la probabilità di coincidenza accidentale. In realtà nel chip-1 è presente anche una memoria resettabile tramite  $VSR_{RN}$  per aumentare la velocità di trasferimento al registro[8].

## 2.2 Lettura

APiXC1 e APiXC2 possono essere utilizzati singolarmente senza essere per forza allineati e messi in coincidenza. Per utilizzare correttamente il chip bisogna per prima cosa **abilitare** i pixel e successivamente **leggere**. I pixel di ogni chip vengono abilitati singolarmente tramite un protocollo a 6-bit e sono raggruppati in 16 righe e 48 colonne. L'abilitazione/lettura avviene da un microcontrollore generalmente implementato in schede di sviluppo (Arduino<sup>®1</sup>, Udoo<sup>®2</sup>). Lo schema di abilitazione dei pixel<sup>3</sup> è indicato in Figura 2.5.

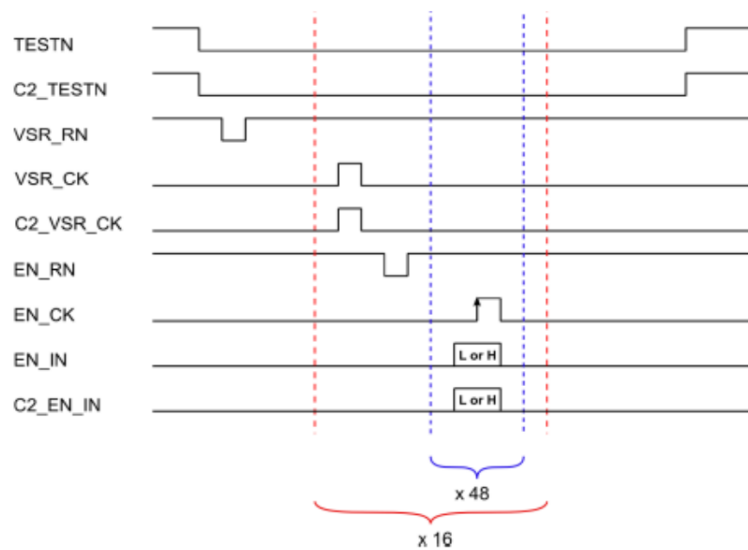


Figura 2.5: Protocollo abilitazione celle.[10]

- $TESTN(C2)$ : Durante la lettura questo valore va tenuto **LOW** e serve a testare il segnale digitale monostabile di durata programmabile.
- $VSR_{RN}$ : Questo segnale va a cancellare il registro di memoria precedente con un **LOW** dato nella fase iniziale.
- $VSR_{CK}(C2)$ : Con un segnale **HIGH** si va ad aumentare il valore della riga di uno; quindi di salta alla lettura nella riga successiva.

<sup>1</sup>[www.arduino.cc](http://www.arduino.cc)

<sup>2</sup>[www.udoo.org](http://www.udoo.org)

<sup>3</sup>Per capire meglio fare riferimento agli schemi di Figura 2.7.

- *EN\_RN*: Resetta con un segnale LOW il valore registrato della riga. In questo modo si riparte sempre la lettura dalla prima riga.
- *EN\_CK*: Con un segnale HIGH si va ad aumentare il valore della colonna di uno; quindi di salta alla lettura nella colonna successiva.
- *EN\_IN(C2)*: Con un impulso alto si va ad abilitare il singolo SPAD per la lettura.

Una volta che vengono abilitate le celle queste sono pronte per rivelare i fotoni e si effettua la lettura (DAQ) di APiX (Figura 2.6) che questa volta avviene tramite protocollo a 5-bit:

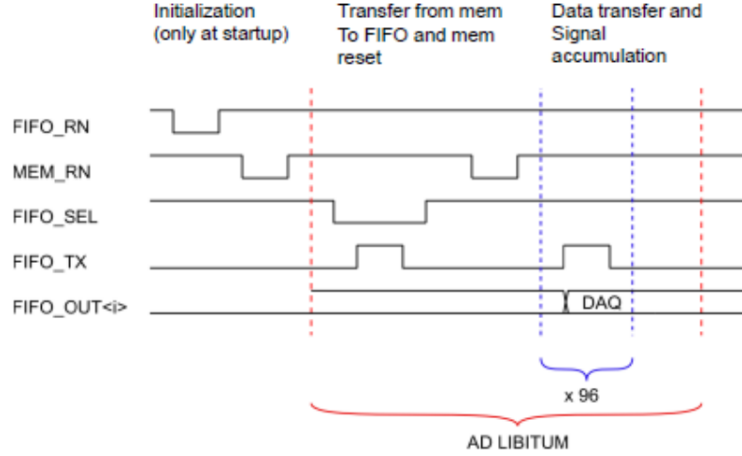


Figura 2.6: Protocollo di lettura di APiX.[10]

- *FIFO\_RN*: Reset con segnale LOW si resetta la memoria del Flip-Flop (FIFO) esterno.
- *MEM\_RN*: Reset con segnale LOW si resetta la memoria del Flip-Flop interno.
- *FIFO\_SEL*: Va a leggere sul FIFO successivo.
- *FIFO\_TX*: Abilita la scrittura sul Flip-Flop esterno.
- *FIFO\_OUT < i >*: Uscita dell'i-esimo Flip-Flop.

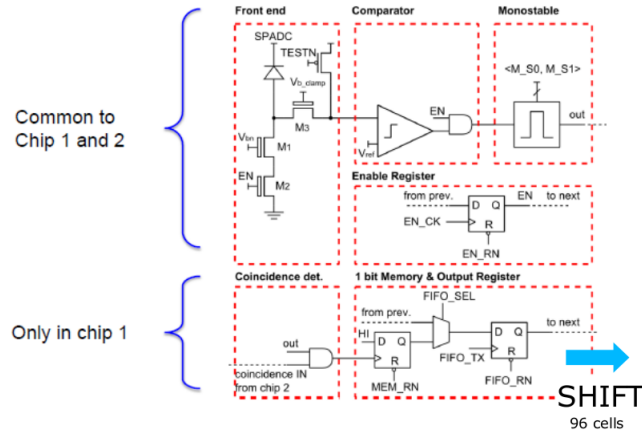


Figura 2.7: Schema dell'elettronica implementata in APiX.[10]



## Capitolo 3

# Misure e analisi dati

### 3.1 Misure di danneggiamento da radiazioni con neutroni

I laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN sono uno fra i maggiori centri di ricerca nell'ambito della fisica nucleare in Italia. In essi operano cinque macchine acceleratrici con caratteristiche molto diverse. La prima, installata nel 1961, è l'acceleratore CN: si tratta di un "Van de Graaff" da 7 MV in configurazione verticale. Il terminale ad alta tensione ospita una piccola sorgente di ioni positivi di gas leggeri ( $H_2$ ,  $D_2$ , He,  $N_2$ ,...). Il fascio di ioni scende verticalmente lungo la colonna di accelerazione, viene deviato di 90 gradi ed inviato ad una delle linee di irraggiamento che popolano la sala sperimentale. Una di queste linee ospita una stazione schermata, dotata di un bersaglio di Be per la produzione di neutroni, con una intensità di  $10^9 \div 10^{10}$  n/s, ed una corrente massima di  $3 \mu A$  di fascio primario. Questa facility è stata utilizzata per irraggiare i dispositivi studiati in questo lavoro di tesi Figura 3.1.



(a) Camera chiusa.

(b) Bersaglio all'interno della camera.

Figura 3.1: Facility "I" acceleratore CN LNL.

Il fascio di protoni a 5 MeV incidente sulla targhetta di Be produce neutroni secondo le seguenti reazioni:  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ ,  ${}^9\text{Be}(p,np)2\alpha$ ,  ${}^9\text{Be}(p,np){}^8\text{Be}$  e  ${}^9\text{Be}(p,n\alpha){}^5\text{Li}$  con energia di soglia di 1.75, 1.85, 2.06 e 3.93 MeV rispettivamente. Dalla cinematica della reazione  ${}^9\text{Be}(p,xn){}^9\text{B}$  risulta che l'energia massima dei neutroni risulta di circa 3.2, 3.1, 3.0, 2.7, 2.5, 2.3, 2.2 e 2.1 MeV come mostrano i risultati di due esperimenti condotti a Legnaro (Si-Telescope e TOF) nel 2011 e 2001 rispettivamente, come mostrato in Figura 3.1.

Da queste misure abbiamo dedotto la fluenza di neutroni data la corrente iniziale di protoni.

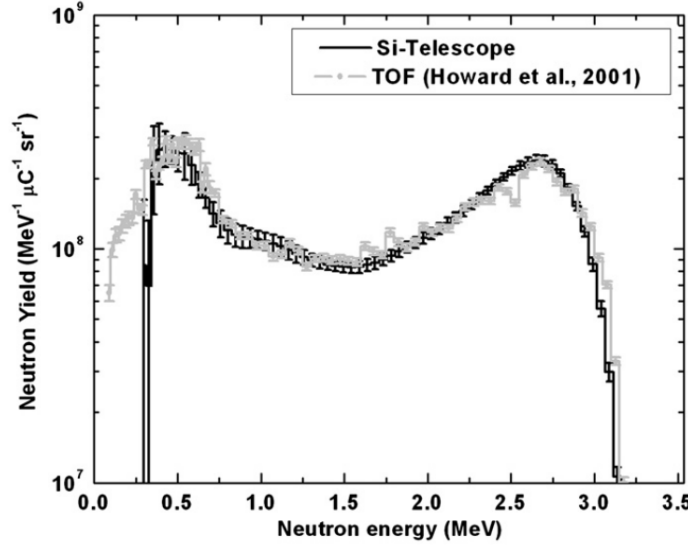


Figura 3.2: Distribuzione della resa neutronica misurata a  $0^\circ$  negli esperimenti Si-Telescope (2011) e TOF (2001).[12]

### 3.2 Misure pre e post irraggiamento

Lo scopo di questa misura è quantificare il danneggiamento da neutroni sul tracciatore di particelle APiX. Il parametro utilizzato per descrivere questo danneggiamento è il dark count rate (DCR) pre e post irraggiamento. Il DCR rilevato dal sensore segue la statistica Poissoniana data dalla distribuzione:

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.1)$$

dove  $\mu$  è il numero medio di fotoni che arrivano sul sensore ed  $n$  il numero di fotoni rivelati. Come si sa la media e la deviazione standard di questa distribuzione sono rispettivamente  $\mu$  e  $\sqrt{\mu}$ . Le misure di danneggiamento da neutroni sono state svolte su APiX-C2 con fluenze variabili come indicato in Tabella 3.1.

Nelle misure con fluenze di  $1 \cdot 10^6$ ,  $5 \cdot 10^6$  n/cm<sup>2</sup> sono state effettuate per impostare la macchina acceleratrice non producendo una differenza rilevante di DCR pre e post irraggiamento e per questo verranno omesse dalle analisi. In 4 campioni di misura ( $3 \cdot 10^9$ ,  $5 \cdot 10^9$ ,  $3 \cdot 10^{10}$ ,  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>) sono stati inoltre presi dati di DCR post radiazione dopo fast annealing (FA). In Figura 3.3 è riportato in scala semilogaritmica il grafico cumulativo nelle celle con le misure di DCR disposte in ordine di performance pre e post irraggiamento con il relativo errore sull'asse delle ordinate. Fissando un valore di DCR\* in ordinata, il grafico mostra in ascissa il numero di pixel con un DCR minore di DCR\*.

Si nota subito come già per una fluenza di  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup> si ha un aumento (e quindi un peggioramento delle prestazioni del sensore) del DCR. L'errore dovuto alla distribuzione poissoniana risulta contenuto e per questo verrà omesso nei successivi grafici per mostrare meglio l'andamento delle misure.

In Figura 3.4 e 3.5 vengono riportati i grafici DCR per i sensori di tipologia type-1 e type-2 rispettivamente.

N	Type	Fluenza (n/cm <sup>2</sup> )	T <sub>PRE</sub> (°C)	T <sub>POST</sub> (°C)	T <sub>FA</sub> (°C)	B <sub>bn</sub> (V)	V <sub>ex</sub> (V)
1	1	1·10 <sup>6</sup>	25.7	25.5	-	2.0	2.1
2	2	1·10 <sup>6</sup>	25.6	25.5	-	2.0	2.1
3	1	5·10 <sup>6</sup>	25.7	25.6	-	2.0	2.1
4	2	5·10 <sup>6</sup>	25.6	25.7	-	2.0	2.1
5	1	1·10 <sup>9</sup>	24.6	25.5	-	2.0	2.1
6	2	1·10 <sup>9</sup>	25.7	26.0	-	2.0	2.1
7	1	3·10 <sup>9</sup>	24.3	25.3	24.9	2.0	2.1
8	2	3·10 <sup>9</sup>	24.6	25.0	25.0	2.0	2.1
9	1	5·10 <sup>9</sup>	24.3	25.7	25.2	2.0	2.1
10	2	5·10 <sup>9</sup>	24.6	25.4	25.2	2.0	2.1
11	1	1·10 <sup>10</sup>	24.4	25.4	-	2.0	2.1
12	2	1·10 <sup>10</sup>	24.6	25.3	-	2.0	2.1
13	1	3·10 <sup>10</sup>	25.4	26.0	25.5	2.0	2.1
14	2	3·10 <sup>10</sup>	25.4	25.6	25.5	2.0	2.1
15	1	1·10 <sup>11</sup>	25.7	25.1	-	2.0	2.1
16	2	1·10 <sup>11</sup>	25.5	25.2	-	2.0	2.1
17	1	3·10 <sup>11</sup>	25.4	25.0	24.6	2.0	2.1
18	2	3·10 <sup>11</sup>	25.4	24.7	24.5	2.0	2.1

Tabella 3.1: Tabella riassuntiva delle diverse condizioni di misura specifiche del chip APiX-C2.

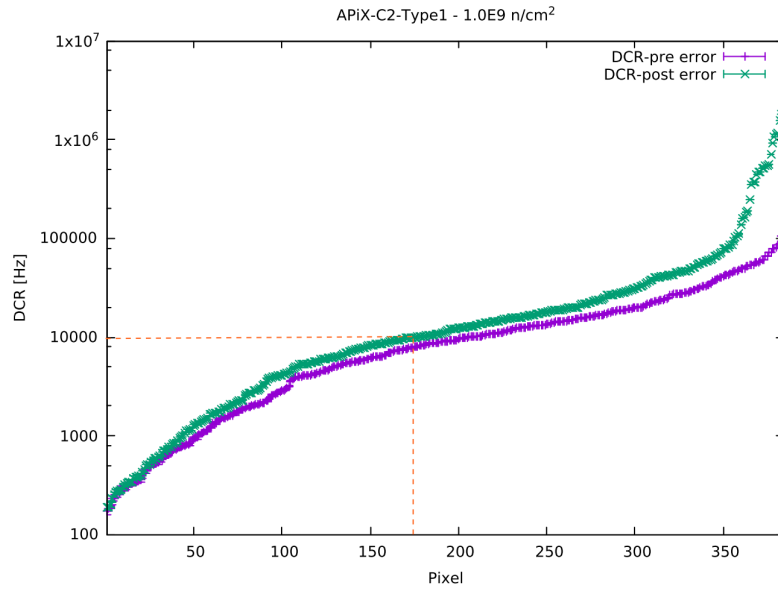
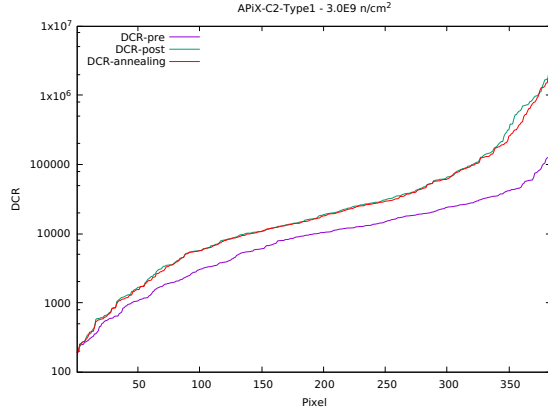
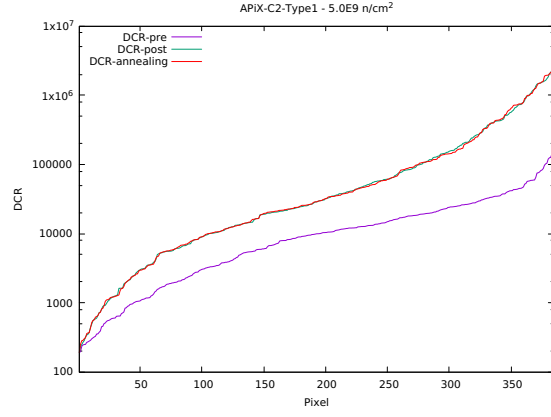


Figura 3.3: Grafico DCR relativo alle misure di pre e post irraggiamento con fluensa di neutroni 1·10<sup>9</sup> n/cm<sup>2</sup>.

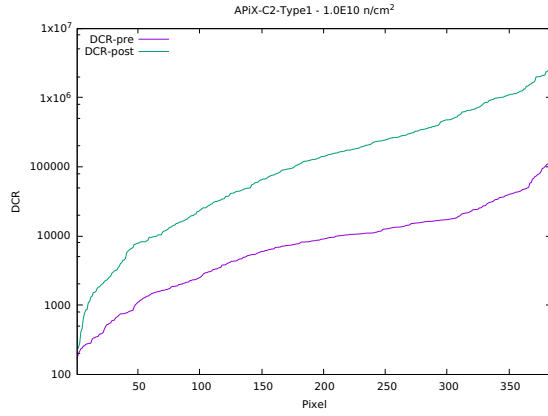
Si può notare dai grafici come il DCR raggiunga un valore limite di saturazione che si attesta intorno ai 2·10<sup>6</sup> Hz (dovuto alla lunghezza temporale finita del segnale) ed è indipendente dalla fluensa di neutroni che non modifica il limite di saturazione ma aumenta solo la quantità di pixel danneggiati. Infatti se dopo una fluensa di 1·10<sup>9</sup> n/cm<sup>2</sup> circa il 95% dei pixels presenta un DCR inferiore a 10<sup>5</sup> Hz, con una fluensa di 1·10<sup>10</sup> n/cm<sup>2</sup> il 40% dei pixels ha un DCR inferiore a 10<sup>5</sup> Hz e già da 1·10<sup>11</sup> n/cm<sup>2</sup>



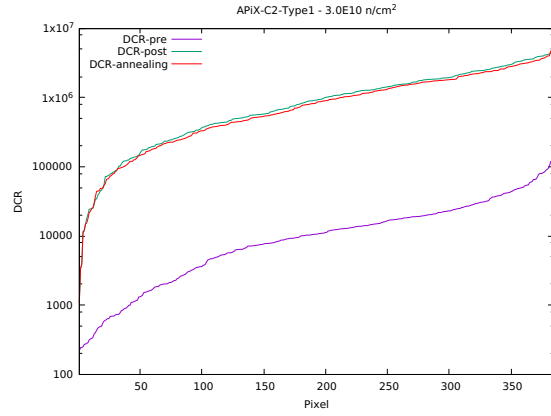
(a) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



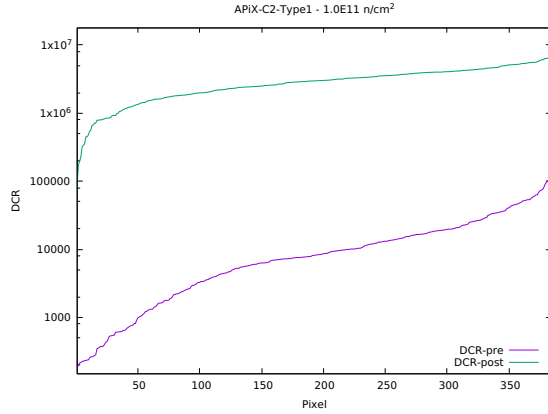
(b) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



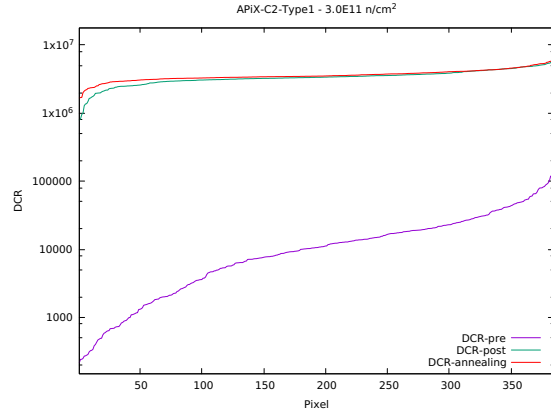
(c) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



(d) Fluenza  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



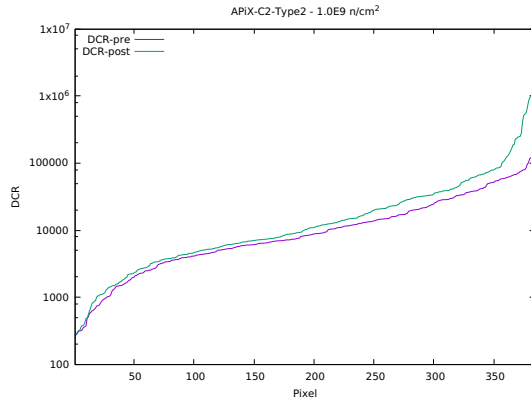
(e) Fluenza  $1 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>



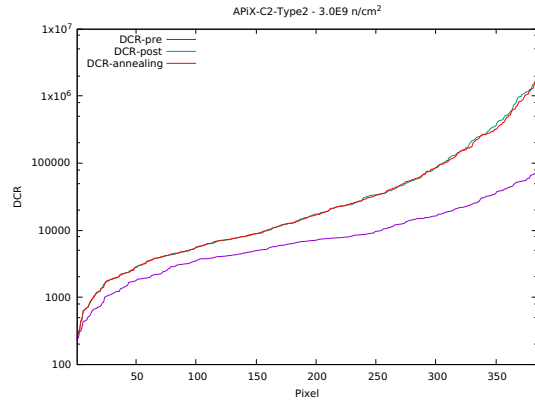
(f) Fluenza  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

Figura 3.4: Grafici DCR relativi alle misure di pre e post irraggiamento con differente fluenza di neutroni su APiX-C2-Type1.

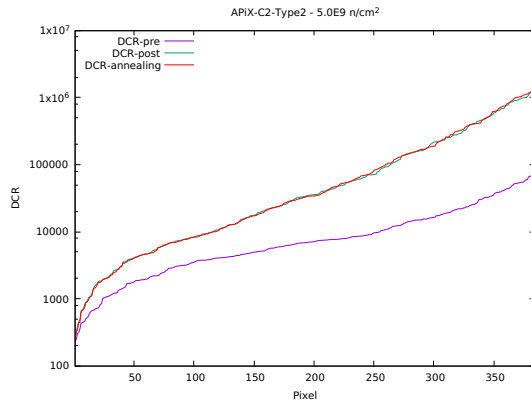
tutti i pixel presentano un DCR maggiore di  $10^5$  Hz. Ovviamente questi test vanno a determinare il limite superiore di radiazione ammissibile per il sensore, queste misure vanno a distruggere il chip e non a simulare condizioni di normale impiego. Si nota che in alcuni grafici (Figura 3.4(f) e Figura 3.5(g)) il DCR dopo fast annealing, che dovrebbe mantenersi al di sotto del DCR post irraggiamento, in realtà è al di sopra. La spiegazione di questo fenomeno in realtà è dovuta alla diversa temperatura con cui si sono svolte le misure: per esempio nel campione APiX-C2-Type-1 la misura di post irraggiamento è stata svolta alla temperatura di 24.6 °C mentre quella di fast annealing a 25.0 °C; questa differenza di 0.4 °C



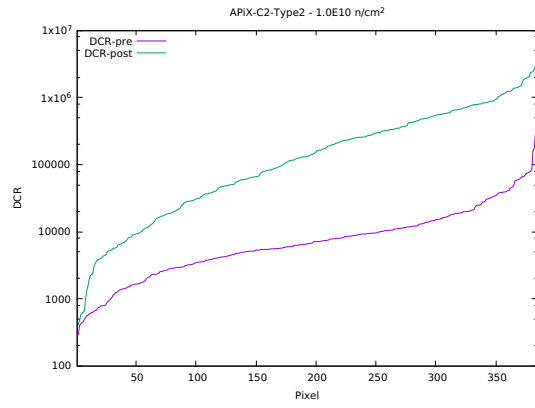
(a) Fluenza  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



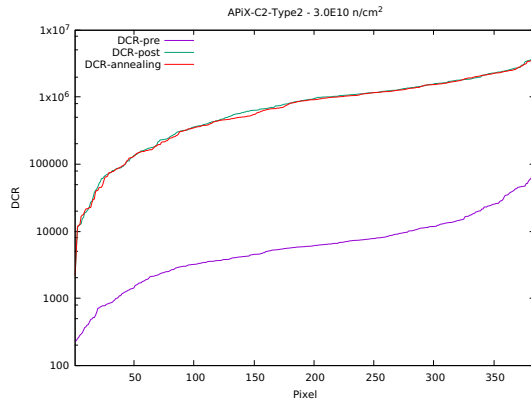
(b) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



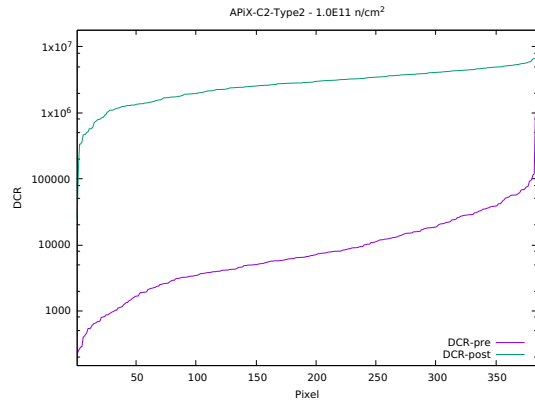
(c) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



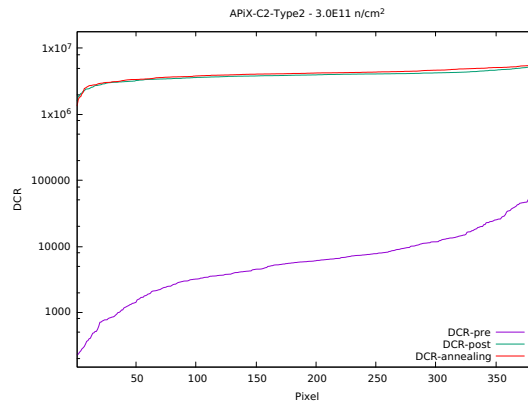
(d) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



(e) Fluenza  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



(f) Fluenza  $1 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>



(g) Fluenza  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

Figura 3.5: Grafici DCR relativi alle misure di pre e post irraggiamento con differente fluenza di neutroni su APiX-C2-Type2.

può influire sul numero di conteggi di buio. Essendo quindi state fatte le misure a diverse temperature in nessuna misura può essere apprezzato il fenomeno dell'annealing veloce, per questo in futuro potrebbe essere utile un sistema di refrigerazione del sensore per mantenere la temperatura costante.

Un altro modo di graficare il danneggiamento prodotto nei pixel sta nel considerare la variazione percentuale di dark count post irraggiamento rispetto il pre irraggiamento secondo la formula:

$$DCR^{(\%)} = \frac{DCR^{POST} - DCR^{PRE}}{DCR^{PRE}} \cdot 100 \quad (3.2)$$

Con questo metodo si ha una visione dettagliata del comportamento del singolo pixel e non del comportamento generale dei pixel. In Figura 3.6 è mostrato come gli SPAD di APiX-C2 siano raggruppati all'interno dell'array secondo le diverse tipologie costruttive, verranno successivamente studiati i pixel della stessa categoria.

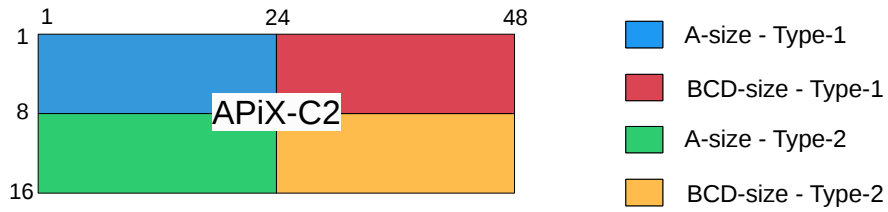
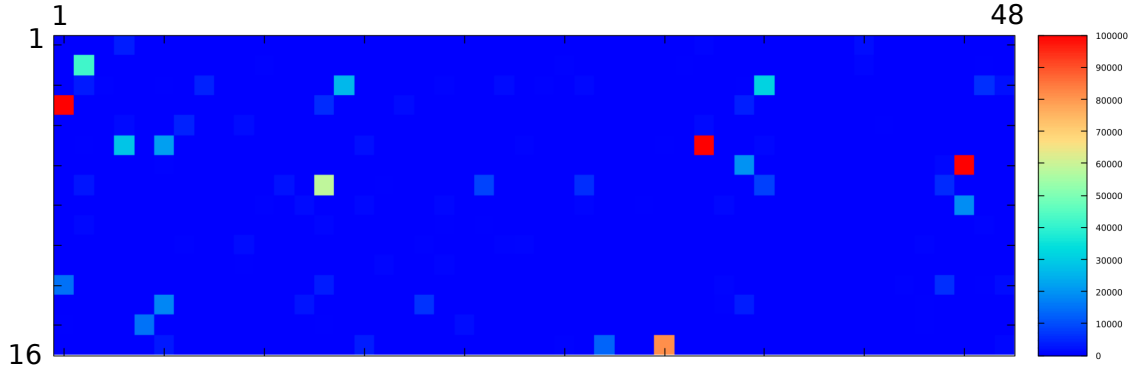
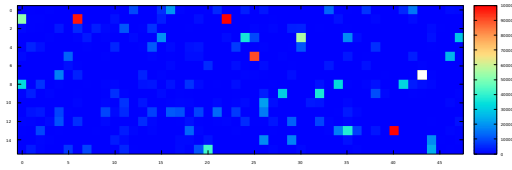


Figura 3.6: Schema delle posizioni all'interno della matrice di SPAD di APiX-C2 delle diverse aree con differente processo produttivo.

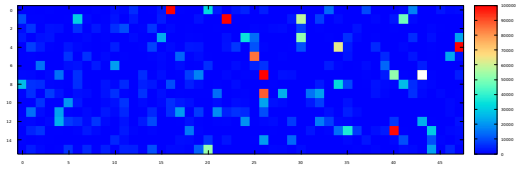
In Figura 3.7 è mostrato in un istogramma bidimensionale la variazione percentuale di DCR definita nell'Equazione 3.2 di ogni singolo pixel nella matrice di SPAD  $48 \times 16$ . Si vede subito come per fluenze maggiori il numero dei pixel danneggiati aumenta.



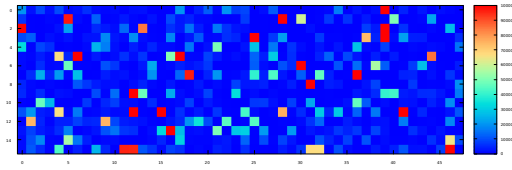
(a) Fluenza  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



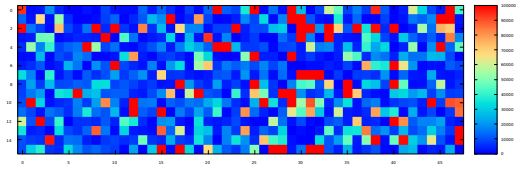
(b) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



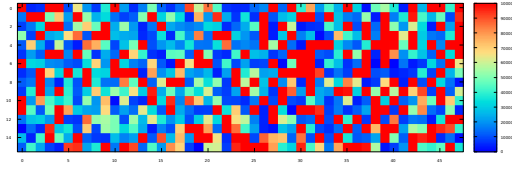
(c) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



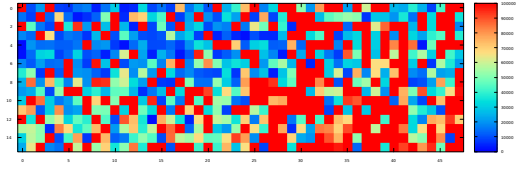
(d) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



(e) Fluenza  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>



(f) Fluenza  $1 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

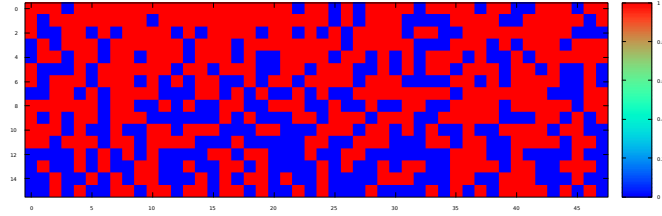


(g) Fluenza  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

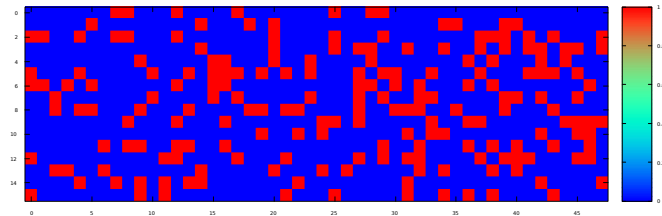
Figura 3.7: Variazione percentuale DCR pre e post irraggiamento per diversi valori di fluenza del singolo pixel.

In realtà non tutti i pixel subiscono un peggioramento dopo l'irraggiamento, infatti si è notato come per le fluenze più basse una frazione considerevole di pixel mostra un incremento percentuale di DCR negativo. I grafici in Figura 3.8 vanno a mostrare i pixel interessati a questa inversione. Si vede come per esempio per fluenza di  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup> ben 455 pixel su 768 ossia il 59.2% dei pixel mostra un miglioramento dopo radiazione. E ancora, per fluenze di  $3 \cdot 10^9$ ,  $5 \cdot 10^9$ ,  $1 \cdot 10^{10}$  e  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> il 25.6, 9.2, 3.6 e 0.4% rispettivamente. Certo, un andamento singolare che però decresce con l'aumentare della fluenza come ci si aspetterebbe. Questo fa pensare che per basse fluenze non si ha un netto deterioramento. Il fatto strano è che, nella misura con fluenza di  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>, se la radiazione non incide particolarmente sul danneggiamento del campione, il rapporto tra i pixel che migliorano dopo la radiazione dovrebbe attestarsi attorno al 50%. Una possibile spiegazione di questa discordanza sta nel fatto che, come già

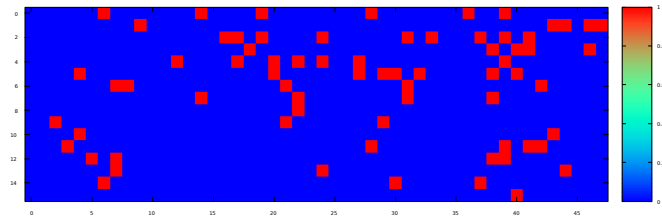
detto, le misure sono state effettuate a temperature differenti ed, essendo in DCR proporzionale alla temperatura, può essere uno dei motivi di questa discrepanza. Il miglioramento post radiazione per questi pixel è dell'ordine del punto percentuale, quindi basso. Per questa serie di motivi le misure di DCR più considerevoli saranno quelle con le maggiori fluenze dove si parla di aumenti percentuali di DCR dell'ordine di  $10^4 \div 10^5\%$ .



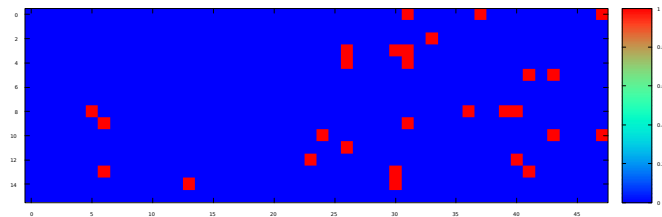
(a) Fluenza  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



(b) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



(c) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



(d) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>

Figura 3.8: In alcuni campioni la variazione percentuale DCR pre e post irraggiamento per diversi valori di fluenza risulta negativa, in rosso sono indicati i pixels interessati. Questo fenomeno è importante solo nei campioni irradiati con bassa fluenza.



### 3.3 Caratterizzazione per tipologia costruttiva

#### 3.3.1 Type

Le celle che costituiscono la matrice di SPAD di APiX, essendo ancora un prototipo, sono costituite secondo diversi parametri costruttivi.

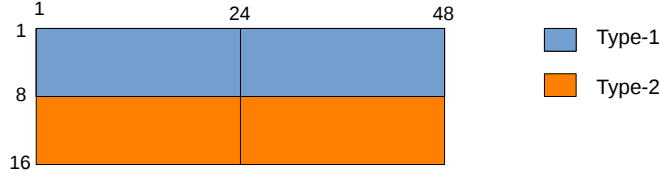


Figura 3.9: Schema delle posizioni all'interno della matrice di SPAD di APiX-C2 delle tipologie di tecnologia CMOS impiegata. In azzurro è mostrata la posizione degli SPAD costruiti in tecnologia n+/well (Type-1) mentre in arancione pwell/n-iso (Type-2).

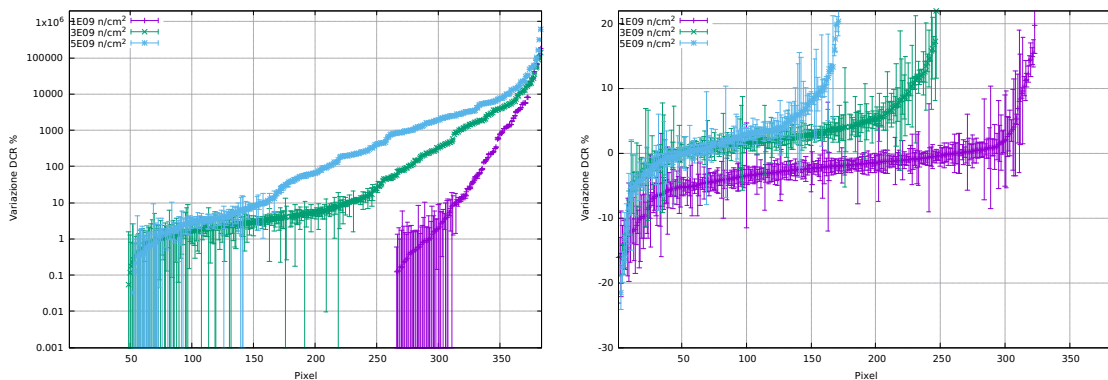
Un macroparametro è la tipologia di tecnologia CMOS impiegata identificata con type-1 (n+/well) e type-2 (pwell/n-iso) come schematizzato in Figura 3.9. Per poter confrontare le due tipologie costruttive si utilizza la variazione del DCR percentuale definita dall'Eq. 3.2 calcolando l'errore dalla formula di propagazione degli errori che risulta:

$$\sigma_{DCR\%} = 100 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{POST}}{DCR_{PRE}}\right)^2 + \left(\frac{DCR_{POST} \cdot \sigma_{PRE}}{DCR_{PRE}^2}\right)^2} \quad (3.3)$$

tenendo conto che  $\sigma_{PRE}$  e  $\sigma_{POST}$  risultano rispettivamente  $(DCR_{PRE})^{1/2}$  e  $(DCR_{POST})^{1/2}$  si ricava:

$$\sigma_{DCR\%} = \frac{100}{DCR_{PRE}} \cdot \sqrt{DCR_{POST} + \frac{DCR_{POST}^2}{DCR_{PRE}}} \quad (3.4)$$

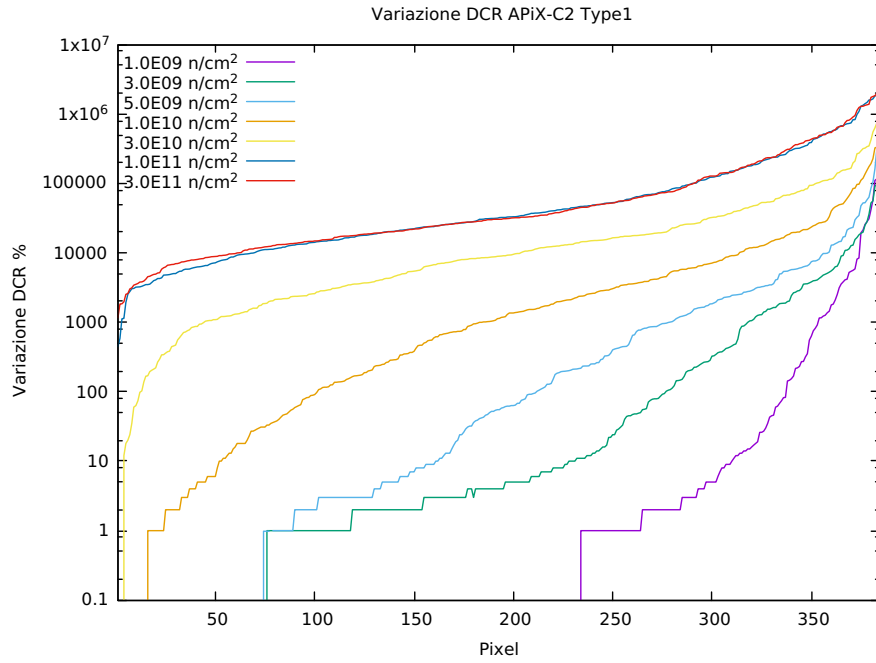
Anche in questo caso gli errori risultano piccoli per altri valori di DCR, mentre per variazioni al di sotto del 10% l'errore percentuale è elevato e per questo i dati in questa regione avranno un peso minore. In



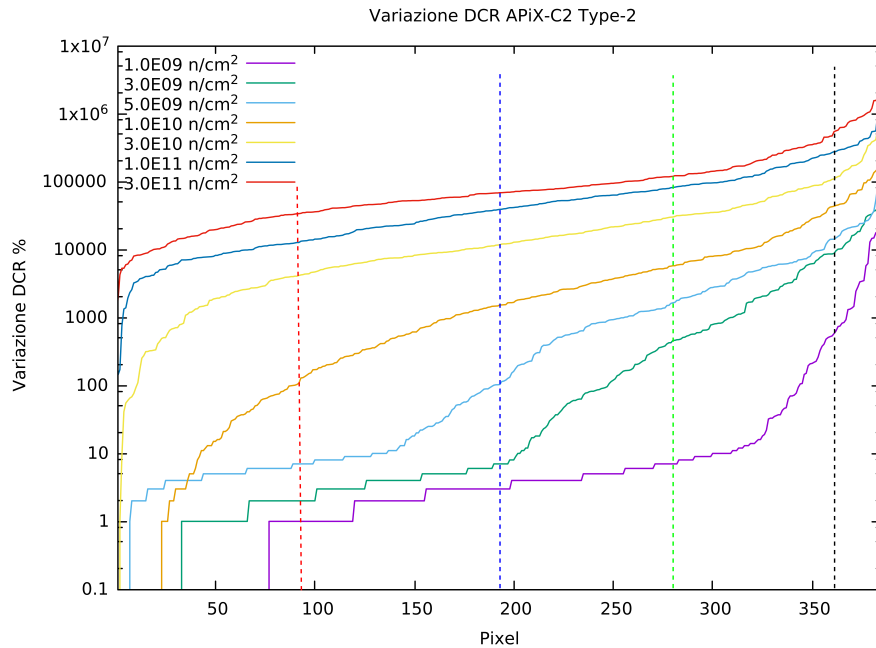
(a) Variazione di DCR% (con errore) in scala logaritmica (b) Dettaglio dei pixel che mostrano una variazione di DCR% negativa con relativo errore.

Figura 3.10: Variazione di DCR percentuale del singolo pixel per diversi valori di fluensa in APiX-C2-Type-1. A sinistra il grafico è riportato in scala semilogaritmica, mentre a destra è evidenziato l'andamento dei pixel con DCR% negativo.

Figura 3.10 vengono mostrati gli errori di misura per fluenze di  $10^9$  n/cm<sup>2</sup> in scala semilogaritmica e non per poter vedere anche i pixel che presentano una variazione negativa. Gli errori nei prossimi grafici verranno rimossi per maggiore visibilità. In Figura 3.11 invece vengono riportate le variazioni di DCR percentuale pre e post irraggiamento per tutti e sette i valori di fluenza, differenziate per type.



(a) Type-1



(b) Type-2

Figura 3.11: Variazione percentuale di DCR ordinata per pixel pre e post irraggiamento nelle due tipologie costruttive per diversi valori di fluenza.

La prima cosa che si può notare sta nel fatto che nel Type-1 c'è una frazione maggiore a basse fluenze di pixel che presentano una variazione percentuale negativa: per una fluenza di  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup> 264 pixel rispetto 191 del Type-2. Però già con  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup> abbiamo una rapporto Type1-Type2 pari a 100 a 96 e con  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup> 11 a 16. Questo mostra come non ci sia un andamento generale, solo il primo campione di fluenze presenta questa grande discrepanza, forse sempre riconducibile alle diverse temperature di misurazione. Per confrontare la diverse tecnologie costruttive di SPAD si prendono i valori delle variazioni percentuali ordinate per i pixel al 25%, 50%, 75% e 95% come indicato dalle linee tratteggiate di Figura 3.11(b) in modo da graficare la variazione percentuale in funzione della fluenza, si ottiene il grafico riportato in Figura 3.12.

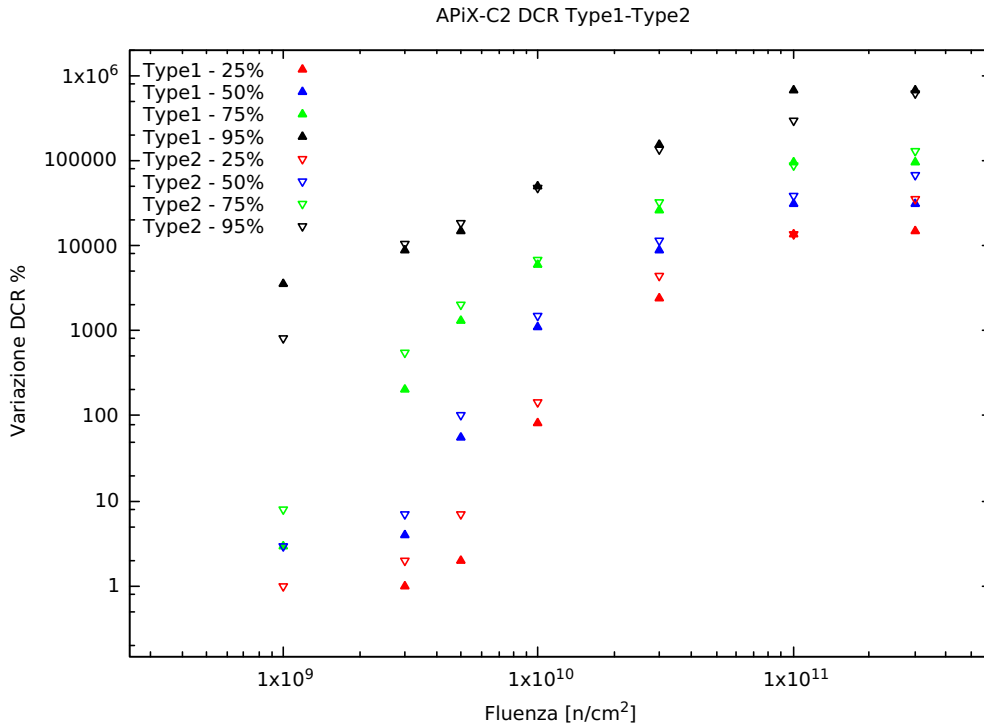


Figura 3.12: Variazioni percentuali di DCR pre e post irraggiamento del 25%, 50%, 75% e 95% dei pixel in funzione della fluenza per tipologia costruttiva. I triangoli pieni rappresentano i valori nel Type-1, mentre quelli vuoti la tipologia Type-2

Il 25% dei pixel mostra una certa miglioria del Type-1 sul Type-2 che viene mantenuta anche al 50% e in parte al 75% e che poi sfuma. Al 95% non si nota una spiccata differenza tra le tipologie: si notano solo che per fluenze di  $1 \cdot 10^9$  e  $1 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup> il Type-2 ha una netta prestazione migliore che però non è mantenuta per altre fluenze. Come detto in precedenza i punti in basso a sinistra (bassa fluenza, basso DCR) non hanno un gran peso in quanto qui l'errore percentuale è maggiore; inoltre le misure con fluenza minore non hanno raggiunto livelli di danneggiamento consistenti.

Per i valori di fluenza qui analizzati la tipologia type-1 mostra un minor danneggiamento da neutroni: in particolare circa il 75% dei pixel mostrano sempre un DCR percentuale minore dei Type-2.

### 3.3.2 Area sensibile spad

Un altro criterio per suddividere i pixel di SPAD è l'area sensibile. In Figura 3.13 viene mostrata la

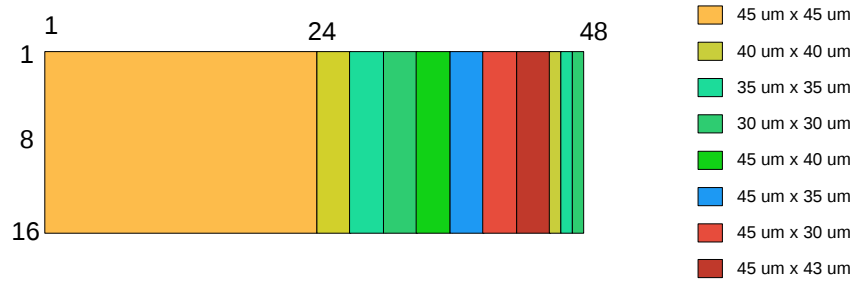
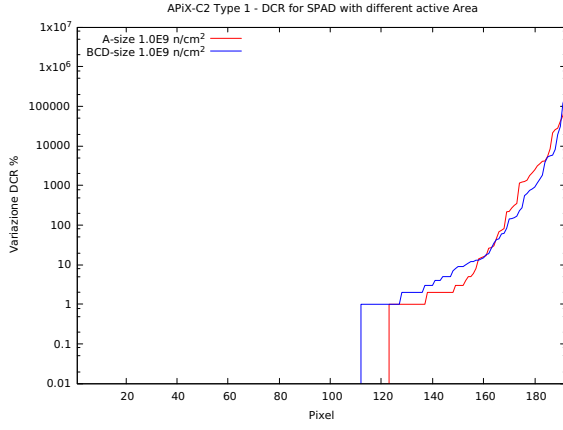
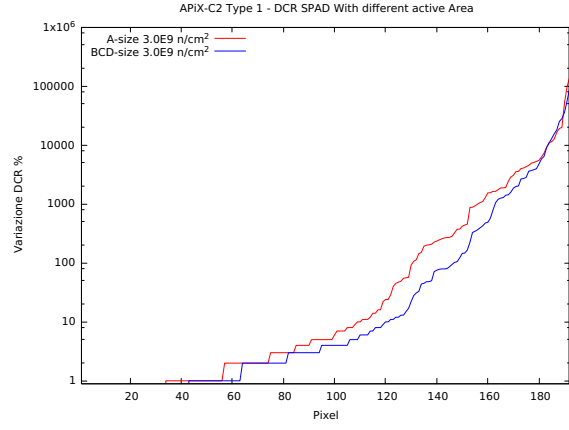


Figura 3.13: Schema delle posizioni all'interno della matrice di APiX-C2 delle diverse aree sensibile degli SPAD.

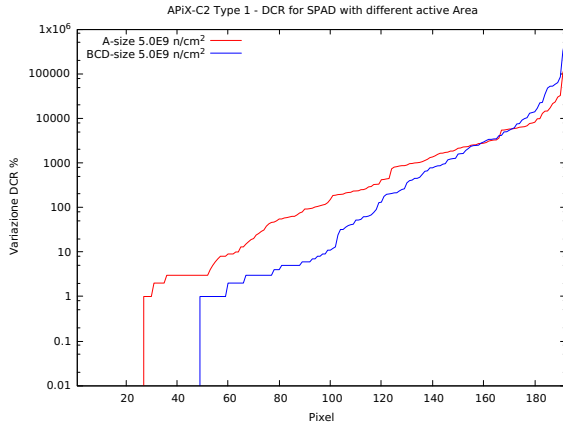
collocazione geografica dei pixel secondo differente area sensibile che va da  $45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$  (A-size) a diverse combinazioni di valori tra 45, 43, 40, 35,  $30 \mu\text{m}$  (BCD-size). In Figura 3.14 e 3.15 vengono riportate le misure differenziate per type e anche in questo caso non verranno disegnati gli errori sulle misure per garantire una buona visibilità dei grafici; in Figura 3.17 sono riassunte tutte le variazioni di DCR percentuale per diversi valori di fluenza nelle due tipologie costruttive. Anche in questo caso il grafico in Figura 3.14(a) non mostra l'andamento di tutti i pixel in quanto in scala logaritmica non si riesce a rappresentare variazioni DCR negative ma come detto in precedenza, questi pixel non sono interessanti per le nostre misure.



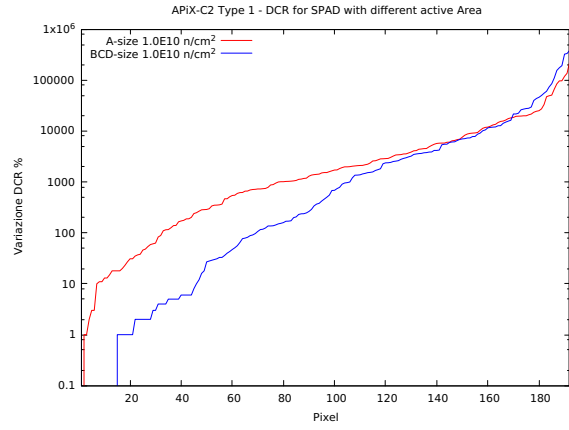
(a) Fluenza  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



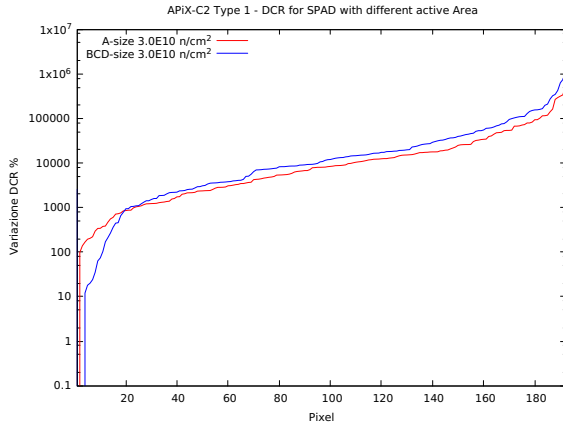
(b) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



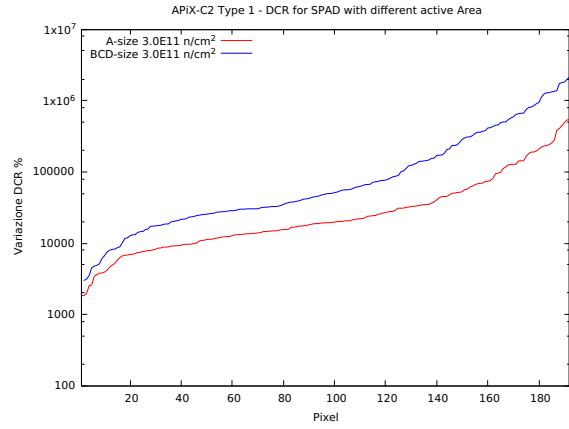
(c) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



(d) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>

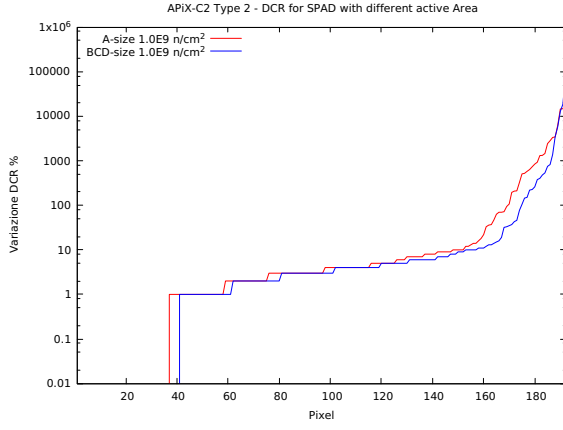


(e) Fluenza  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>

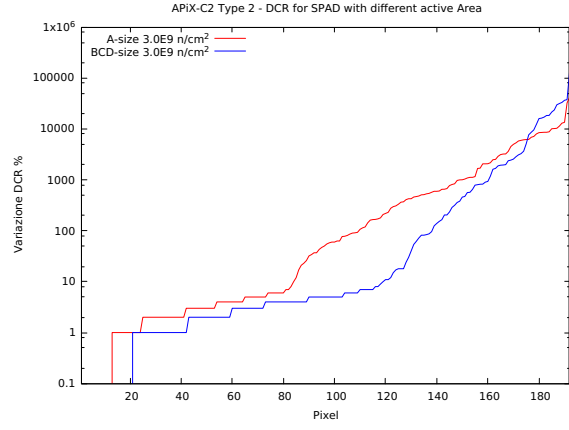


(f) Fluenza  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

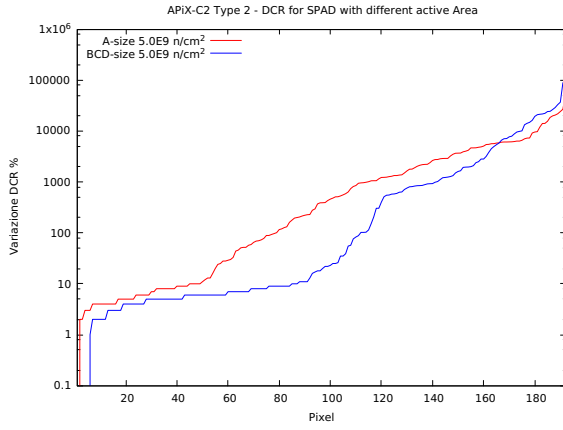
Figura 3.14: Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento Type-1 per differente area sensibile  $A = 45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$  e  $BCD = \{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$ .



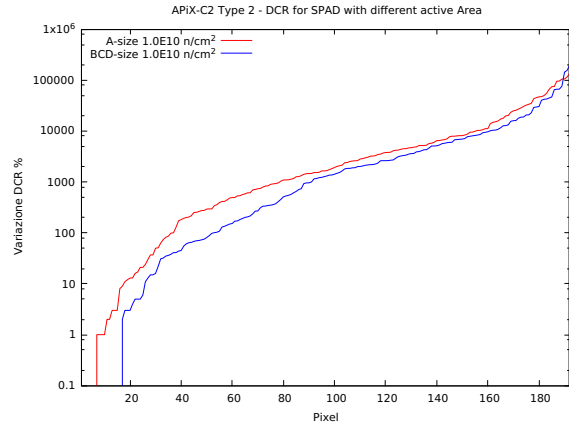
(a) Fluenza  $1 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



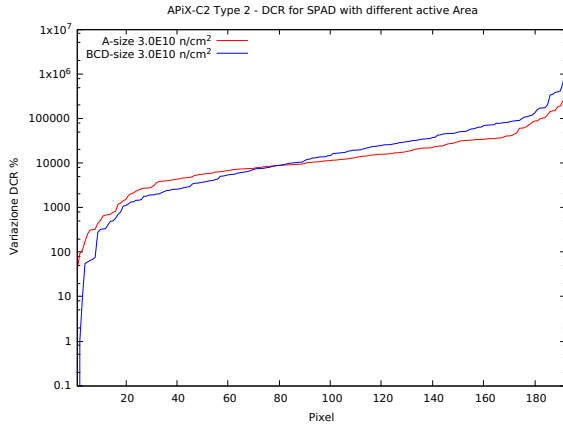
(b) Fluenza  $3 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



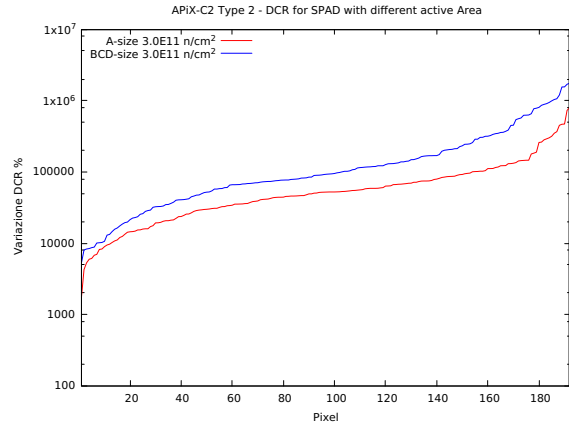
(c) Fluenza  $5 \cdot 10^9$  n/cm<sup>2</sup>



(d) Fluenza  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>

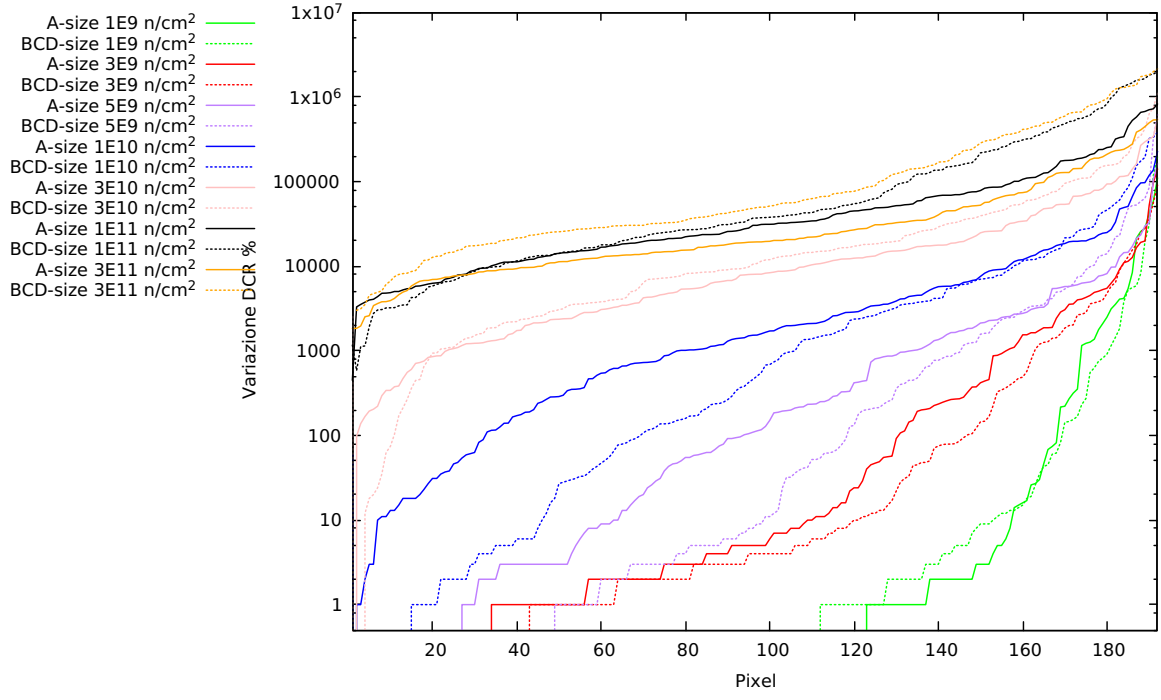


(e) Fluenza  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>

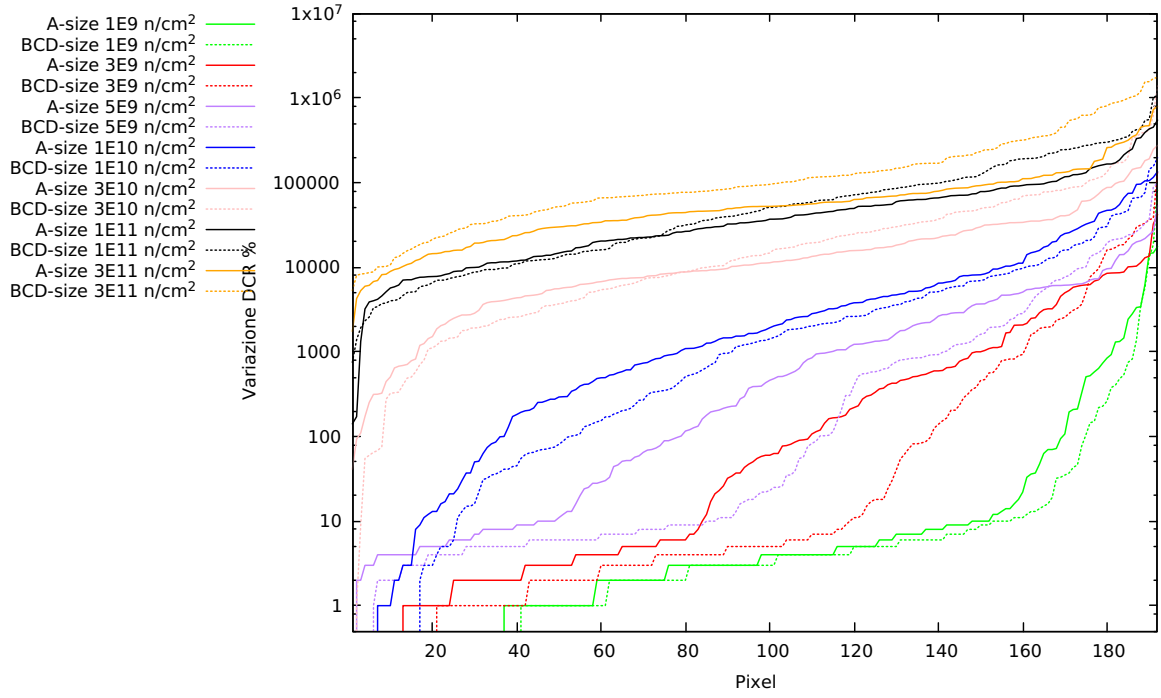


(f) Fluenza  $1 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>

Figura 3.15: Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento Type-2 per differente area sensibile  $A = 45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$  e  $BCD = \{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$ .

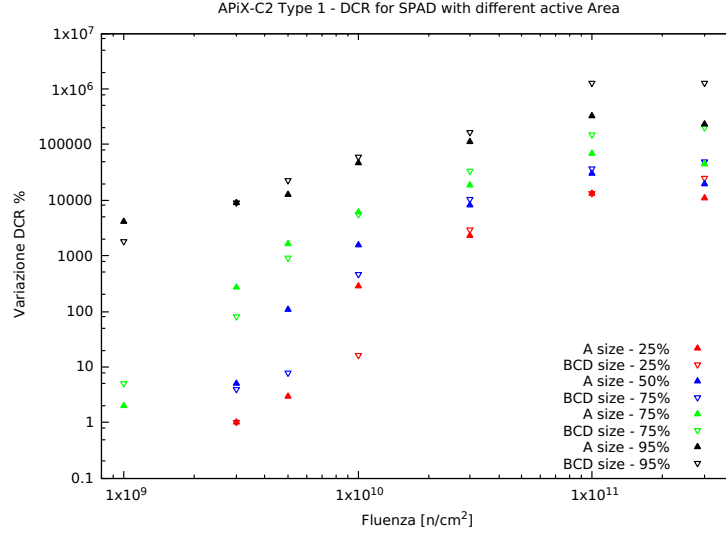


(a) Type-1

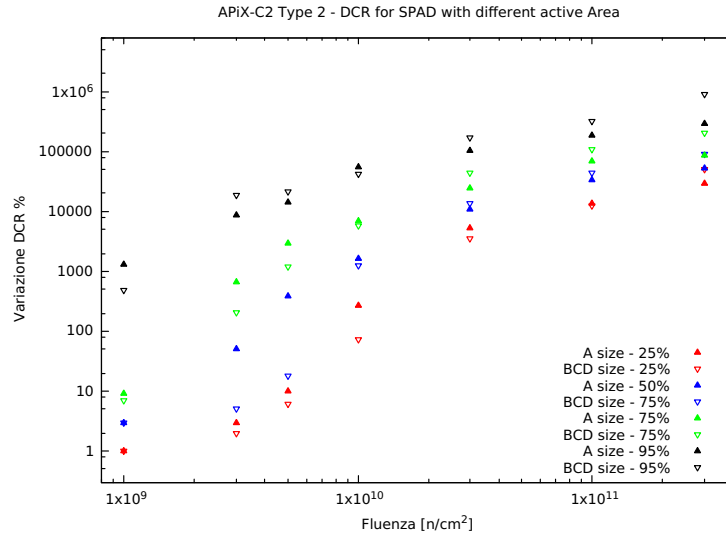


(b) Type-2

Figura 3.16: Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento nelle due tipologie costruttive per diversi valori di fluenza. Le linee continue mostrano il comportamento delle aree sensibili degli SPAD di dimensione  $45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$  (A-size) mentre le linee tratteggiate  $\{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$  (BCD-size).



(a) Type-1



(b) Type-2

Figura 3.17: Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento in funzione della fluenza di neutroni nelle diverse aree sensibili di SPAD.

Si nota dai grafici come, sia per nei Type-1 che nei Type-2, per basse fluenze la maggior parte dei pixel (circa il 90%) di BCD-size abbiano un DCR inferiore rispetto a quelli con area sensibile maggiore. Questo andamento al crescere della fluenza rimane costante fino a circa  $3 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup> quando si nota un'inversione della tendenza come mostrano bene i grafici in Figura 3.14(f) e 3.15(f). I grafici 3.17 sono ottenuti come in precedenza andando a vedere il comportamento del 25, 50, 75 e 95% dei pixel per diversi valori di fluenza nelle due tipologie di area sensibile.

L'andamento è lo stesso in entrambe le tecnologie CMOS impiegate, forse nel caso del Type-1 l'inversione di tendenza si verifica prima e la discrepanza tra A-size e BCD-size è leggermente più marcata. Il dato più rilevante sta nel fatto che gli SPAD con minore area sensibile hanno un punto di saturazione maggiore rispetto ai A-size; questo fatto è dovuto alla minore capacità dei BCD-size che rende il conteggio più veloce. Sembra però che per basse fluenza questi ultimi abbiano un danneggiamento medio minore.



# Conclusioni

Lo studio affrontato in questo lavoro di tesi si è concentrato sul danno da radiazione prodotto da neutroni nella prima versione del rivelatore a pixel APiX. E' qui presentata l'analisi dei dati ricavati in un esperimento condotto all'acceleratore CN dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN su un prototipo di chip APiX irraggiato con neutroni fino a 3 MeV. L'analisi effettuata studiando il comportamento di ogni singolo pixel prima e dopo l'irraggiamento ha rivelato un incremento evidente dei conteggi di buio già a fluenze di  $10^9$  n/cm<sup>2</sup>. Aumentando la fluenza, il danno si estende fino al regime di saturazione raggiunto a valori di  $3 \cdot 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>, quando si realizza una condizione in cui tutti i pixel del rivelatore mostrano un conteggio di buio maggiore di 1 MHz. Questo studio ha permesso di discriminare la tolleranza al danno da neutroni per i diversi layout (diverse aree sensibili) e per i due diversi processi produttivi (Type 1 e 2) impiegati nella realizzazione dei pixel del prototipo APiX. Il processo produttivo etichettato come Type-1 ha mostrato prestazioni leggermente superiori all'altro: in media il 75% dei pixel Type-1 mostrano, dopo l'irraggiamento, un incremento dei conteggi di buio minore dei pixel Type-2. Meno evidente è la differenza di prestazioni fra i diversi layout, dove il confronto è più difficile a causa del più alto valore di saturazione realizzato dalle celle con area sensibile più piccola, quasi certamente dovuto alla minore capacità del pixel che rende il segnale più breve. Si è inoltre osservato come i pixel con area sensibile più piccola (BCD-size: sette diversi valori di area da 900 a 1935  $\mu\text{m}^2$ ), fino a fluenze di  $1 \cdot 10^{10}$  n/cm<sup>2</sup>, tendano a soffrire il danno meno dei pixel A-size (2025  $\mu\text{m}^2$ ); questa osservazione tuttavia non è conclusiva, a causa del piccolo numero di pixel misurati.

Su quattro campioni sono state effettuate anche misure di fast annealing, tuttavia queste non hanno mostrato nessun effetto evidente, e quindi nessuna differenza fra i diversi design dei pixel. In base a questa analisi sull'incremento del rumore del pixel dovuto al danno da neutroni, possiamo concludere che non c'è una netta superiorità di una particolare soluzione tecnica.

Una conclusione definitiva si potrà fornire solo dopo aver valutato l'effetto del danno da radiazione anche sul rumore correlato (after-pulsing), sull'efficienza di produzione della valanga (ovvero sull'efficienza di rivelazione), sulla tensione di breakdown e dunque sul guadagno del segnale. Tali studi sono al momento ancora in corso.

# Bibliografia

- [1] Michael Moll *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors* Hamburg 1999
- [2] Wikibooks, *Elettronica fisica/Semiconduttori*  
[http://it.m.wikibooks/wiki/Elettronica\\_fisica/Semiconduttori#/media/File%3ASemiconductors.png/](http://it.m.wikibooks/wiki/Elettronica_fisica/Semiconduttori#/media/File%3ASemiconductors.png/)
- [3] Wikibooks, *Elettronica fisica/Semiconduttori*
- [4] Filippo Zorzi (2016), *Caratterizzazione di fotosensori al silicio per telescopi Cherenkov di nuova generazione* Tesi di Laurea Triennale
- [5] G.Collazuol G.-F. Dalla Betta A.Ficorella P.S.Marrocchesi F.Morsani L.Ratti A.Savoy-Navarro L.Pancheri, P.Brogi. *First prototype of two-tier avalanche pixel sensors for particle detection*. Nuclear Instrument Methods in Physics Research A, 2016.
- [6] Lucio Pancheri, Andrea Ficorella, Paolo Brogi, Gianmaria Collazuol, Pier Simone Marrocchesi, Fabio Morsani, Lodovico Ratti, Aureo Savoy-Navarro *Two-tier Geiger-mode avalanche detector for charged particle imaging*, Figura 2
- [7] Lucio Pancheri, Andrea Ficorella, Paolo Brogi, Gianmaria Collazuol, Pier Simone Marrocchesi, Fabio Morsani, Lodovico Ratti, Aureo Savoy-Navarro *Two-tier Geiger-mode avalanche detector for charged particle imaging*, Figura 3
- [8] L. Pancheri, P. Brogi, G. Collazuol, G.-F. Dalla Betta, A. Ficorella, P.S. Marrocchesi, F. Morsani, L. Ratti, A. Savoy-Navarro *Vienna Conference on Instrumentation* Vienna, Austria, February 15-19, 2016
- [9] P.S. Marrocchesi *Università di Siena and INFN Pisa* INFN, Pisa 5 Luglio 2016
- [10] G.Collazuol, E.Fioretto, R.Stroili *Characterization of a new type of CMOS Geiger mode pixel detector* SNRI 2016 – Padova-LNL 24-28 Ottobre 2016
- [11] Michael Moll *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors* Figure 3.1 Hamburg 1999
- [12] S. Agosteo, P. Colautti, J. Esposito, A. Fazzi, M.V. Introini, A. Pola *Applied Radiation and Isotopes* Characterization of the energy distribution of neutrons generated by 5 MeV protons on a thick beryllium target at different emission angles

# Elenco delle figure

1.1	Classificazione materiali in base alla resistività elettrica [2] . . . . .	2
1.2	Bande di conduzione e di valenza nei differenti tipi di materiale.[3] . . . . .	3
1.3	Zona di carica spaziale nella giunzione p-n.[4] . . . . .	4
1.4	Effetto valanga e tensione di Breakdown diodo p-n. . . . .	4
1.5	Uscita in tensione di uno SPAD in presenza di un evento in regione di Breackdown. . . . .	5
1.6	Percorso PKA-ricombinazione con generazione di cluster e defect point.[11] . . . . .	7
1.7	Rappresentazione schematica degli stati nel gap di energia di accettori, donatori e stati anfoteri.[11] . . . . .	8
2.1	Struttura di un singolo pixel di APiX. [6] . . . . .	9
2.2	Essendo APiX un prototipo lo si caratterizza con dimensioni diverse di aree sensibili.[9]	10
2.3	Differenza dei processi produttivi con cui è stato costruito APiX. In Figura 2.3(a) è schematizzato il processo produttivo COMS p+/nwell specifico del type-1 mentre in Figura 2.3(b) il processo produttivo CMOS pwell/n-iso caratteristico del type-2. . . . .	11
2.4	Schema dell'elettronica implementata nei due chip [7] . . . . .	11
2.5	Protocollo abilizzazione celle.[10] . . . . .	12
2.6	Protocollo di lettura di APiX.[10] . . . . .	13
2.7	Schema dell'elettronica implementata in APiX.[10] . . . . .	13
3.1	Facility "I" acceleratore CN LNL. . . . .	14
3.2	Distribuzione della resa neutronica misurata a 0° negli esperimenti Si-Telescope (2011) e TOF (2001).[12] . . . . .	15
3.3	Grafico DCR relativo alle misure di pre e post irraggiamento con fluensa di neutroni $1 \cdot 10^9$ n/cm <sup>2</sup> . . . . .	16
3.4	Grafici DCR relativi alle misure di pre e post irraggiamento con differente fluensa di neutroni su APiX-C2-Type1. . . . .	17
3.5	Grafici DCR relativi alle misure di pre e post irraggiamento con differente fluensa di neutroni su APiX-C2-Type2. . . . .	18
3.6	Schema delle posizioni all'interno della matrice di SPAD di APiX-C2 delle diverse aree con differente processo produttivo. . . . .	19
3.7	Variazione percentuale DCR pre e post irraggiamento per diversi valori di fluensa del singolo pixel. . . . .	20
3.8	In alcuni campioni la variazione percentuale DCR pre e post irraggiamento per diversi valori di fluensa risulta negativa, in rosso sono indicati i pixels interessati. Questo fenomeno è importante solo nei campioni irradiati con bassa fluensa. . . . .	21

3.9	Schema delle posizioni all'interno della matrice di SPAD di APiX-C2 delle tipologie di tecnologia CMOS impiegata. In azzurro è mostrata la posizione degli SPAD costruiti in tecnologia n+/well (Type-1) mentre in arancione pwell/n-iso (Type-2). . . . .	22
3.10	Variazione di DCR percentuale del singolo pixel per diversi valori di fluena in APiX-C2-Type-1. A sinistra il grafico è riportato in scala semilogaritmica, mentre a destra è evidenziato l'andamento dei pixel con DCR% negativo. . . . .	22
3.11	Variazione percentuale di DCR ordinata per pixel pre e post irraggiamento nelle due tipologie costruttive per diversi valori di fluena. . . . .	23
3.12	Variazioni percentuali di DCR pre e post irraggiamento del 25%, 50%, 75% e 95% dei pixel in funzione della fluena per tipologia costruttiva. I triangoli pieni rappresentano i valori nel Type-1, mentre quelli vuoti la tipologia Type-2 . . . . .	24
3.13	Schema delle posizioni all'interno della matrice di APiX-C2 delle diverse aree sensibile degli SPAD. . . . .	25
3.14	Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento Type-1 per differente area sensibile $A = 45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$ e $BCD = \{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$ . . . . .	26
3.15	Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento Type-2 per differente area sensibile $A = 45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$ e $BCD = \{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$ . . . . .	27
3.16	Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento nelle due tipologie costruttive per diversi valori di fluena. Le linee continue mostrano il comportamento delle aree sensibili degli SPAD di dimensione $45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$ (A-size) mentre le linee tratteggiate $\{45, 40, 35, 30 \mu\text{m}\} \times \{40, 35, 30 \mu\text{m}\}$ (BCD-size). . . . .	28
3.17	Variazione percentuale di DCR pre e post irraggiamento in funzione della fluena di neutroni nelle diverse aree sensibili di SPAD. . . . .	29