



**AGH**

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

---

## **Praca doktorska**

**mgr inż. Monika Chudyba**

# **Energetyczna zdolność rozdzielcza segmentowanych detektorów półprzewodnikowych promieniowania X**

**Promotor: prof. dr hab. inż. Władysław Dąbrowski**

**Promotor pomocniczy: dr inż. Piotr Wiącek**

**Kraków, lipiec 2020**



Oświadczenie autora rozprawy:

*Oświadczam, świadoma odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę doktorską wykonałam osobiście i samodzielnie, i nie korzystałam ze źródeł innych niż wymienione w pracy.*

.....  
(data, podpis autora rozprawy)

Oświadczenie promotora rozprawy:

*Niniejsza rozprawa jest gotowa do oceny przez recenzentów.*

.....  
(data, podpis promotora rozprawy)



*Serdecznie dziękuję prof. dr. hab. inż. Władysławowi Dąbrowskiemu za wprowadzenie do świata elektroniki detektorów promieniowania, możliwość rozwoju w Katedrze Oddziaływań i Detekcji Cząstek, bezcenne sugestie, które pomogły ulepszyć niniejszą pracę oraz za okazaną cierpliwość.*

*Pragnę również złożyć najszczerze podziękowania na ręce dr. inż. Piotra Wiącka za nieocenioną pomoc, wszelkie wskazówki, jak również za życzliwą i miłą atmosferę sprzyjającą pracy naukowej.*



## *Spis treści*

1. Wstęp.....	1
2. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią.....	5
2.1. Rozpraszanie promieniowania X.....	6
2.1.1. <i>Rozpraszanie koherentne</i> .....	6
2.1.2. <i>Rozpraszanie niekoherentne na elektronach swobodnych</i> .....	7
2.2. Absorpcja fotoelektryczna.....	9
3. Półprzewodniki jako materiały detektorowe.....	13
3.1. Złącze p-n.....	20
3.2. Złącze metal-półprzewodnik .....	24
3.3. Proces zbierania ładunku w detektorze półprzewodnikowym .....	27
3.3.1. <i>Dryf</i> .....	28
3.3.2. <i>Dyfuzja</i> .....	28
4. Półprzewodnikowe detektory pozycjoczułe .....	29
4.1. Detektory paskowe.....	29
4.2. Detektory padowe i pikselowe .....	31
4.2.1. <i>Detektory monolityczne</i> .....	32
4.2.2. <i>Wysokonapięciowa technologia CMOS</i> .....	35
4.2.3. <i>Detektory hybrydowe</i> .....	36
4.3. CCD - charge-coupled device .....	37
4.4. Detektory krzemowe 3D .....	38
4.5. Detektory na podłożu p .....	39
4.6. Sensory bezkrawędziowe .....	40
4.7. Detektory pikselowe do eksperymentów wykorzystujących promieniowanie synchrotronowe.....	42
4.7.1. <i>Detektory hybrydowe</i> .....	42
4.7.2. <i>Detektory monolityczne</i> .....	45
5. Energetyczna zdolność rozdzielcza systemu detekcji .....	49
5.1. Generacja sygnału na elektrodzie odczytowej.....	49
5.2. Fluktuacje sygnału .....	51
5.2.1. <i>Fluktuacje Fano</i> .....	51
5.2.2. <i>Szumy elektroniczne</i> .....	52
5.2.3. <i>Efekt podziału ładunku</i> .....	55
5.3. Energetyczna zdolność rozdzielcza.....	56
6. Budowa modułów testowych z detektorami padowymi .....	59
6.1. Budowa modułów detekcyjnych z prototypowymi padowymi sensorami krzemowymi.....	59
6.2. Elektroniczny system odczytu segmentowanych detektorów półprzewodnikowych .....	61

<b>7. Analiza i optymalizacja energetycznej zdolności rozdzielczej półprzewodnikowego detektora padowego .....</b>	<b>65</b>
<b>7.1. Ekstrakcja FWHM z widm pomiarowych .....</b>	<b>65</b>
7.1.1. <i>Rodzaje widm pomiarowych.....</i>	<i>65</i>
7.1.2. <i>Wyznaczanie energetycznej zdolności rozdzielczej .....</i>	<i>66</i>
7.1.3. <i>Kalibracja systemów odczytowych.....</i>	<i>69</i>
<b>7.2. Wpływ geometrii pomiaru, temperatury i napięcia polaryzacji na energetyczną zdolność rozdzielczą .....</b>	<b>72</b>
7.2.1. <i>Wpływ kierunku oświetlania detektora promieniowania X na energetyczną zdolność rozdzielczą .....</i>	<i>74</i>
7.2.2. <i>Wpływ temperatury pomiaru na energetyczną zdolność rozdzielczą .....</i>	<i>75</i>
7.2.3. <i>Wpływ napięcia polaryzacji detektora na energetyczną zdolność rozdzielczą.....</i>	<i>77</i>
<b>7.3. Optymalizacja wymiarów detektora i segmentacji elektrody .....</b>	<b>79</b>
7.3.1. <i>Analiza widm uzyskanych z pomiarów dla różnych wymiarów sensorów padowych.....</i>	<i>79</i>
7.3.2. <i>Prąd upływu.....</i>	<i>85</i>
7.3.3. <i>Pojemność.....</i>	<i>86</i>
<b>7.4. Efekt warstwy martwej.....</b>	<b>88</b>
7.4.1. <i>Pomiary ze źródłem promieniotwórczym .....</i>	<i>88</i>
7.4.2. <i>Symulacje efektu warstwy martwej.....</i>	<i>93</i>
<b>7.5. Wpływ parametrów elektroniki odczytu na energetyczną zdolność rozdzielczą.....</b>	<b>100</b>
7.5.1. <i>Czas kształtowania .....</i>	<i>100</i>
<b>8. Badanie uszkodzeń radiacyjnych .....</b>	<b>103</b>
<b>9. Podsumowanie .....</b>	<b>113</b>
<b>Spis oznaczeń.....</b>	<b>115</b>
<b>Spis rysunków .....</b>	<b>119</b>
<b>Spis tabel.....</b>	<b>123</b>
<b>Bibliografia.....</b>	<b>125</b>



# 1. Wstęp

W ciągu ostatnich kilku dekad wymagania eksperymentów fizyki wysokich energii dały początek wielu innowacyjnym technikom, które zostały wykorzystane do budowy detektorów do obrazowania promieniowania X. Jednym z kluczowych kroków było opracowanie krzemowego detektora pikselowego, które zostało z powodzeniem zaadaptowane w obrazowaniu medycznym oraz badaniach ciała stałego i materii miękkiej wykorzystujących szeroko pojęte rozpraszanie promieniowania X. Podstawą takich systemów obrazowania są krzemowe detektory pikselowe zliczające pojedyncze fotony, rozwinięte w ciągu ostatnich dwóch dekad. Technologia detektorów pikselowych jest dziś dojrzała i ugruntowana. Najbardziej rozpowszechnione pikselowe detektory hybrydowe są budowane z dwóch zasadniczych elementów: sensora półprzewodnikowego o odpowiedniej segmentacji elektrod odczytowych oraz wielokanałowego specjalizowanego układu scalonego (ang. ASIC - Application Specific Integrated Circuit) do odczytu sygnałów z sensora. Warto przy tej okazji zwrócić uwagę, że zarówno w literaturze angielskiej jak i polskiej nazwa „detektor” jest używana w dwóch znaczeniach (i) jako element, w którego objętości czynnej oddziałujące promieniowanie generuje sygnały elektryczne lub (ii) jako kompletny przyrząd wyposażony w konwerter promieniowania na sygnał elektryczny i układy elektroniki front-end, służące do odczytu i kondycjonowania sygnału. Czasem dla rozróżnienia tych dwóch znaczeń używa się nazwy „sensor” dla pierwszego ze wspomnianych powyżej znaczeń. Ta konwencja jest również stosowana w tej pracy.

Najbardziej znana jest seria detektorów Medipix i Timepix, które zostały opracowane w ramach międzynarodowej współpracy, zainicjowanej w grupie mikroelektroniki w CERN w Szwajcarii [1], przy czym nazwy Medipix i Timepix są związane z nazwami układów scalonych, które mogą być łączone z sensorami opartymi na różnych materiałach półprzewodnikowych, np.: krzem, arsenek galu (GaAs), tellurek kadmu (CdTe). Technologia hybrydowa została następnie rozwinięta przez inne grupy, co dało początek powszechnie znanym detektorom PILATUS [2] i EIGER [3] z Instytutu Paula Scherrera w Szwajcarii. Wszystkie wspomniane detektory charakteryzują się bardzo dobrą przestrzenną zdolnością rozdzielczą, rzędu 50 – 150  $\mu\text{m}$ , ale stosunkowo słabą energetyczną zdolnością rozdzielczą, która w najlepszym wypadku (Timepix) wynosi ok. 1 keV FWHM [3][4][5]. Dla wielu zastosowań taka rozdzielczość energetyczna jest wystarczająca do elektronicznej separacji rejestrowanego promieniowania X od szumów elektronicznych i możliwego tła promieniowania o innych energiach.

Pomimo, iż obrazowanie z wykorzystaniem detektorów pikselowych jest obecnie rozwiniętą technologią, wykonanie modułu detekcyjnego nadal wymaga szczegółowego dostosowania do wymagań danego zastosowania. W każdym przypadku, biorąc pod uwagę ograniczenia technologiczne, należy zdecydować się na odpowiedni kompromis pomiędzy poszczególnymi parametrami, z których najważniejsze to: rozdzielczość przestrzenna, rozdzielczość energetyczna oraz maksymalna częstość rejestracji przypadków detekcji. Rozwój źródeł promieniowania fotonowego o ultra-wysokim natężeniu, takie jak rentgenowski laser na swobodnych elektronach (XFEL, DESY, Niemcy i SwissFEL w Instytucie

Paula Scherrera w Szwajcarii) doprowadził do sytuacji, że możliwości badawcze tych źródeł są ograniczone dostępnością odpowiednich detektorów pozwalających na rejestrację bardzo dużych natężeń promieniowania synchrotronowego. Odpowiedzią na to wyzwanie było opracowanie szeregu zaawansowanych pikselowych detektorów promieniowania X przez duże zespoły międzynarodowe, które wykorzystały doświadczenia i techniki opracowane dla potrzeb eksperymentów fizyki cząstek elementarnych. Uruchomione w ostatnich latach detektory to m.in.: Adaptive Gain Integrating Pixel Detector (AGIPD) [6], Large Pixel Detector (LPD) [7], DEPFET Sensor with Signal Compression (DSSC) [8], MÖNCH [9] czy JUNGFRAU [10]. Detektory te zostały zaprojektowane w taki sposób, aby radzić sobie z ekstremalnymi intensywnościami rejestrowanego promieniowania, co w niektórych przypadkach wymusza zastosowanie trybu całkującego zamiast trybu zliczania pojedynczych fotonów. W trybie całkującym gubimy całkowicie informację o energii rejestrowanego promieniowania. Detektory te stanowią odrębną klasę w stosunku do detektorów stosowanych obecnie i rozwijanych dla przyszłych eksperymentów fizyki cząstek elementarnych.

Równolegle do klasycznych technik dyfrakcyjnych i rozpraszania rozwijane są techniki obrazowania spektralnego wykorzystujące, oprócz rozkładów przestrzennych rejestrowanego promieniowania, również informacje zawarte w widmie energetycznym. Techniki te to m. in. mikroradiografia, mikrotomografia komputerowa, rentgenowskie obrazowanie fluorescencyjne (XRF), rentgenowska mikroskopia fluorescencyjna (XRFM) lub fluorescencyjne obrazowanie pełno-obszarowe (full-field XRF). Ostatnie badania w tym obszarze [11][12] pokazały spektakularne możliwości tomografii komputerowej przy wykorzystaniu biomarkerów domieszkowanych nanocząstkami gadolinu, złota i jodu z użyciem modułu Medipix, pomimo ograniczonej energetycznej zdolności rozdzielczej tego detektora. Pełne wykorzystanie możliwości badawczych wspomnianych wyżej technik obrazowania spektralnego wymaga detektorów obrazujących o znacząco lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej, na poziomie 200 eV FWHM dla linii 5.9 keV, który jest całkowicie poza zasięgiem detektorów takich jak Medipix czy Timepix. Najlepszą energetyczną zdolność rozdzielczą wśród detektorów pikselowych prezentuje detektor Maia [13]. Dzięki segmentacji elektrody uzyskuje się duży obszar aktywny i wysoką częstość zliczeń, co czyni go idealnym detektorem do mikroskopii rentgenowskiej, gdzie używane są silnie skupione i bardzo intensywne wiązki ze źródeł synchrotronowych [14]. Najlepsza całkowita szerokość połówkowa dla linii 5.9 keV pozostaje na poziomie 200 eV FWHM, ale system odczytu detektora nie dostarcza informacji przestrzennej, mimo że sam sensor generuje sygnały przypisane do poszczególnych pikseli. Oczywiście istnieją detektory spektrometryczne oferujące energetyczną zdolność rozdzielczą bliską wartości granicznej dla krzemu, tj.: 125 eV FWHM dla linii 5.9 keV, jak np. krzemowy detektor dryfowy [15], ale bez żadnych możliwości obrazowania przestrzennego.

Inne specjalistyczne technologie obrazowania, takie jak Charge Coupled Device (CCD) lub Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) nie nadają się do obrazowania promieniowania X. W przypadku promieniowania X o energii do kilkudziesięciu keV wydajności detekcji detektorów typu CCD i CMOS spadają do poziomu pojedynczych procentów lub promili i są nieakceptowalne dla większości zastosowań. Ponadto detektory CCD oraz CMOS posiadają odczyt całkujący i nie nadają się do zliczania pojedynczych fotonów.

W ostatnich latach opracowano również monolityczne detektory pikselowe CMOS wykorzystujące krzemowe podłoże o wysokiej rezystywności, w celu budowy detektorów o grubości warstwy zużożonej rzędu kilkudziesięciu mikrometrów. Przyrządy takie mogą być wykorzystywane do detekcji miękkiego promieniowania rentgenowskiego, ale technologia ta jest wciąż na bardzo wczesnym etapie rozwoju.

Koncepcja detektorów pikselowych na bazie krzemu jest, jak dotąd, najbardziej obiecującą techniką do rozwoju detektorów wychodzącą naprzeciw wymaganiom różnych technik obrazowania spektralnego promieniowania X. Dla wyższych energii, powyżej 20 keV, interesującą alternatywą mogą stanowić detektory na bazie CdTe. Detektor oparty na tellurku kadmu został zademonstrowany w projekcie HEXITEC [16], przy czym osiągnięta energetyczna zdolność rozdzielcza jest na poziomie 800 eV FWHM. Do pewnych zastosowań można również rozważyć wykorzystanie detektorów gazowych opartych np. na technologii Gas Electron Multiplier (GEM). System do pełno-obszarowego obrazowania fluorescencyjnego został zademonstrowany przez grupę z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH [17]. Technologia ta umożliwia zbudowanie detektora o dużej powierzchni z rozdzielczością przestrzenną poniżej milimetra. Energetyczna zdolność rozdzielcza takiego detektora jest jednak ograniczona podstawowymi właściwościami fizycznymi mieszanin gazowych stosowanych jako medium detekcyjne, głównie fluktuacjami wielkości ładunku generowanego w detektorze. Najlepsza wartość energetycznej zdolności rozdzielczej jaką można uzyskać w detektorach gazowych, mieści się w zakresie 1000 eV FWHM dla fotonów o energii 5.9 keV. Inną wadą detektorów gazowych jest ich niska wydajność detekcji dla energii promieniowania rentgenowskiego powyżej 15 keV. Zatem krzem pozostaje najbardziej obiecującym kandydatem na materiał detektorów wykorzystywanych do obrazowania z wykorzystaniem miękkiego promieniowania X.

Celem niniejszej pracy jest studium wykonalności pozycjoczułego krzemowego detektora z wysoką energetyczną zdolnością rozdzielczą – poniżej 200 eV FWHM dla energii padających fotonów 5.9 keV. W pracy została przeprowadzona analiza podstawowych zjawisk fizycznych odpowiedzialnych za ograniczenia energetycznej zdolności rozdzielczej, uwzględniająca efekt podziału ładunku, niekompletne zbieranie ładunku w warstwie martwej oraz uszkodzenia radiacyjne. Zjawiska te muszą być rozważane w połączeniu z parametrami elektronicznymi, które równie mocno wpływają na rozdzielczość energetyczną systemu detekcyjnego. Należy podkreślić, że do tej pory takie konstrukcje nie są dostępne, podczas gdy istnieje wiele dziedzin nauki podstawowej i stosowanej, w których takie detektory umożliwiłyby znaczny postęp. Głównym zastosowaniem tego typu detektora jest rentgenowskie obrazowanie fluorescencyjne, które jest jedną z podstawowych technik analitycznych stosowanych w biologii, materiałoznawstwie, geologii i nieniszczącym badaniu dzieł dziedzictwa kulturowego.



## 2. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią

Równoległa wiązka promieniowania rentgenowskiego, przechodząc przez ośrodek materialny, ulega osłabieniu zgodnie z *prawem osłabienia wiązki promieniowania*:

$$d\Phi/\Phi = -\mu dx, \quad (2.1)$$

gdzie:  $d\Phi/\Phi$  – względna zmiana natężenia promieniowania na drodze  $dx$ ,  
 $\mu$  – liniowy współczynnik osłabienia, na którego składają się następujące człony:

$$\mu = \mu_{\text{abs}} + \mu_{\text{Com}} + \mu_{\text{koh}}, \quad (2.2)$$

gdzie:  $\mu_{\text{abs}}$  – liniowy współczynnik absorpcji,  
 $\mu_{\text{Com}}$  – liniowy współczynnik rozproszenia Comptona,  
 $\mu_{\text{koh}}$  – liniowy współczynnik rozproszenia koherentnego.

Liniowy współczynnik osłabienia określa się za pomocą przekrojów czynnych  $\sigma_{\text{inter}}$  na dane zjawisko zgodnie ze wzorem (2.3):

$$\mu = \frac{N_A}{M} \rho Z \sigma_{\text{inter}}, \quad (2.3)$$

gdzie:  $N_A$  – liczba Avogadro,  
 $M$  – masa molowa materiału ośrodka,  
 $\rho$  – gęstość ośrodka,  
 $\sigma_{\text{inter}}$  – przekrój czynny na interakcję kwantów promieniowania X z materią.

Po scałkowaniu wzoru (2.1) względem grubości ośrodka uzyskujemy wzór (2.4):

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x}, \quad (2.4)$$

gdzie:  $\Phi_0$  – pierwotne natężenie wiązki promieniowania.

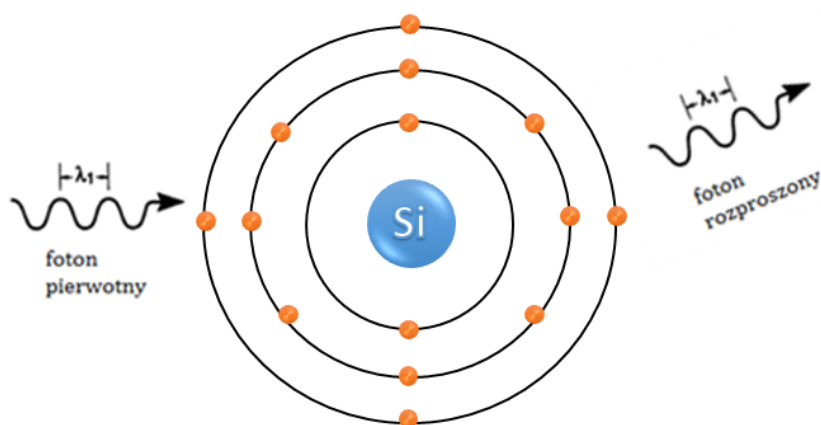
Z równania (2.4) wynika, że intensywność promieniowania przechodzącego przez ośrodek spada eksponencjalnie [19].

## 2.1. Rozpraszanie promieniowania X

Dla promieniowania X można rozróżnić dwa typy rozpraszania: rozpraszanie na elektronach związanych – rozpraszanie elastyczne, bez zmiany energii padającego kwantu oraz rozpraszanie nieelastyczne na elektronach quasi-swobodnych – zjawisko Comptona.

### 2.1.1. Rozpraszanie koherentne

Rozpraszanie koherentne jest procesem, w którym foton zmienia swój kierunek bez strat w energii (Rysunek 2.1). Takie zjawisko ma miejsce przy interakcji kwantów ze związanymi w atomie elektronami. Kwant, jako fala elektromagnetyczna, oddziałuje na elektrony atomu przekazując im swoją energię, co powoduje ich zgodne w fazie oscylacje i natychmiastowe wypromieniowanie fotonu o tej samej energii (długości fali  $\lambda$ ) jednak pod innym kątem propagacji.



Rysunek 2.1 Schemat zjawiska Thomsona [20]

W pierwszym przybliżeniu – czyli rozpraszaniu na pojedynczym elektronie, zjawisko to nie zależy od rodzaju medium, z którym oddziałuje foton jak również od energii promieniowania:

$$\frac{d\sigma_{\text{Thom}}(\alpha)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2(\alpha)). \quad (2.5)$$

gdzie:  $\frac{d\sigma_{\text{Thom}}(\alpha)}{d\Omega}$  – różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie koherentne,

$\Omega$  – kąt bryłowy,

$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_0 c^2}$  - klasyczny promień elektronu,

$m_0$  - masa elektronu,

$c$  - prędkość światła,

$\epsilon_0$  - przenikalność elektryczna próżni,

$\alpha$  - kąt rozproszenia względem pierwotnego kierunku propagacji promieniowania.

Przekrój czynny  $\sigma_{\text{Thom}}$  jest więc wielkością stałą, równą:

$$\sigma_{\text{Thom}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2. \quad (2.6)$$

Aby uwzględnić kooperację większej liczby elektronów podczas oddziaływania należy przemnożyć wzór (2.5) przez tzw. *atomowy czynnik normujący* (ang. atomic form factor)  $Y$ :

$$\frac{d\sigma_{\text{koh}}(\alpha)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2(\alpha)) Y(x_{\text{mp}}, Z), \quad (2.7)$$

gdzie:  $x_{\text{mp}}$  – parametr związany z wielkością transferu pędu,  
 $Z$  – liczba atomowa pierwiastka.

W porównaniu z innymi zjawiskami dotyczącymi oddziaływania promieni X z materią rozpraszanie elastyczne jest pomijalne (w zastosowaniach medycznych stanowi mniej niż 5% wszystkich oddziaływań) [19][20].

### 2.1.2. Rozpraszanie niekoherentne na elektronach swobodnych

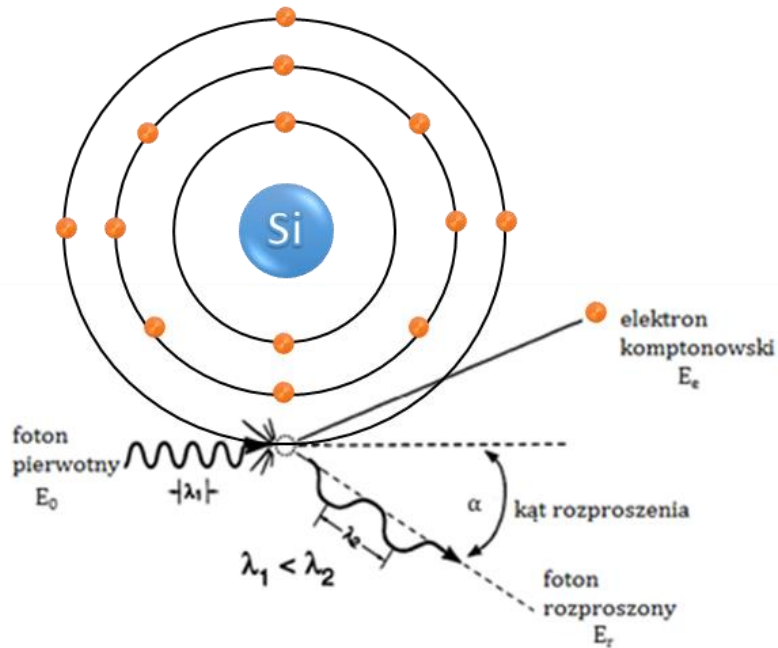
O rozpraszaniu nieelastycznym na quasi-swobodnych elektronach można mówić, gdy energia padającego na niego fotonu wielokrotnie przewyższa energię wiązania elektronu na danej powłoce. Ta zasada jest zachowana dla elektronów walencyjnych. Wynikiem *rozpraszania Comptona* jest równoczesna emisja fotonu rozproszonego pod kątem  $\alpha$  o mniejszej energii niż padający kwant oraz emisja odrzuconego elektronu (Rysunek 2.2). Wynika to z obowiązywania zasad kinematyki relatywistycznej. Energię  $E_s$  fotonu rozproszonego można obliczyć ze wzoru (2.8):

$$E_s = E_0 - E_e = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \alpha)}, \quad (2.8)$$

gdzie:  $E_0$  – energia początkowa fotonu,  
 $E_e$  – energia odrzutu elektronu.

Wzór *Kleina-Nishiny* opisuje różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Comptona:

$$\frac{d\sigma_{\text{Com}}(\alpha)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E_r}{E_0} \right)^2 \left( \frac{E_r}{E_0} + \frac{E_0}{E_r} - \sin^2(\alpha) \right). \quad (2.9)$$



Rysunek 2.2 Schemat zjawiska Comptona [20]

Całkowity przekrój czynny na rozproszenie Comptona wyznacza się poprzez scałkowanie wyrażenia (2.9) po pełnym kącie bryłowym:

$$\sigma_{\text{Com}} = 2\pi r_e^2 \left[ \frac{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2}}{\left(\frac{E_0}{m_0 c^2}\right)^2} \left( \frac{2 \left(1 + \frac{E_0}{m_0 c^2}\right)}{1 + \frac{2E_0}{m_0 c^2}} - \ln \left( \frac{1 + \frac{2E_0}{m_0 c^2}}{\frac{E_0}{m_0 c^2}} \right) \right) + \ln \left( \frac{1 + \frac{2E_0}{m_0 c^2}}{\frac{2E_0}{m_0 c^2}} \right) - \frac{1 + \frac{3E_0}{m_0 c^2}}{2 \left(\frac{E_0}{m_0 c^2}\right)^2 + 1} \right] \quad (2.10)$$

gdzie:  $\sigma_{\text{Com}}$  – makroskopowy przekrój czynny na rozproszenie niekoherentne fotonu na elektronie.

Zasady zachowania pędu i energii ograniczają kąt rozproszenia oraz wielkość transferu energii do elektronu. Maksymalny transfer energii występuje dla rozproszenia wstecznego (pod kątem  $180^\circ$ ), co oznacza maksymalną redukcję w energii padającego fotonu. Najwyższą energią jaką może uzyskać foton rozproszony jest 511 keV dla kąta rozproszenia  $90^\circ$ . Te obostrzenia są spełniane nawet dla bardzo wysokich energii padającego kwantu [19][20].



## 2.2. Absorpcja fotoelektryczna

Kolejnym zjawiskiem związanym z oddziaływaniem promieniowania X z materią jest absorpcja elektryczna. Polega ona na wybiciu przez padające promieniowanie elektronu posiadającego wysoką energię wiązania na powłoce. Energia kwantu promieniowania w takim przypadku jest całkowicie zaabsorbowana przez elektron. Energia kinetyczna takiego *fotoelektronu* dana jest wzorem (2.11):

$$T_E = h\nu_0 - E_b - E_r, \quad (2.11)$$

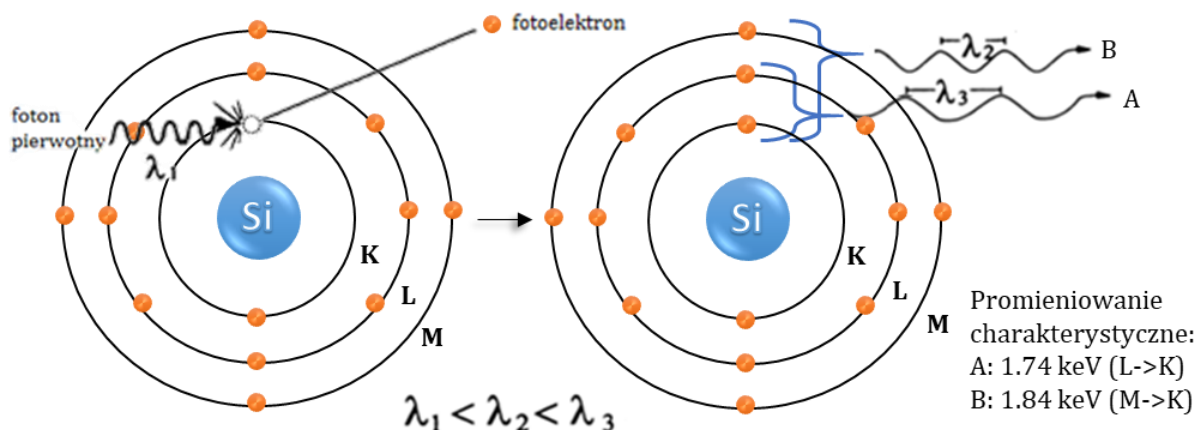
gdzie:  $T_E$  – energia kinetyczna wybitego elektronu,  
 $h$  – stała Plancka,  
 $\nu_0$  – częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego,  
 $E_b$  – energia wiązania elektronu na powłoce,  
 $E_r$  – energia odrzutu jądra – dla promieniowania X może zostać pominięta, gdyż nie przekracza 0.1 eV.

Najbardziej prawdopodobne jest wybite elektronu o energii wiązania zbliżonej, ale mniejszej niż energia padającego fotonu. Rysunek 2.3 przedstawia schematycznie zjawisko absorpcji. Wybicie elektronu powoduje jonizację atomu. Po pojawieniu się takiej wakancji atom znajduje się w stanie wzbudzenia. Powrót do stanu podstawowego jest związany z kaskadowymi przejściami elektronów z poziomów wyższych na poziomy niższe (tu: z powłoki M na K i z L na K). Podczas przejść elektrony emitują nadmiar energii  $E$ , równy różnicy między poziomami energetycznymi, w postaci charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego (Rysunek 2.3 - przypadki A i B) o energii określonej przez prawo Moseleya dane wzorem (2.12) [18]:

$$E = ha_M(Z - b_M)^2, \quad (2.12)$$

gdzie:  $a_M$  – współczynnik charakteryzujący poziomy energii elektronów w atomie, między którymi doszło do przejścia elektronowego,  
 $b_M$  – stała ekranowania.

Prawdopodobieństwo wystąpienia absorpcji drastycznie wzrasta dla materiału o dużej liczbie atomowej (wraz z piątą potęgą), ale maleje dla coraz wyższych energii promieniowania (wzór (2.13)).



Rysunek 2.3 Schemat zjawiska fotoelektrycznego dla atomu krzemu [20]

Makroskopowy przekrój czynny  $\sigma_{\text{abs}}$  na wyeliminowanie fotonu z wiązki na skutek absorpcji, dla fotonów przekraczających energią  $E_b$  na powłóce K, na jeden atom dany jest wzorem (2.13):

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma_{\text{Thom}} 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{134^4} \left( \frac{m_0 c^2}{h\nu_0} \right)^{\frac{7}{2}}, \quad (2.13)$$

gdzie:  $Z$  – liczba atomowa materiału,  
 $m_0$  – masa spoczynkowa elektronu,  
 $c$  – prędkość światła w próżni.

Konkurencyjnym zjawiskiem do emisji promieniowania charakterystycznego jest zjawisko *Auger'a*. W tym przypadku energia wzbudzenia jest przekazywana elektronowi o małej energii wiązania, który zostaje wyrzucony z atomu. Energia kinetyczna  $T_E$  emitowanego elektronu jest dana wzorem (2.14):

$$T_E = |(E_x - 2E_{x+1})|, \quad (2.14)$$

gdzie:  $E_x$  – energia wiązania elektronu na powłóce bliższej jądra,  
 $E_{x+1}$  – energia wiązania elektronu na powłóce dalszej,

np. elektron usunięty z powłoki L kosztem energii wzbudzenia po wybiciu elektronu z powłoki K posiada energię kinetyczną równą:  $|(E_K - E_L)| - |E_L|$ , gdzie  $E_K, E_L$  są energiami wiązania na powłokach K i L.

Wydajność fluorescencji  $\omega_K$  opisuje prawdopodobieństwo emisji promieniowania charakterystycznego. Dla serii K dana jest wzorem:

$$\omega_K = \frac{N_K^f}{N_K}, \quad (2.15)$$

gdzie:  $N_K^f$  – liczba fotonów promieniowania charakterystycznego serii K,  
 $N_K$  – liczba atomów wzbudzonych w wyniku wybicia elektronu z poziomu K.

Jako, że efekt Auger'a jest zjawiskiem konkurencyjnym to prawdopodobieństwo jego wystąpienia wynosi  $1 - \omega_K$  [19][20].



### **3. Półprzewodniki jako materiały detektorowe**

Półprzewodniki o budowie krystalicznej wykorzystywane do budowy detektorów promieniowania posiadają strukturę pasmową z przerwą energetyczną rzędu 1 eV. W elektronice ciała stałego stosuje się przybliżenie płaskich pasm, w którym zaniedbuje się zależność energii nośników ładunku od wektora falowego w kryształach. W takim przypadku szerokość przerwy energetycznej jest zdefiniowana jako odległość dna pasma przewodnictwa od wierzchołka pasma walencyjnego, czyli dla wektora falowego równego zero dla półprzewodników prosto-przerwowych. Dla zagadnień rozważanych w tej pracy przybliżenie takie jest w pełni wystarczające. Procesy oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materiałem półprzewodnikowym prowadzą do generacji par elektron-dziura, dzięki czemu uzyskujemy swobodne elektrony w paśmie przewodnictwa i swobodne dziury w paśmie walencyjnym, które pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego dają sygnał prądowy na elektrodach.

Wielkość wygenerowanego ładunku w oddziaływaniu kwantu promieniowania  $X$  z materiałem półprzewodnikowym jest określona przez parametr  $W$  – średnią energię potrzebną na wygenerowanie pary elektron-dziura. Należy zauważyć, że parametr ten jest ok. 3.5 razy większy niż przerwa energetyczna danego półprzewodnika, np. dla krzemu wynosi ok. 3.6 eV w porównaniu z przerwą energetyczną równą ok. 1.12 eV w temperaturze pokojowej. Aby mogły powstać pary nośników ładunku, energia fotonu musi być wyższa niż energia wiązania elektronu w paśmie walencyjnym. Jeśli energia kwantu przewyższa energię wiązania elektronu na powłoce K krzemu istnieje 92% prawdopodobieństwo wybicia elektronu z powłoki K i 8% prawdopodobieństwo wybicia z powłoki L [21]. Kosztem energii padającego fotonu, elektron z pasma walencyjnego jest przenoszony do pasma przewodnictwa.

Oczywiście, po powstaniu wakancji w strukturze energetycznej atomu, na skutek wybicia jednego z elektronów, może dojść do emisji elektronu Auger'a, który również może przedostać się do pasma przewodnictwa. Natomiast swobodne nośniki ładunku o energii większej niż  $\frac{3}{2}E_g$  mogą dalej jonizować atomy sieci krystalicznej półprzewodnika, co generuje kaskadowy wzrost liczby par elektron-dziura [21]. Taka kaskadowa jonizacja spowodowana fotoelektronem o energii 5.9 keV ma miejsce na drodze ok. 0.5  $\mu\text{m}$  w krzemie [22][23]. W procesach jonizacji pierwotnej oraz wtórnej znaczna część energii  $rE_r$  nośników ładunku przekazywana jest sieci krystalicznej w postaci wzburzeń fononowych. W trakcie procesu kreacji swobodnych nośników pojawiają się również takie, które mają zbyt małą energię, aby jonizować atomy sieci krystalicznej – ich średnia energia jest oznaczona jako  $E_f$ . W związku z tym średnia energia  $W$  potrzebna na kreację pary elektron-dziura wyniesie:

$$W = E_g + rE_r + 2E_f, \quad (3.1)$$

gdzie:  $E_f = 0,6 \cdot E_g$ ,

$E_r$  - energia odpowiadająca drganiom Ramana sieci krystalicznej, dla Si wynosi ok. 0.063eV. Parametr  $r$  wyznaczony został doświadczalnie, dla Si wynosi 17.5 [24].

Jest to zasadniczo inny mechanizm niż w oddziaływaniu pojedynczego niskoenergetycznego fotonu (w zakresie światła widzialnego) z elektronem walencyjnym, kiedy to energia progowa jest równa przerwie energetycznej.

Energię potrzebną na generację pary nośników ładunku wyznacza się doświadczalnie dla poszczególnych materiałów jako [25]:

$$W = \frac{E_0}{N}, \quad (3.2)$$

gdzie:  $E_0$  - energia padającego kwantu,

$N$  - liczba wygenerowanych par elektron-dziura.

Jako, że energia  $W$  jest uzależniona od parametrów sieci krystalicznej, na jej wartość będzie wpływać m.in. temperatura oraz energia padającego promieniowania, co potwierdzają badania przedstawione w [26]. Dla krzemu w temperaturze pokojowej dla energii fotonów X rzędu kilku keV energia potrzebna na wygenerowanie pary elektron-dziura jest prawie niezależna od energii i wynosi ok. 3.63 eV [27].

Rozważając możliwość wykorzystania materiału półprzewodnikowego do konstrukcji detektora promieniowania jonizującego należy uwzględnić również termiczną generację par elektron-dziura. Dla półprzewodnika samoistnego w danej temperaturze mamy niezerową koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa oraz dziur w paśmie walencyjnym równą  $n_i$ . Dla krzemu w temperaturze pokojowej koncentracja nośników samoistnych wynosi  $1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Rozważmy dla przykładu detektor o powierzchni  $1 \text{ cm}^2$  i grubości  $1 \text{ mm}$ . Całkowita liczba elektronów w paśmie przewodnictwa i dziur w paśmie walencyjnym w takim detektorze byłaby równa  $1.4 \cdot 10^9$ . Foton o energii 5.9 keV wygeneruje w objętości detektora średnio 1625 par elektron-dziura. Jest oczywiste, że te nośniki wygenerowane przez foton promieniowania X przypadną we fluktuacjach termicznych samoistnych nośników ładunku i nie mogą być w żaden sposób zarejestrowane. Ten przykład pokazuje, że nie możemy zbudować komory jonizacyjnej w oparciu o krzem i do uzyskania obszaru pozbawionego swobodnych nośników ładunku generowanych termicznie musimy wykorzystać zaporowo spolaryzowane złącze półprzewodnikowe (diode półprzewodnikową). Półprzewodnikową komorę jonizacyjną można natomiast zbudować wykorzystując półprzewodniki o większej przerwie energetycznej, jak np. CdTe. Detektory takie wymagają jednak chłodzenia, aby ograniczyć prąd upływu.

Zakładając czysto stochastyczny charakter generacji par elektron-dziura przez padający kwant promieniowania, prawdopodobieństwo wygenerowania przez  $N$  par nośników ładunku opisuje dyskretny *rozkład Poissona*:

$$P(N) = \frac{\langle N \rangle^N \exp(-\langle N \rangle)}{N!}, \quad (3.3)$$

gdzie:  $P$  – prawdopodobieństwo wygenerowania  $N$  par nośników ładunku,  
 $N$  – liczba wygenerowanych par elektron-dziura w danym przedziale czasu,  
 $\langle N \rangle$  – średnia liczba wygenerowanych par nośników.

Odstępstwo od powyższej reguły, wynikające z korelacji między kolejnymi etapami procesu generacji nośników ładunku, opisuje *statystyka Fano*. Sam współczynnik Fano  $F$  jest miarą różnicy w wariancji liczby generowanych par nośników  $\sigma^2(N)$  w stosunku do wariancji wynikającej z rozkładu Poissona [28]:

$$\sigma^2(N) = F\langle N \rangle. \quad (3.4)$$

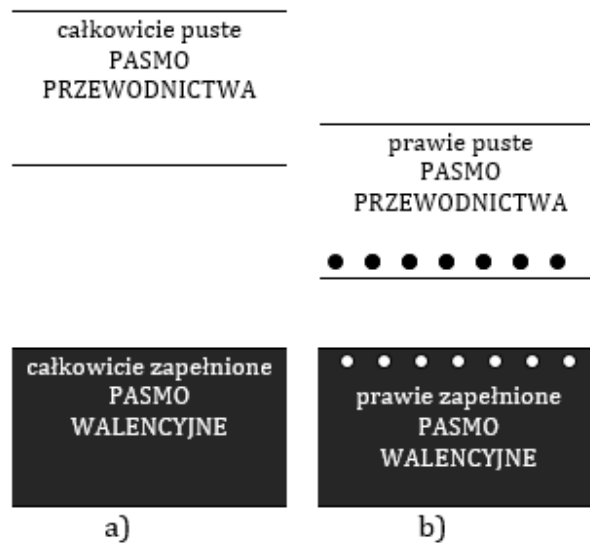
Wartość współczynnika Fano zależy od materiału sensora i energii rejestrowanego promieniowania. Dla krzemu w temperaturze pokojowej maleje on od wartości 0.45 (energia promieniowania 350 eV) asymptotycznie osiągając wartość 0.125 przy energii pojedynczych keV, by ponownie wzrastać od ok. 20 keV [26][29].

Parametrem klasyfikującym materiał pod względem przewodnictwa jest odległość między dolną granicą pasma przewodnictwa a górną granicą pasma walencyjnego równy szerokości *pasma zabronionego* między nimi, tj. *energii przerwy energetycznej*. Rysunek 3.1 przedstawia schematycznie strukturę pasmową izolatora i półprzewodnika. Dla izolatora przerwa energetyczna jest znaczna, np. dla dwutlenku krzemu, który jest izolatorem powszechnie wykorzystywanym w strukturach elektronicznych wynosi 9.3 eV [30]. Prawdopodobieństwo obsadzenia pasma przewodnictwa jest więc znikome. W półprzewodniku pasmo zabronione jest węższe, co pozwala na przejście elektronów do pasma przewodnictwa po dostarczeniu z zewnątrz energii równiej co najmniej przerwie energetycznej (np. w procesie emisji termicznej lub fotoabsorpcji).

Obsadzenie stanów energetycznym w półprzewodniku podlega rozkładowi Fermiego-Diraca. Najważniejszym jego parametrem jest *poziom Fermiego* tożsamy z energią, przy której prawdopodobieństwo obsadzenia danego pasma wynosi  $\frac{1}{2}$ . Liczba nośników ładunku w paśmie przewodnictwa i paśmie walencyjnym półprzewodnika samoistnego zależy od szerokości przerwy energetycznej  $E_g$ :

$$n_i^2 = np = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (3.5)$$

gdzie:  $n$  – koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa,  
 $p$  – koncentracja dziur w paśmie walencyjnym,  
 $N_C, N_V$  – efektywna gęstość stanów w paśmie przewodnictwa i paśmie walencyjnym,  
 $n_i$  – koncentracja nośników ładunku w półprzewodniku samoistnym (gdy koncentracja dziur i elektronów są sobie równe).



**Rysunek 3.1** Struktura pasmowa izolatora (a) oraz półprzewodnika (b) [31]

Półprzewodniki samoistne nie są wykorzystywane w elektronice ze względu na niemożliwość do osiągnięcia w praktyce idealną czystość materiału. Dzięki *domieszkowaniu* możliwe jest kontrolowanie przewodnictwa półprzewodników, co umożliwia konstruowanie przyrządów półprzewodnikowych. W zależności od wprowadzonych domieszek uzyskuje się *półprzewodnik typu n* z nadwyżką elektronów w paśmie przewodnictwa oraz *półprzewodnik typu p* z dodatkowymi dziurami w paśmie walencyjnym. Po dodaniu do materiału *jonów donorowych* o wyższej wartościowości niż atomy półprzewodnika w strukturze pojawiają się nadmiarowe elektrony, natomiast wprowadzenie *domieszek akceptorowych* skutkuje większą liczbą dziur. Mówimy wtedy o *nośnikach większościowych* w danym typie półprzewodnika. Domieszkowanie donorami powoduje podniesienie poziomu Fermiego blisko pasma przewodnictwa, analogicznie domieszkowanie jonami akceptorowymi jego obniżenie w okolicy pasma walencyjnego. W półprzewodnikach typu p i n na skutek generacji spowodowanej czynnikami zewnętrznymi mogą pojawić się swobodne nośniki ładunku o przeciwnym znaku niż wprowadzone nośniki większościowe, nazywane *nośnikami mniejszościowymi* [31].

Detektory półprzewodnikowe mają kilka zalet w porównaniu z innymi typami sensorów promieniowania – szybką odpowiedź, lepszą energetyczną zdolność rozdzielczą, odpowiedź liniową w dużym zakresie energii, tolerancję na wysokie dawki promieniowania



czy łatwość projektowania. Aby uzyskać proporcjonalność zbieranego na elektrodzie ładunku do energii padającego promieniowania, materiał sensora powinien spełniać następujące warunki:

- niska energia potrzebna na wyprodukowanie par elektron-dziura, aby uzyskiwać duży ładunek nawet dla niskich energii promieniowania;
- nośniki ładunku muszą z łatwością poruszać się w materiale detektora – ich czas zbierania powinien być mniejszy niż czas ich życia, w celu zebrania całej puli wygenerowanego ładunku;
- prąd upływu wynikający z zastosowania wysokiego napięcia polaryzującego musi być mały w stosunku do prądów indukowanych na elektrodzie odczytowej związanych z ruchem wygenerowanych przez promieniowanie nośników ładunków (w tym celu stosuje się wysokorezystywne podłoże krzemowe) [37].

Tabela 3.1 przedstawia zestawienie najczęściej używanych w detekcji promieniowania półprzewodników (parametry podane są dla temperatury pokojowej).

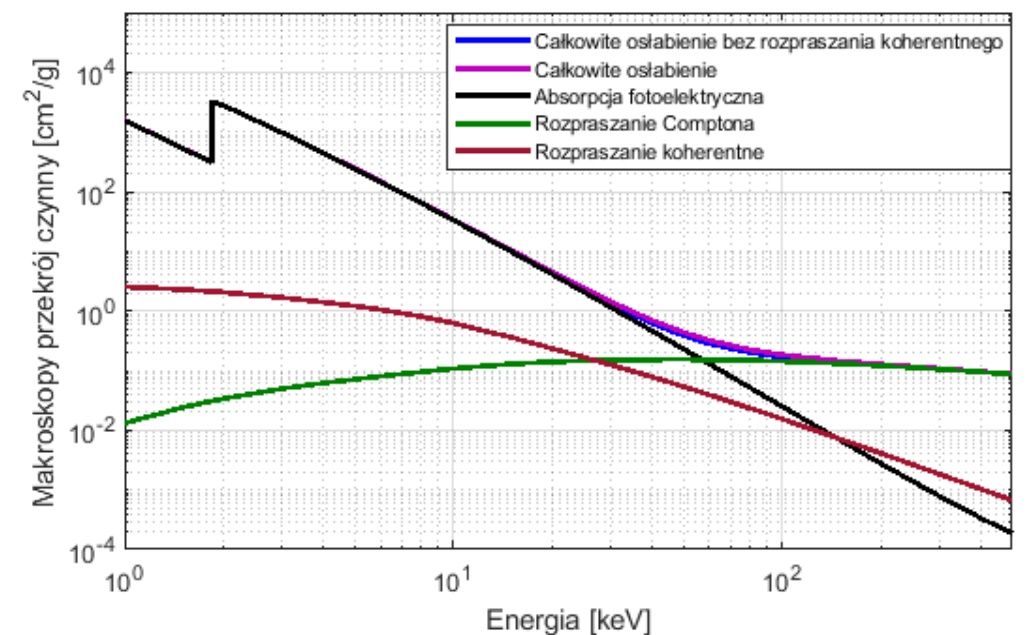
**Tabela 3.1 Zestawienie parametrów najpopularniejszych półprzewodników w temperaturze pokojowej [32]**

Materiał	Si	Ge	CZT ( $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ )	CdTe	GaAs	HgI <sub>2</sub>
Liczba atomowa	14	32	48, 30, 52	48, 52	31, 33	80, 53
Gęstość [g/cm <sup>3</sup> ]	2.33	5.33	5.78	6.20	5.32	6.40
W [eV]	3.6	2.8	4.6	4.4	4.2	4.2
Przerwa energetyczna [eV]	1.12	0.7	1.57	1.44	1.43	2.13
Rezystywność [Ωcm]	10 <sup>4</sup>	10 <sup>3</sup> [34]	10 <sup>11</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>11</sup>	10 <sup>13</sup>
Ruchliwość elektronów/dziur [cm <sup>2</sup> /(Vs)] <sup>[31]</sup>	1450/ 505	3900/ 1800	1350/120 <sup>[39]</sup>	1050/ 100	8500/ 400	100/4 <sup>[36]</sup>
Współczynnik Fano <sup>[31]</sup>	0.12	0.13	0.09 <sup>[35]</sup>	0.1 <sup>[33]</sup>	0.1	0.3 <sup>[38]</sup>

Spośród przedstawionych półprzewodników (Tabela 3.1) szczególnie interesującym materiałem, w kontekście niniejszej pracy, jest krzem. Jest on dominującym materiałem półprzewodnikowym wykorzystywanym do budowy detektorów promieniowania jonizującego. Zasadniczą zaletą krzemu jest dobrze opanowana technologia wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych z jego użyciem oraz możliwość wykonywania zaawansowanych konstrukcji. Jego przerwa energetyczna między pasmem przewodnictwa a pasmem walencyjnym, wynosząca ok. 1.12 eV, jest duża w porównaniu z energią kinetyczną ruchów termicznych elektronu w temperaturze pokojowej równej 26 meV, dlatego chłodzenie jest potrzebne tylko w zastosowaniach wymagających ultra-niskich szumów lub

ograniczenia skutków zniszczeń radiacyjnych. Jest to duża przewaga nad detektorami germanowymi, które ze względu na małą przerwę energetyczną nie mogą być stosowane w temperaturze pokojowej, gdyż prawdopodobieństwo spontanicznego pojawienia się nośników ładunku pod wpływem emisji termicznej jest duże [40].

Rysunek 3.2 przedstawia makroskopowy przekrój czynny poszczególnych mechanizmów oddziaływania promieniowania X i gamma z krzemem. Dominującym zjawiskiem w zakresie energii do 60 keV jest absorpcja fotoelektryczna. Powyżej tej energii zaczynają przeważać zjawiska związane z rozpraszaniem, co znacznie obniża wydajność detekcji.

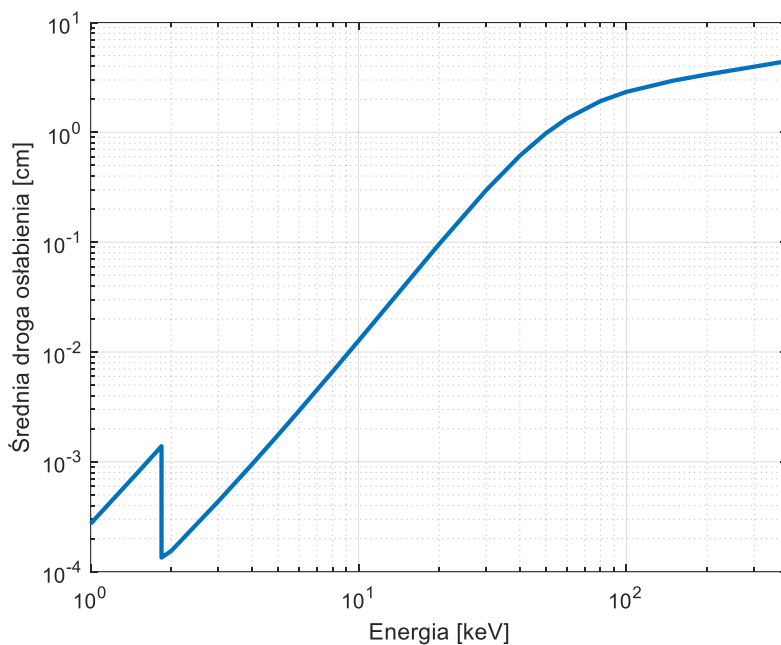


**Rysunek 3.2 Makroskopowy przekrój czynny poszczególnych zjawisk wpływających na osłabienie wiązki promieniowania przechodzącej przez krzem [41]**

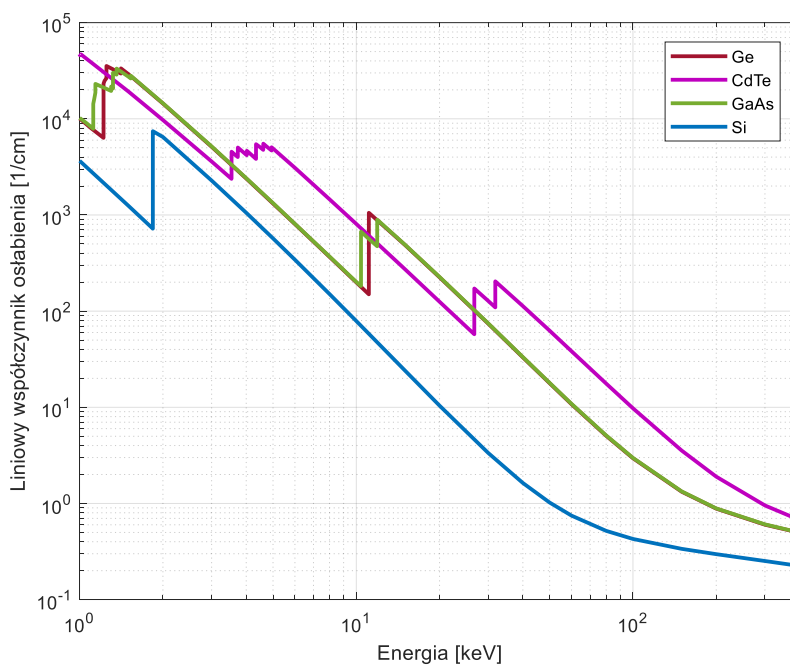
Rysunek 3.3 przedstawia średnią drogę osłabienia promieniowania rentgenowskiego w krzemie. Niskoenergetyczne fotony ulegają absorpcji już na drodze kilkuset mikrometrów. Wynika z tego, że krzem świetnie nadaje się do detekcji miękkiego promieniowania X w zakresie do ok. 20 keV. Dolna granica detekcji jest ograniczona przez szумы, na które wpływa konstrukcja samego detektora oraz parametry elektroniki odczytu (*front-end*). Natomiast wiązki promieniowania o wyższej energii potrafią przejść przez krzem praktycznie nieosłabione (60 keV osłabia się poniżej 8% po pokonaniu nawet 1 mm warstwy krzemu), co oznacza, że prawdopodobieństwo wytworzenia użytecznego sygnału jest małe - wydajność detekcji jest na poziomie 10%.

Rysunek 3.4 prezentuje porównanie liniowego współczynnika całkowitego osłabienia promieniowania X dla różnych materiałów półprzewodnikowych. Z punktu widzenia detekcji promieniowania rentgenowskiego mankamentem krzemu jest mały współczynnik absorpcji w porównaniu z innymi dostępnymi i stosowanymi półprzewodnikami jak german, tellurek kadmu czy też arsenek galu, co wpływa na wydajność detekcji. Biorąc jednak pod uwagę możliwość optymalizacji energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów miękkiego

promieniowania rentgenowskiego, krzem będzie najodpowiedniejszy do tego celu ze względu na małą energię potrzebną do wyprodukowania pary elektron-dziura oraz najwyższą wartość ruchliwości dziur wpływającą na szybkie zbieranie wygenerowanego ładunku (pomijając german).



**Rysunek 3.3 Średnia droga osłabienia promieniowania X w krzemie [41]**

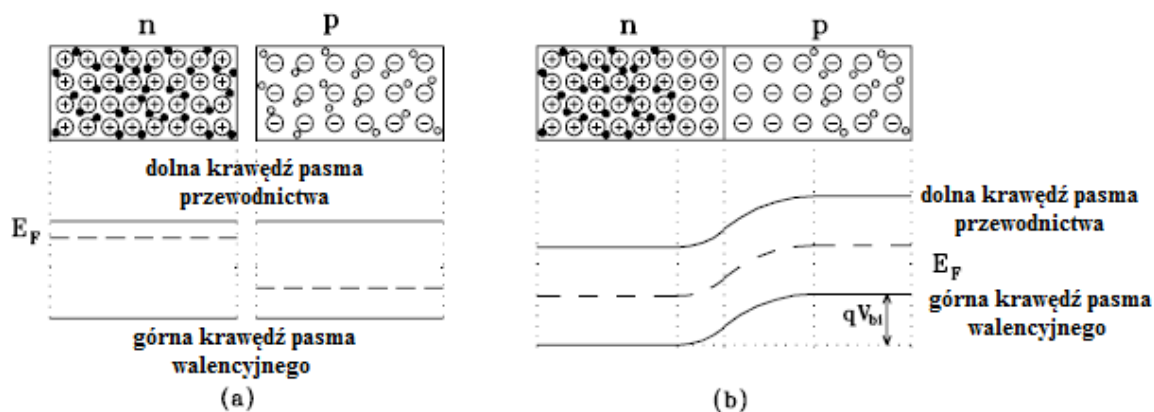


**Rysunek 3.4 Liniowy współczynnik osłabienia promieniowania X w wybranych materiałach półprzewodnikowych [41]**

### 3.1. Złącze p-n

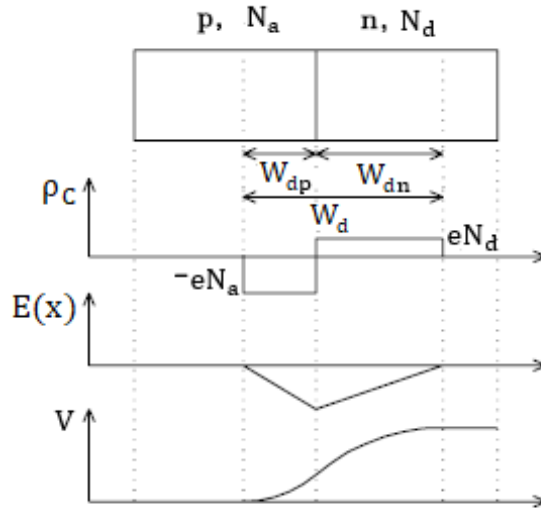
Diodą półprzewodnikową nazywane jest połączenie dwóch obszarów półprzewodnika o różnych rodzajach przewodnictwa: domieszkowanego akceptorowo typu p oraz donorowo typu n. Połączenie to ma charakterystyczną właściwość przewodzenia prądu głównie w jedną stronę (złącze prostujące). Po połączeniu dwóch przeciwnie domieszkowanych struktur ze sobą, elektrony z obszaru n zaczną dyfundować do obszaru p, natomiast dziury w przeciwną stronę. Dochodzi do rekombinacji nośników, które przeszły na drugą stronę złącza z tamtejszymi nośnikami większościowymi. Skutkiem tego będzie zjonizowanie atomów domieszek i pojawienie się ujemnego ładunku przestrzennego po stronie p złącza oraz dodatniego po stronie n. Pojawi się więc pole elektryczne, które będzie przeciwstawiać się dalszej dyfuzji nośników większościowych. Na styku powstanie obszar zwany *warstwą zaporową/zubożoną*. Przez złącze nadal mogą przepływać nośniki mniejszościowe jednak ze względu na ich niską koncentrację wartość tego *prądu wstecznego* jest kilka rzędów mniejsza niż prądu nośników większościowych. Na złączu powstaje bariera potencjału  $U_{bi}$ , charakterystyczna dla danego rodzaju złącza.

Rysunek 3.5 prezentuje model pasmowy złącza p-n. Powstanie bariery potencjału  $U_{bi}$  jest skutkiem wyrównania się poziomów Fermiego  $E_F$  obu rodzajów półprzewodnika w warunkach równowagi termicznej.



Rysunek 3.5 Model złącza diodowego przed (a) i po (b) połączeniu jego składowych [31]

Rysunek 3.6 przedstawia główne parametry złącza diodowego. Dla złącza niesymetrycznego (gdy koncentracja domieszek akceptorowych jest dużo większa niż donorowych) warstwa zubożona rozwija się głębiej w obszarze typu n. Przedstawiony jest również rozkład ładunku przestrzennego  $\rho_C$ , natężenia pola elektrycznego  $E(x)$  oraz potencjału elektrycznego  $V$ .



**Rysunek 3.6** Jednowymiarowy schemat niesymetrycznego złącza p-n, od góry: rozkład ładunku przestrzennego  $\rho_c$ , natężenie pola elektrycznego  $E(x)$  oraz potencjał elektryczny  $V$  [31]

W zależności od przyłożonego zewnętrznego napięcia na złącze, warstwa zubożona  $W_d$  będzie się rozbudowywać zgodnie ze wzorem (3.6):

$$W_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_S(N_d+N_a)}{eN_dN_a}(U_{bi} - U_p)}, \quad (3.6)$$

gdzie:  $N_a$  – koncentracja domieszek akceptorowych,  
 $N_d$  – koncentracja domieszek donorowych,  
 $\varepsilon_0\varepsilon_S$  – przenikalność elektryczna półprzewodnika,  
 $U_p$  – napięcie zewnętrzne,

Skutkiem podania napięcia w kierunku przewodzenia będzie zmniejszenie warstwy zubożonej oraz bariery potencjału. Nośniki o przeciwnym ładunku dyfundując do przeciwnych obszarów nadal będą rekombinować ze znajdującymi się tam nośnikami większościowymi, jednak ze źródła zasilania ciągle będą dopływać nowe elektrony i dziury. W przypadku podania napięcia w kierunku zaporowym warstwa zubożona będzie się powiększać aż do uzyskania *pełnego zubożenia*. W takim przypadku ustaje ruch nośników większościowych, a przez złącze płynie jedynie prąd wsteczny. To właśnie taka konfiguracja złącza p-n może pełnić rolę detektora promieniowania, gdyż dodatkowy ładunek wygenerowany przez cząstki zazwyczaj przewyższa wielkość ładunku związanego z nośnikami mniejszościowymi, a jego ruch pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego jest uporządkowany. Pełna charakterystyka prądowo-napięciowa złącza diodowego jest dana wzorem (3.7) [31]:

$$I = I_S \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.7)$$

gdzie:  $I$  – prąd płynący przez złącze,

$U$  – napięcie przyłożone do złącza,

$I_S$  – wsteczny prąd nasycenia diody związany z ruchem nośników mniejszościowych,

$k$  – stała Boltzmanna,

$T$  – temperatura.

Ze wzoru (3.7) wynika, że prąd wsteczny jest niezależny od przyłożonego w kierunku zaporowym napięcia, co jest prawdziwe dla cienkich złącz wykonanych z materiałów wysokodomieszkowanych. Wtedy można uwzględnić tylko prąd dyfuzyjny płynący przez złącze, a jego gęstość  $J_D$  wynosi:

$$J_D = \frac{eD_p n_i^2}{\sqrt{D_p \tau_p N_d}} + \frac{eD_n n_i^2}{\sqrt{D_n \tau_n N_a}}, \quad (3.8)$$

gdzie:  $D_n$  – stała dyfuzji dla elektronów,

$D_p$ , – stała dyfuzji dla dziur,

$e$  – ładunek elementarny,

$\tau_p$  – średni czas życia dziur,

$\tau_n$  – średni czas życia elektronów.

Dla detektorów promieniowania, czyli diod zbudowanych na krzemie niskodomieszkowanym, o szerokiej warstwie zubożonej, najważniejszymi komponentami prądu upływu, poza prądem dyfuzyjnym, są: prąd powierzchniowy oraz prąd generacyjno-rekombinacyjny.

Zjawiska powierzchniowe są powodowane przez nieskompensowane ładunki jonów na powierzchni półprzewodnika, które indukują zaburzenia w ruchu ładunków w objętości złącza, co skutkuje pojawieniem się kanałów powierzchniowych lub powierzchniowych regionów zubożonych. Zjawiska te powodują zwiększenie prądu wstecznego. Wpływ prądu powierzchniowego na szumy układu detekcyjnego można wyeliminować poprzez zastosowanie pierścienia ochronnego [42].

Aby zdefiniować prąd generacyjno-rekombinacyjny należy prześledzić zjawiska, które są odpowiedzialne za jego powstawanie. Swobodne nośniki ładunku powstające na skutek przemieszczenia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa mogą być generowane przez różne mechanizmy, które są w stanie dostarczyć odpowiednią energię elektronom z pasma walencyjnego, tj. ruchy termiczne lub jonizację przez oddziaływujące cząstki. Po powstaniu nadmiaru nośników ładunku system będzie dążył do powrotu równowagi termodynamicznej, dlatego nośniki większościowe będą rekombinować z mniejszościowymi, co skutkuje zmniejszeniem energii elektronów i ich powrotem do pasma walencyjnego [31].

Prawdopodobieństwo generacji termicznej jest większe dla półprzewodników o wąskiej przerwie energetycznej (np. german). Mimo, iż energia ruchów termicznych jest niska ( $kT \approx 26 \text{ meV}$  w 300 K), to elektrony mogą bezpośrednio osiągać pasmo przewodzenia nawet w temperaturze pokojowej. Termiczna generacja nośników obserwowana jest również dla półprzewodników z szerszymi przerwami energetycznymi. Jest to wynikiem pojawiających się defektów w strukturze półprzewodnika, które w paśmie zabronionym tworzą *centra generacyjno-rekombinacyjne*. Są one swoistym rodzajem mostów – pośredniczą w przejściach nośników między pasmami dozwolonymi, wychwytyjąc i emitując nośniki pod pewnymi warunkami. Model tego zjawiska został zaproponowany przez Shockley'a, Reada oraz Halla (nazwany rekombinacją SRH). W warunkach równowagi, przy braku zewnętrznego napięcia polaryzującego, rekombinacja i generacja zachodzą z taką samą szybkością, co w obrazie makroskopowym daje zerowy prąd generacyjno-rekombinacyjny. Gdy do złącza przyłożą się napięcie zaporowe tj., gdy w objętości struktury drastycznie spadnie liczba swobodnych nośników ładunku, centra generacyjno-rekombinacyjne będą mogły wychwytywać elektrony z pasma walencyjnego z małym prawdopodobieństwem ich powrotu na zajmowane wcześniej pozycje. Następnie przechodzą one do pasma przewodnictwa tworząc prąd generacyjny. Jeśli złącze spolaryzowane jest w kierunku przewodzenia wzrasta liczba swobodnych elektronów i dziur, w skutek czego prawdopodobieństwo rekombinacji rośnie [43]. W stanie ustalonym szybkość pułapkowania elektronów jest równa szybkości rekombinacji dziur, na tej podstawie wyznacza się globalną szybkość rekombinacji  $R_{\text{SRH}}$  wspomaganej pułapkowaniem [44]:

$$R_{\text{SRH}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}. \quad (3.9)$$

Wartości  $n_1$  oraz  $p_1$  definiowane są następująco:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{\text{trap}}}{kT}\right), \quad (3.10)$$

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{-E_{\text{trap}}}{kT}\right). \quad (3.11)$$

gdzie:  $E_{\text{trap}}$  – różnica między poziomem energetycznym defektu a poziomem Fermiego.

Gęstość prądu generacyjnego  $J_G$  jest dana wzorem (3.12) [42][44]:

$$J_G = \frac{eW_d n_i^2}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1}. \quad (3.12)$$

Wynika z niego, że prąd wsteczny sensora krzemowego jest w przybliżeniu proporcjonalny do szerokości warstwy zubożonej, czyli do pierwiastka z przyłożonego napięcia.

### 3.2. Złącze metal-półprzewodnik

Kolejnym połączeniem dwóch materiałów wykazującym właściwości prostujące i pozwalającym na rozbudowanie warstwy zaporowej jest złącze metal-półprzewodnik (złącze *m-s*). Metale, posiadają częściowo wypełnione pasmo przewodnictwa, co skutkuje pojawieniem się poziomu Fermiego w tymże paśmie. Po połączeniu metalu z półprzewodnikiem poziomy Fermiego obu materiałów się wyrównują (Rysunek 3.7). W tym momencie możemy rozpatrzeć 4 przypadki złącza wyróżniane ze względu na typ półprzewodnika oraz wartość *pracy wyjścia elektronu*  $e\Phi$ , tj. pracy jaką należy wykonać, aby przenieść elektron z poziomu Fermiego do poziomu próżni – w którym opuszcza on powierzchnię materiału:

- a) metal ma wyższą pracę wyjścia niż półprzewodnik typu n,
- b) metal ma niższą pracę wyjścia niż półprzewodnik typu p,
- c) metal ma wyższą pracę wyjścia niż półprzewodnik typu p,
- d) metal ma niższą pracę wyjścia niż półprzewodnik typu n.

Dwa pierwsze przypadki mają właściwości prostujące i nazywane są *złączem Schottky'ego*, natomiast c) oraz d) to *kontakty omowe*. Rysunek 3.7 przedstawia opcję a). Po zetknięciu obu komponentów złącza większa liczba elektronów przechodzi z półprzewodnika do metalu niż z metalu do półprzewodnika. Skutkuje to zjonizowaniem domieszek donorowych i powstaniem dodatniego ładunku przestrzennego po stronie półprzewodnika, natomiast nadmiarowe elektrony gromadzą się przy powierzchni metalu, tworząc ładunek ujemny. Powstała bariera potencjału  $\Phi_{Ba}$  hamuje dalszy ruch nośników i powoduje zagięcie się pasm energetycznych półprzewodnika ku górze na styku materiałów. Od strony półprzewodnika dla nośników ładunku utworzona jest bariera potencjału opisywana przez napięcie wbudowane złącza  $U_D$  – co do wartości równe różnicy między pracami wyjścia materiałów podzieloną przez ładunek elementarny.

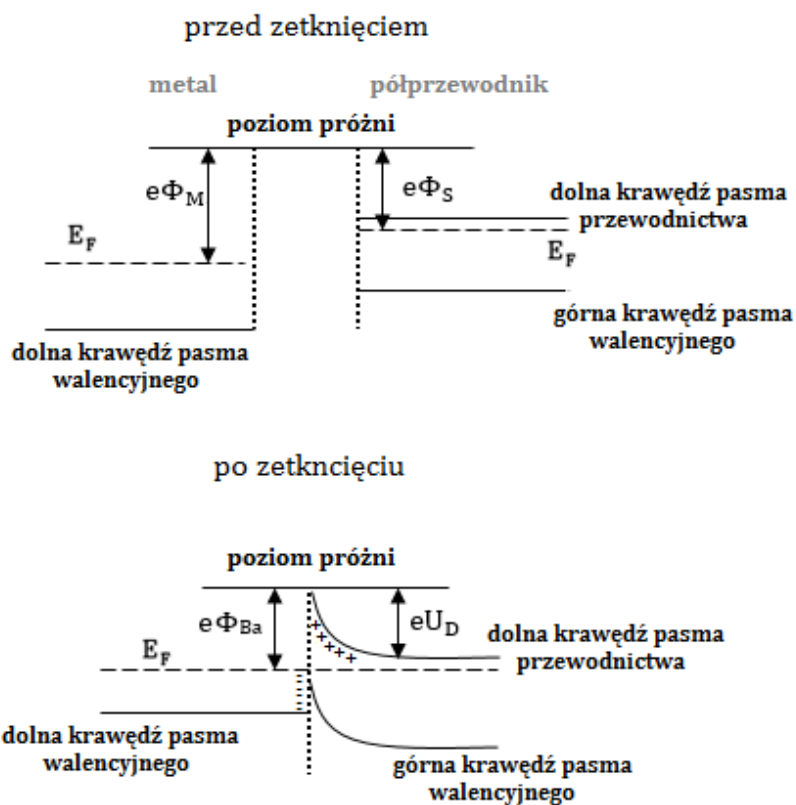
Złącze Schottky'ego dla półprzewodnika typu p (Rysunek 3.8) charakteryzuje się przepływem dziur z metalu do półprzewodnika i z półprzewodnika do metalu oraz zagięciem pasm energetycznych ku dołowi.

Rysunek 3.9 przedstawia główne parametry złącza metal-półprzewodnik typu n: rozkład ładunku przestrzennego  $\rho_C$ , natężenie pola elektrycznego  $E(x)$  oraz potencjał elektryczny  $V$ .

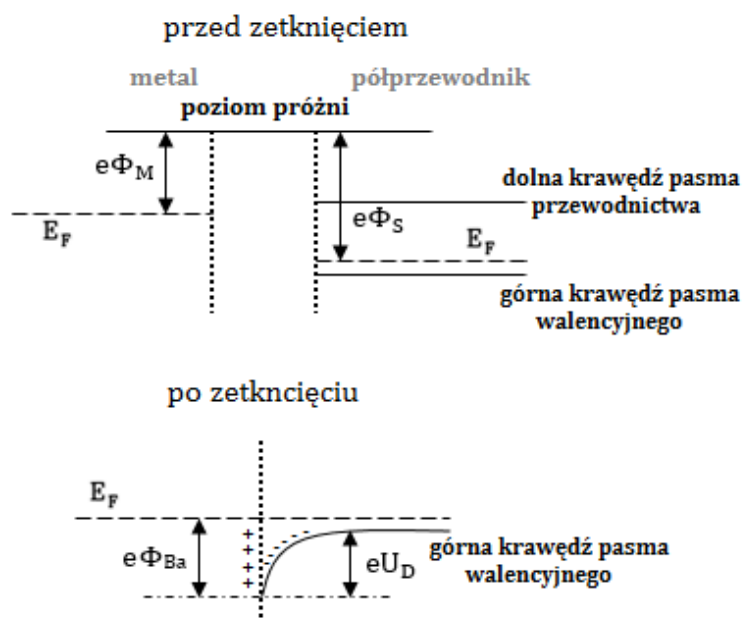
W stanie równowagi termodynamicznej, przy zerowej polaryzacji, prądy powstałe w wyniku przechodzenia elektronów pomiędzy metalem a półprzewodnikiem typu n dla złącza prostującego równoważą się. Tak jak w złączu p-n, po podaniu napięcia zaporowego rośnie bariera potencjału  $U_D$  i warstwa zubożona po stronie półprzewodnika, zgodnie ze wzorem (3.13):

$$W_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_S}{eN_{a,d}}}(U_D - U_P). \quad (3.13)$$

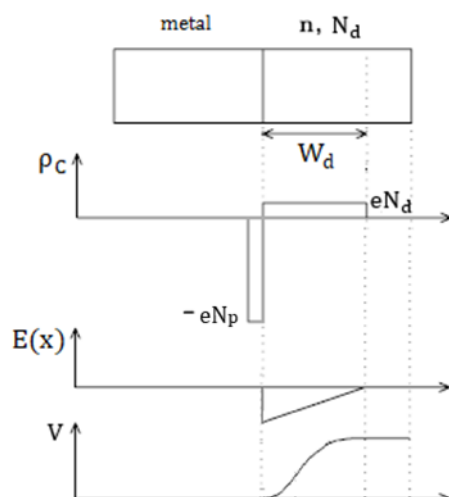




Rysunek 3.7 Model pasmowy złącza metal-półprzewodnik typu n przed (wyżej) i po (niżej) połączeniu jego składowych



Rysunek 3.8 Model pasmowy złącza metal-półprzewodnik typu p przed (wyżej) i po (niżej) połączeniu jego składowych



**Rysunek 3.9** Jednowymiarowy schemat złącza metal-półprzewodnik typu n, od góry: rozkład ładunku przestrzennego  $\rho_c$ , natężenia pola elektrycznego  $E(x)$  oraz potencjału elektrycznego  $V$  [31]

W stanie pełnego zubożenia ustaje ruch elektronów z półprzewodnika do metalu. Prąd upływu złącza w takim przypadku jest generowany przez elektrony przechodzące z metalu do półprzewodnika. Przyłożenie napięcia polaryzacji w kierunku przewodzenia obniża barierę potencjału i pozwala na swobodny przepływ nośników z półprzewodnika do metalu. Dla złącza m-s z półprzewodnikiem typu p zjawiska związane z polaryzacją zewnętrznym napięciem są analogiczne: zamiast ruchu elektronów są tu prądy dziurowe, natomiast barierę potencjału tworzy ujemny ładunek zjonizowanych domieszek akceptorowych. Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza Schottky'ego dana jest formułą (3.14):

$$I = I_S \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.14)$$

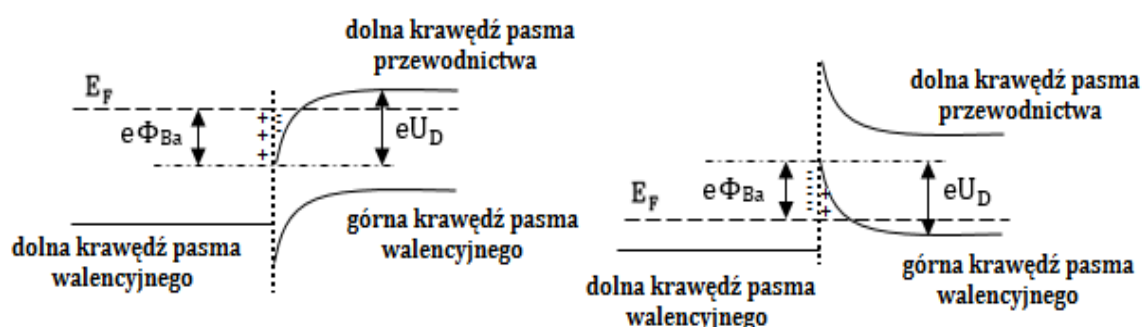
gdzie:  $I$  – prąd płynący przez złącze,  
 $U$  – napięcie przyłożone do złącza,  
 $I_S$  – prąd nasycenia złącza, dany wzorem (3.15):

$$I_S = A_R T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{Ba}(U)}{kT}\right), \quad (3.15)$$

gdzie:  $A_R$  – efektywna stała Richardsona,  
 $T$  – temperatura.

W diodach Schottky'ego obserwuje się efekt obniżenia bariery potencjału przy polaryzacji zaporowej, z czego wynika, że prąd wsteczny jest zależny od przyłożonego napięcia.

Kontaktem omowym nazywamy złącze, które wykazuje prostą proporcjonalność prądu do przyłożonego napięcia. Po zetknięciu materiałów spełniających warunki c) oraz d) następuje przepływ nośników większościowych z metalu do półprzewodnika. Nośniki te zostają zgromadzone przy powierzchni półprzewodnika, a na powierzchni metalu pojawia się nieskompensowany ładunek dodatni, w przypadku półprzewodnika typu n i ujemny w przypadku półprzewodnika typu p. Znowu mamy do czynienia z barierą potencjału zamykającą drogę do dalszego swobodnego przemieszczania się nośników ładunku. Obserwuje się również zakrzywienie pasm energetycznych w stronę przeciwną w porównaniu do złącz prostujących m-s (Rysunek 3.10). W takiej konfiguracji złącze pracuje jak rezystor – im większe napięcie przyłożone zostanie do kontaktu, tym większy prąd nośników większościowych przez nie popłynie [31].



Rysunek 3.10 Model pasmowy złącza omowego dla półprzewodnika typu n (lewy) i typu p (prawy)

### 3.3. Proces zbierania ładunku w detektorze półprzewodnikowym

Zanim wygenerowany przez kwanty promieniowania ładunek dotrze do elektrody odczytowej przechodzi kilka etapów:

- termalizacja elektronów i dziur wygenerowanych w procesach jonizacji w czasie  $10^{-12}$  s,
- dryf i dyfuzja nośników ładunku w plazmie wygenerowanej przez promieniowanie i jonizację wtórną w czasie mniejszym niż nanosekunda,
- dyfuzja i dryf w zewnętrznym polu elektrycznym [45].

W trakcie ruchu ładunków w obszarze zubożonym detektora w obwodach zewnętrznych podłączonych do elektrod indukowany jest prąd. W szczególności, prąd indukowany w elektrodzie podłączonej do układu elektroniki front-end stanowi sygnał wykorzystywany w odczycie.

### 3.3.1. Dryf

W przypadku, gdy do struktury nie jest przyłożone pole elektryczne, średnie przemieszczenie nośników ładunku spowodowane przypadkowymi ruchami wyniesie zero. W obecności zewnętrznego pola elektrycznego elektrony i dziury, pomiędzy zderzeniami, będą przyspieszane w kierunku zdeterminowanym liniami pola elektrycznego, a ich średnia prędkość dryfu  $v_{p,n}(t)$  wyniesie (znak plus dotyczy elektronów, natomiast znak minus dziur):

$$v_{p,n} = \pm \frac{e\tau_c}{m_{p,n}} E(x) = \pm \mu_{p,n} E(x), \quad (3.16)$$

gdzie:  $\tau_c$  – czas pomiędzy zderzeniami,  
 $m_{p,n}$  – masa nośnika,  
 $\mu_{p,n}$  – ruchliwość nośników,  
 $E(x)$  – natężenie pola elektrycznego.

Ta zależność jest prawdziwa dla niskich wartości natężenia pola elektrycznego, które nie powodują drastycznych przyspieszeń w ruchu nośnika pomiędzy kolejnymi zderzeniami. Jeśli wartości natężenia pola są wystarczająco wysokie (powyżej  $10^5$  V/cm w temperaturze pokojowej,) energia nośników staje się na tyle znaczna, że czas pomiędzy kolejnymi kolizjami staje się coraz mniejszy. Skutkuje to nieliniową zależnością wartości prędkości dryfu od natężenia pola elektrycznego i jej nasyceniem dla dużych jego wartości. [46].

### 3.3.2. Dyfuzja

Nośniki ładunku w półprzewodniku podlegają dyfuzji spowodowanej różnicą w koncentracjach elektronów i dziur. Zjawisko to opisuje równanie dyfuzji:

$$F_{p,n} = -D_{p,n} \nabla c_{p,n} = -\frac{kT}{e} \mu_{p,n} \nabla c_{p,n}, \quad (3.17)$$

gdzie:  $F_{p,n}$  – strumień nośników,  
 $D_{p,n}$  – stała dyfuzji dla dziur bądź elektronów,  
 $\nabla c_{p,n}$  – gradient koncentracji elektronów bądź dziur.

W typowym detektorze krzemowym o grubości  $300 \mu\text{m} - 500 \mu\text{m}$  czasy zbierania wygenerowanego przez promieniowanie ładunku są rzędu kilku do kilkudziesięciu nanosekund. Rozmycie dyfuzyjne wygenerowanego przez promieniowanie ładunku w takim sensorze, określone jako szerokość połówkowa chmury ładunku o rozkładzie normalnym, która dociera do elektrod zbierających jest rzędu  $10-35 \mu\text{m}$  przy maksymalnym natężeniu pola elektrycznego  $10^4$  V/cm w temperaturze pokojowej. Dla detektorów o dużej przestrzennej zdolności rozdzielczej rozmycie to jest porównywalne z rozmiarami elektrod (pikseli lub pasków) odczytowych.

## 4. Półprzewodnikowe detektory pozycjoczułe

Metoda wykonywania pozycjoczułych detektorów krzemowych jest oparta na technologii planarnej wykorzystywanej do produkcji elementów elektronicznych. Pozwala ona na łatwe tworzenie struktur o wymaganej segmentacji elektrod, co jest nieosiągalne dla innych materiałów półprzewodnikowych. W tym rozdziale zostaną krótko omówione stosowane od wielu lat i rozwijane obecnie technologie detektorów krzemowych. Rozwój tego typu projektów jest stymulowany przez zastosowania w fizyce cząstek wysokich energii, ale są one z powodzeniem wykorzystywane do produkcji specyficznych detektorów do detekcji promieniowania rentgenowskiego.

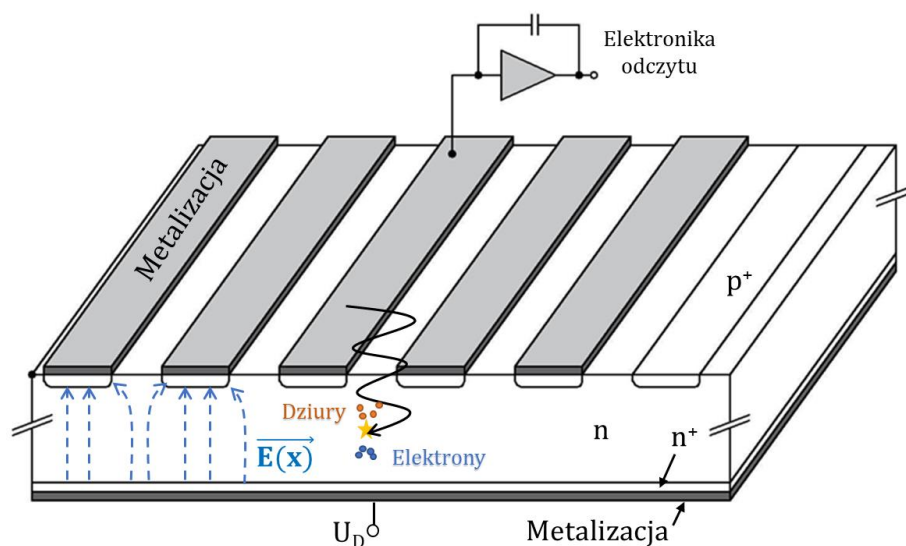
### 4.1. Detektory paskowe

Detektory paskowe należą do grupy *detektorów pozycjoczułych* jednowymiarowych. W detektorach tych każdy pasek jest traktowany jako niezależny element detekcyjny wyposażony w indywidualny kanał elektroniki odczytu. Istotnym wyróżnikiem tej klasy detektorów jest sposób podłączenia układów elektroniki odczytu, mianowicie układy te w postaci wielokanałowych specjalizowanych układów scalonych (ASIC) są łączone mikroprzewodami z polami kontaktowymi pasków odczytowych.

Konstrukcja detektora jednostronnego wraz z podstawową zasadą działania przedstawia Rysunek 4.1. Wygenerowane w procesie oddziaływania fotonów z objętością czynną sensora pary elektron-dziura są unoszone do odpowiednich elektrod pod wpływem pola elektrycznego. Ładunek zebrany na jednym lub kilku paskach znajdujących się w okolicy miejsca oddziaływania fotonu z materiałem sensora jest proporcjonalny do zdeponowanej energii danego fotonu. Jeśli ładunek został wygenerowany w przestrzeni międzypaskowej następuje podział ładunku pomiędzy sąsiednie paski. Przy wąskich paskach, rzędu 50  $\mu\text{m}$ , podział ładunku będzie występował dla znaczącej części przypadków. Zdarzenia takie możemy odrzucać stosując układ wykrywający koincydencję sygnałów w kanałach podłączonych do sąsiednich pasków. Kolejnym rozwiązaniem problemu podziału ładunku jest sumowanie sygnałów pojawiających się w oknie koincydencji na sąsiednich paskach. Można również wykorzystywać algorytmy opierające się choćby na zastosowaniu środka ciężkości sygnału po podziale ładunku w celu wyznaczenia koordynaty miejsca oddziaływania promieniowania za strukturą [40][31].

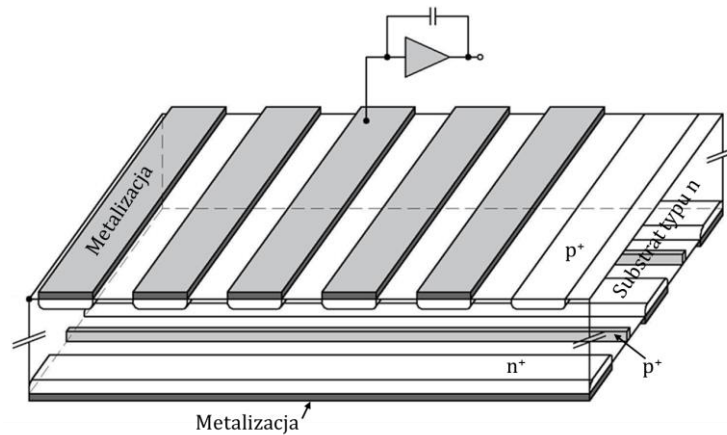
Granulacja detektora, czyli szerokości pasków i odstępów pomiędzy nimi, są często uwarunkowane gęstością połączeń elektrycznych pomiędzy detektorem oraz układami odczytowymi. Minimalne odstępów stosowane w praktycznych realizacjach są rzędu 50  $\mu\text{m}$ . Jest to ograniczenie czysto techniczne, ale spójne z ograniczeniami fizycznymi spowodowanymi dyfuzją nośników ładunku w procesie transportu do elektrod odczytowych. Dla typowych zastosowań rozmycie dyfuzyjne chmury ładunków jest rzędu kilkudziesięciu mikrometrów i stosowanie mniejszych odstępów pomiędzy paskami niewiele wnosi do poprawy przestrzennej zdolności rozdzielczej. Ponadto należy mieć na uwadze, że przy

podziale wygenerowanego ładunku na kilka sąsiadujących pasków, na każdym z kanałów odczytowych otrzymuje się odpowiednio mniejszy sygnał i gorszy stosunek sygnału do szumu.



**Rysunek 4.1** Konstrukcja wraz z podstawową zasadą działania detektora paskowego jednostronnego; padające promieniowanie generuje nośniki ładunku w objętości czynnej sensora, które następnie są unoszone w polu elektrycznym do odpowiednich elektrod

Technologia sensorów paskowych pozwala na skonstruowanie detektora dwuwymiarowego poprzez segmentację elektrod odczytowych po obu jego stronach. Trzeba przy tym pamiętać, że tylko po jednej stronie istnieje złącze prostujące i jeżeli podzielimy elektrodę odczytową po stronie tego złącza na paski, to poszczególne segmenty są w naturalny sposób odizolowane elektrycznie. Po stronie kontaktu omowego podzielenie elektrody odczytowej nie zapewnia izolacji elektrycznej indywidualnych pasków. Schemat sensora dwustronnego przedstawia Rysunek 4.2. Dwa zestawy elektrod w kształcie pasków są ustawione względem siebie pod kątem prostym. Pomiędzy paskami odczytowymi  $n^+$  są wstawione dodatkowe paski  $p^+$  w celu zapewnienia izolacji elektrycznej sąsiednich elektrod. Przy braku pasków izolujących  $p^+$  przy powierzchni półprzewodnika powstawałaby warstwa akumulacyjna o wzbogaconej koncentracji elektronów, która powodowałaby zwarcie pasków odczytowych  $n^+$  [31][48]. Stosuje się również inne techniki mające na celu przerwanie warstwy akumulacyjnej elektronów. Jedną z nich jest pokrycie całej powierzchni sensora warstwą dyfuzji o odpowiednio dobranej koncentracji domieszek akceptorowych zanim zostaną ukształtowane paski  $n^+$ . Zbyt mała koncentracja akceptorów nie będzie efektywnie przeciwdziałać zjawisku akumulacji elektronów, natomiast zbyt duża spowoduje powstanie wysokiego natężenie pola elektrycznego na granicy pasek-izolacja, co może prowadzić do przebicia. Kolejna technika wymaga wytworzenia struktury MOS (ang. Metal-Oxide-Semiconductor) pomiędzy paskami  $n^+$  poprzez zwiększenie szerokości metalizacji elektrod i przyłożenie do nich potencjału ujemnego, co spowoduje odpychanie elektronów z krytycznych obszarów [49].



**Rysunek 4.2 Schemat detektora paskowego dwustronnego z paskami izolującymi pomiędzy dolnymi paskami odczytowymi  $n^+$**

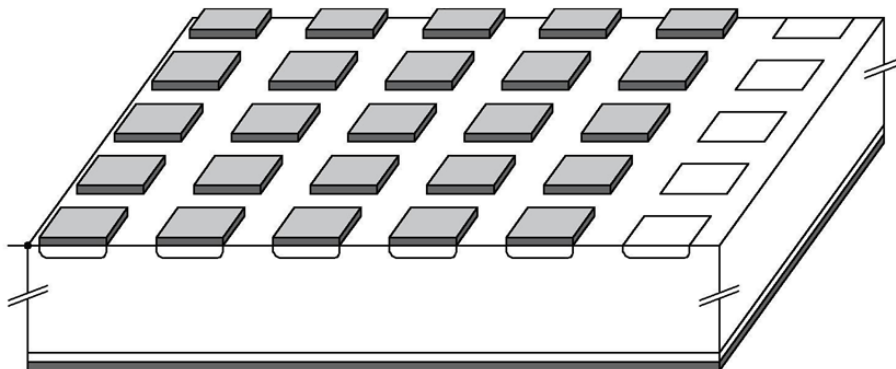
Dwustronne detektory paskowe dają możliwość uzyskania dwóch współrzędnych miejsca oddziaływania fotonu z materią sensora, dzięki temu, że wygenerowane nośniki ładunku indukują sygnały po obu stronach sensora. Koncepcja odczytu dwustronnych detektorów paskowych wymaga identyfikacji sygnałów, które pojawiają się równocześnie na paskach górnych i dolnych. Wprowadza to oczywiste ograniczenie natężenia rejestrowanych fotonów lub cząstek, gdyż w czasie odpowiadającym jednemu aktowi detekcji może pojawić się tylko jedno zdarzenie na cały detektor. Dlatego też układy elektroniki front-end takich detektorów powinny się charakteryzować dodatkowo dobrą czasową zdolnością rozdzielczą.

W zastosowaniach, w których wymagana jest wysoka wydajność zbierania ładunku, stosuje się pełne zubożenie detektora, realizowane poprzez podanie wysokiego napięcia polaryzującego złącze w kierunku zaporowym. W zależności od grubości detektora, rezystywności podłoża i zastosowania typowo używa się napięć polaryzacji rzędu 50-1000 V. Natomiast typowa grubość struktury krzemowej używana w zastosowaniach fizyki wysokich energii oraz spektrometrii to 100 do 1000  $\mu\text{m}$  [40]. Krawędź sensora może być otoczona pierścieniem ochronnym mającym na celu zmniejszenie prądów upływu do brzegu detektora, a także ujednoczenie rozkładu pola elektrycznego na krawędziach struktury [50].

## **4.2. Detektory padowe i pikselowe**

Technologia detektorów krzemowych umożliwia prawie dowolną segmentację elektrod odczytowych. Łatwo więc można skonstruować sensor dwuwymiarowy z odczytem jednostronnym w postaci matrycy pikseli, którego schemat przedstawia Rysunek 4.3. Wyzwaniem technologicznym, dla detektora opartego na takiej strukturze, jest elektronika odczytu, która docelowo musi być podłączona do każdego elementu detekcyjnego. Istotny jest również sam rozmiar komórki odczytowej. Im mniejszy, tym większa dokładność określenia pozycji oraz mniejsza pojemność złącza diodowego, co ma bezpośrednie przełożenie na mniejsze szумы. Nie można jednak dowolnie zmniejszać wymiarów elementów detekcyjnych ze względu na podział ładunku, który zmniejsza stosunek sygnału do szumu [51]. Pod uwagę

należy wziąć również ograniczenia konstrukcyjne technik łączenia sensora z wielokanałowym układem scalonym oraz powierzchni potrzebnych na układy elektroniki odczytowej.



**Rysunek 4.3 Schemat detektora padowego/pikselowego**

W literaturze przedmiotu został ugruntowany umowny podział tego typu detektorów na detektory pikselowe i detektory padowe. Detektory o rozmiarach pojedynczych segmentów rzędu  $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  nazywa się zwykle detektorami pikselowymi. Dla takich detektorów, ze względu na liczbę pojedynczych elementów sięgająca ponad 200 tysięcy oraz ich wymiary rzędu kilkudziesięciu  $\mu\text{m}$ , możliwym rozwiązaniem dla układów elektroniki odczytu są specjalizowane układy scalone o granulacji dopasowanej do granulacji sensora i połączenie obu struktur techniką typu *bump-bonding*, opisaną niżej [56][57]. Detektory o rozmiarach pojedynczych segmentów rzędu  $1\ \text{mm}^2$  są nazywane detektorami padowymi. Stosunkowo duże rozmiary padów umożliwiają połączenie elementów elektrody z układami scalonymi z wykorzystaniem technik *wire-bonding* [51][52], co jest znacznie prostsze i tańsze w porównaniu z metodą *bump-bonding*. Kolejną przewagą sensorów padowych nad pikselowymi jest możliwość zarejestrowania sygnału wygenerowanego przez pojedynczy foton na pojedynczym kanale. Nawet dla tak dużych wartości wymiarów piksela jak  $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$  wygenerowany przez promieniowanie ładunek dzieli się na co najmniej dwa kanały [53]. Koncepcja detektorów padowych została wprowadzona w pracy [52], a następnie wykorzystana w szeregu eksperymentów fizycznych [54] jak również w urządzeniach do obrazowania medycznego [55]. Obecnie rozwijane technologie produkcji detektorów pikselowych omówione są poniżej.

#### **4.2.1. Detektory monolityczne**

Cechą charakterystyczną detektorów monolitycznych jest wykonanie matrycy sensora oraz układu elektroniki odczytu w pojedynczej strukturze krzemowej. Używane są one głównie do detekcji światła widzialnego. W zastosowaniach fizyki wysokiej energii detektory monolityczne są pożądane ze względu na łatwość montażu, koszt produkcji oraz pojemność detektora [58]. Technologia monolityczna wymaga budowy detektorów pikselowych na wysokorezystywnym podłożu typu p. Budowa sensora na takim podłożu

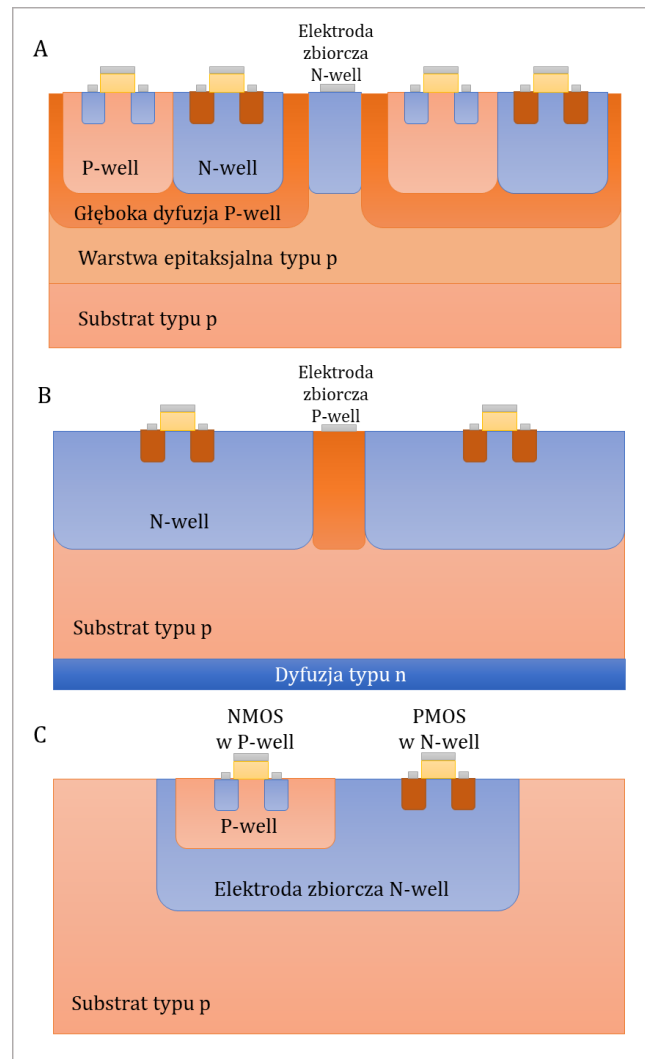


pozwała na rozbudowanie się warstwy zubożonej, skutkując zmniejszeniem pojemności i poprawą stosunku sygnału do szumu [61].

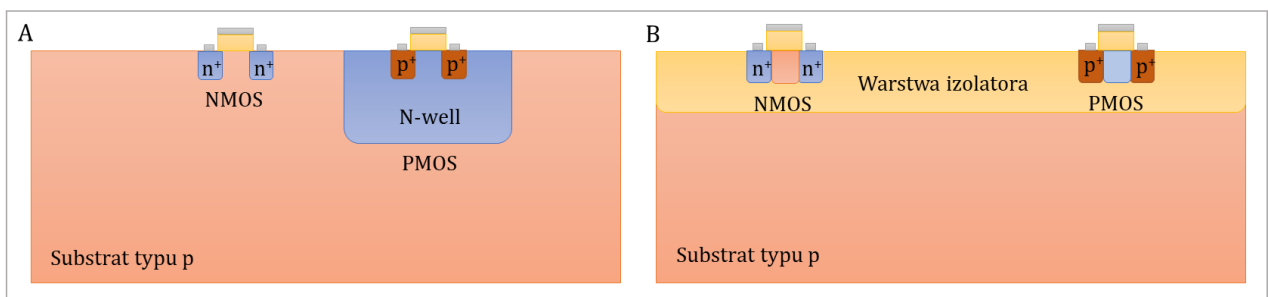
Tradycyjne detektory monolityczne wykonuje się w *technologii CMOS* (ang. Complementary Metal-Oxide Semiconductor). Elektronika odczytu zbudowana jest z tranzystorów NMOS i PMOS, a samą elektrodą odczytową może być studnia N-well lub P-well, w zależności od używanej konfiguracji. Rysunek 4.4 pokazuje przykładowe realizacje detektorów monolitycznych o różnych właściwościach: rysunek A przedstawia izolację studni N-well od piksela tego samego typu przy pomocy studni P-well. Wyzwaniem jest tu uzyskanie pełnego zubożenia pod studniami dla praktycznych poziomów napięcia i natężeń pola elektrycznego, tak aby większość ładunku sygnałowego generowanego w niezubożonej części warstwy epitaksjalnej była gromadzona przez elektrodę. Środkowy schemat (B) przedstawia zastosowanie elektrody zbiorczej tego samego typu co podłoże, powodując przesunięcie obszaru wysokiego pola elektrycznego na spód sensora. Pełne zubożenie podłoża jest konieczne do izolacji elektrod zbiorczych. Obwód elektroniki odczytu może być umieszczony w studni przeciwnego typu niż podłoże, a ponieważ w takim przypadku jest on umiejscowiony w obszarze niskiego pola elektrycznego, polaryzacja kilkoma voltami jest wystarczająca do odchylenia ładunku sygnałowego do elektrody zbiorczej. To podejście ma jednak wadę - złącze wykonywane na dolnej powierzchni struktury wymaga zastosowania dodatkowych etapów technologicznych w porównaniu do standardowych technologii. Rysunek C prezentuje kolejne podejście: odczyt jest zrealizowany w środku elektrody odczytowej. Powiększa to znacząco pojemność złącza i niesie ze sobą ryzyko sprzężenia sygnałów w obwodzie. Rozwiązanie to polepsza jednak w dużej mierze stosunek zbieranego ładunku wygenerowanego przez promieniowanie do traconego na skutek przejść przez obwody odczytowe [58].

Alternatywną technologią produkcji detektorów monolitycznych jest *SOI CMOS* (ang. Silicon-On-Insulator). Rysunek 4.5 przedstawia schemat tranzystorów budowanych w obu technologiach: A - standardowej, B - SOI. Różnicą jest warstwa izolatora (dwutlenek krzemu) oddzielająca wysokorezystywne podłoże od wyższej warstwy, w której jest wykonana elektronika odczytowa. Technologia SOI charakteryzuje się redukcją pojemności pasożytniczych do podłoża, zmniejszeniem prądów upływu oraz możliwością wykonania szybkich odwodów niskiej mocy [59].

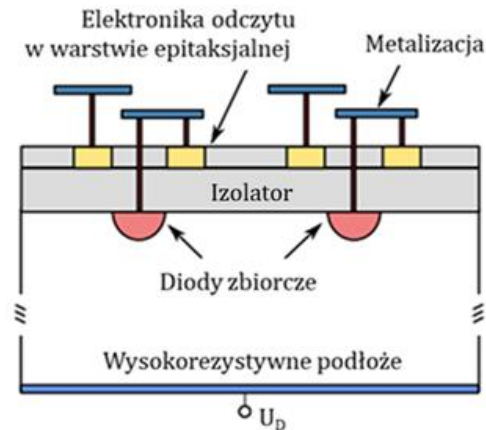
Rysunek 4.6 prezentuje zasadę działania pikselowego detektora wykonanego w technologii SOI. Wygenerowany przez promieniowanie ładunek jest zbierany przez odpowiednie elektrody - dalej sygnał jest czytany przez elektronikę odczytu. Główną wadą tego typu sensorów jest wrażliwość na uszkodzenia radiacyjne. Po naświetlaniu w warstwach dwutlenku krzemu pozostają dodatnio naładowane defekty, które zaburzają rozkład pola elektrycznego w sensorze oraz wpływają na elektronikę odczytu (zmieniają m.in. poziom napięcia progowego tranzystorów) [59][60].



**Rysunek 4.4** Przykładowe realizacje piksela w technologii monolitycznej CMOS: A - przedstawia izolację studni N-well od piksela tego samego typu przy pomocy głębokiej studni P-well, B - zastosowanie elektrody zbiorczej tego samego typu co podłoże, powoduje przesunięcie obszaru wysokiego pola na spód sensora, C - odczyt jest zrealizowany w środku elektrody odczytowej [58]



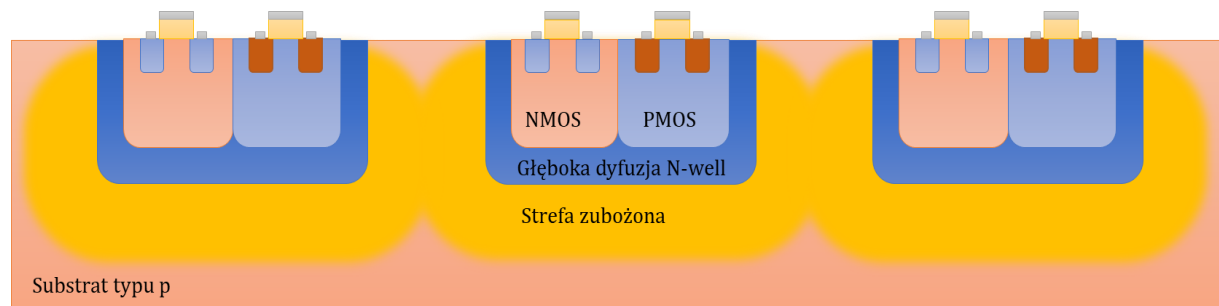
**Rysunek 4.5** Porównanie technologii monolitycznych: A - standardowej CMOS i B - SOI CMOS [59]



**Rysunek 4.6** Zasada działania detektora SOI; wygenerowany przez promieniowanie ładunek jest zbierany przez odpowiednie elektrody, a dalej sygnał jest rejestrowany przez elektronikę odczytową znajdującą się w warstwie epitaksjalnej [60]

#### 4.2.2. Wysokonapięciowa technologia CMOS

Kolejną wersją detektorów monolitycznych rozwijanych m. in. dla eksperymentów fizyki cząstek elementarnych są detektory oparte na *wysokonapięciowej technologii CMOS* (ang. high voltage CMOS, skrót HVCMOS). Elementem detekcyjnym jest złącze N-well-substrat-p (Rysunek 4.7). Obszar aktywny jest zubożony napięciem polaryzacji dochodzącym do 160 V. Wysokie napięcie jest używane do zubożenia części substratu wokół struktury N-well. Głównym mechanizmem zbierania ładunku jest dryft wygenerowanych nośników w obszarze zubożonym. Część sygnału pochodząca z niezubożonego regionu jest zbierana poprzez dyfuzję nośników ładunków. Ze względu na grubszą warstwę zubożoną HVCMOS znacznie lepiej nadaje się do detekcji promieniowania X w porównaniu ze standardową technologią CMOS.



**Rysunek 4.7** Schemat struktury HVCMOS [61]

Różnice pomiędzy HVCMOS a pozostałymi detektorami monolitycznymi są następujące:

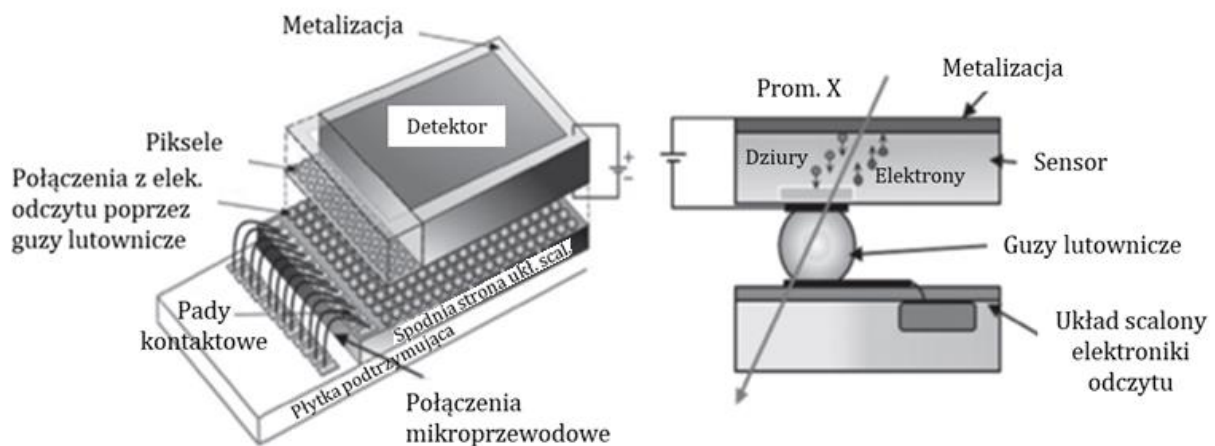
- inny mechanizm zbierania ładunku: dryf w przypadku HVCMOS, dyfuzja w przypadku detektorów monolitycznych;
- inna natura obszaru aktywnego – zubożone podłoże w przypadku HVCMOS, warstwa epitaksjalna w detektorach monolitycznych;

- inna pozycja elektroniki odczytowej – dla HVCMOS w środku piksela, dla sensorów monolitycznych – w bliskiej odległości od piksela (istnieją również monolityczne detektory z elektroniką wbudowaną w piksel, opisane w rozdziale 4.2.1., jednak zwyczajowo używa się innych konstrukcji).

Zaletami technologii wysokonapięciowej w stosunku do detektorów hybrydowych są niższe koszty produkcji, możliwość użycia mniejszych pikseli oraz zmniejszenie ilości materiału powodującego rozpraszanie cząstek naładowanych i absorpcję promieniowania X [61][64].

#### 4.2.3. Detektory hybrydowe

Pomimo oczywistych zalet detektorów monolitycznych, w fizyce wysokich energii nadal dominują detektory hybrydowe. Ich cechą szczególną jest wytworzenie sensora oraz elektroniki odczytu na dwóch niezależnych strukturach krzemowych i późniejsze połączenie ich za pomocą metody *bump-bonding*, nakładając na siebie dwa elementy (co nazywane jest łączeniem typu *flip-chip*). Bump-bonding polega na osadzeniu grubej warstwy lutu indowego na całej powierzchni sensora. Po podgrzaniu lut wytapia się pozostawiając małe kulki – guzy lutownicze znajdujące się tylko na polach kontaktowych [62]. Detektory hybrydowe idealnie nadają się do detekcji pojedynczych fotonów promieniowania X. Oferują niskie poziomy szumów, szybkość, dobrą wydajność kwantową oraz możliwość określenia energii padającego promieniowania pod warunkiem zastosowania odpowiedniej elektroniki front-end [40].



**Rysunek 4.8 Schemat detektora pikselowego hybrydowego oraz połączenie bump-bonding [63]**

Reprezentatywnym przykładem hybrydowych pikselowych detektorów promieniowania X jest Medipix. Jest to rodzina detektorów zliczających pojedyncze fotony rozwijanych przez Europejską Organizację Badań Jądrowych CERN. Opracowano je na potrzeby obrazowania w medycynie, jednak z sukcesami używany jest w eksperymentach fizycznych i dozymetrii. Głównymi wymogami w obrazowaniu, które spełnia Medipix, są: wysoka wydajność detekcji, odpowiednia przestrzenna zdolność rozdzielcza oraz klasyfikacja pojedynczych fotonów względem energii. Jest on w stanie w czasie rzeczywistym

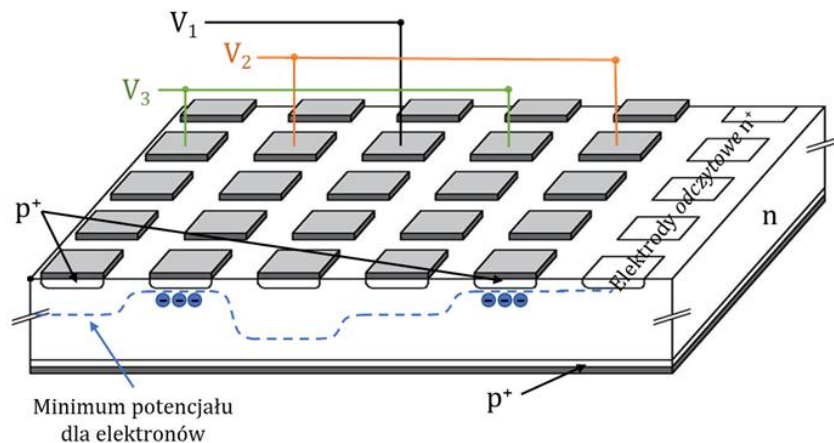
dostarczać informacji o intensywności i spektrum promieniowania. Wykorzystywany jest do detekcji różnego promieniowania, również neutronowego po zastosowaniu materiałów o dużym przekroju czynnym na interakcję z neutronami. Ze względu na znakomite parametry jest stosowany do ustalania wydajności różnych systemów detekcyjnych [63]. Kolejne generacje tego modułu przedstawiają się następująco:

- Medipix-1 posiada matrycę 64x64 pikseli z wymiarem pikseli 170  $\mu\text{m}$ . Kanał odczytu posiada komparator z ustawialnym progiem. Krawędź detekcji wynosi  $\sim 5.5$  keV. Maksymalna szybkość zliczania 2 MHz/piksel.
- Medipix-2 posiada zmniejszony wymiar piksela do 55  $\mu\text{m}$ , a liczbę pikseli zwiększono do matrycy 256x256. Do każdego piksela podpięto dwa dyskryminatory o ustawialnym poziomie dyskryminacji (górnym i dolnym). Maksymalna szybkość zliczania spadła wraz z wielkością elementu detekcyjnego do 100 kHz/piksel.
- Medipix-3 posiada takie same wymiary jak jego wcześniejsze wydanie. Polepszo jednak energetyczną zdolność rozdzielczą oraz dodano korekcję podziału ładunku między sąsiednie piksele. Każdy kanał wyposażono w dwa liczniki, które są używane w różnych trybach detekcji. Pozwala to na ciągły odczyt nawet do 8 progów dyskryminacji energii równocześnie oraz obrazowanie w kolorze.
- Najnowsza, rozwijana od 2016 roku, generacja Medipix-4 skupia się na możliwości łączenia kilku tego typu detektorów w moduły detekcyjne ze wszystkich czterech stron (do tej pory jest to możliwe tylko z 3 stron, gdyż czwarta strona służy do podłączenia układów peryferyjnych, które umożliwiają odczyt elektroniczny). Jest to możliwe dzięki zastosowaniu technologii sensorów bezkrawędziowych omówionych w rozdziale 4.6. Kolejnym celem jest osiągnięcie szybkości obrazowania rentgenowskiego z szybkościami zgodnymi z medycznymi skanami tomografii komputerowej [65].

### **4.3. CCD - charge-coupled device**

Detektory *CCD* (ang. charge-coupled device) służą do detekcji światła widzialnego. Ich unikatowa budowa opiera się na matrycy kondensatorów MOS, zbudowanej na niskorezystywnym krzemie o grubościach warstwy zubożonej rzędu 4-15  $\mu\text{m}$  [66]. Taka grubość wystarcza, gdyż światło widzialne w krzemie w ponad 90% zaabsorbowane zostaje do 30 nm od powierzchni sensora [67]. Z punktu widzenia detekcji promieniowania X jest ona jednak niewystarczająca. Oparte na metodzie działania sensorów CCD detektory promieniowania rentgenowskiego nazwano pn-CCD. Zbudowane są one na wysokorezystywnym krzemie, z dzieloną górną elektrodą. Jeśli przyłożone zostanie ujemne, niesymetryczne napięcie pomiędzy obie elektrody powstanie minimum potencjału elektrycznego przy powierzchni segmentów. Minimum to rozciąga się wzdłuż całej

szerokości detektora równoległe do powierzchni sensora. Wygenerowane przez promieniowanie elektrony zostają uwięzione w wytworzonej dolinie potencjału. Do kolejnych złącz p<sup>+</sup>-n, tworzących elektrodę odczytową, przykłada się okresowo zmienny potencjał, co zapewnia transport elektronów poprzez minimum potencjału do elektrody odczytowej n<sup>+</sup> (Rysunek 4.9). Kolejną charakterystyczną cechą modułów CCD jest specjalnie skonstruowany odczyt czasowy sterowany przez zegar zsynchronizowany z podawanymi na złącza potencjałami  $V_1, V_2, V_3$  przesuniętymi względem siebie o 1/3 okresu. Dziury zbierane przez dolną elektrodę nie tworzą sygnału użytecznego.

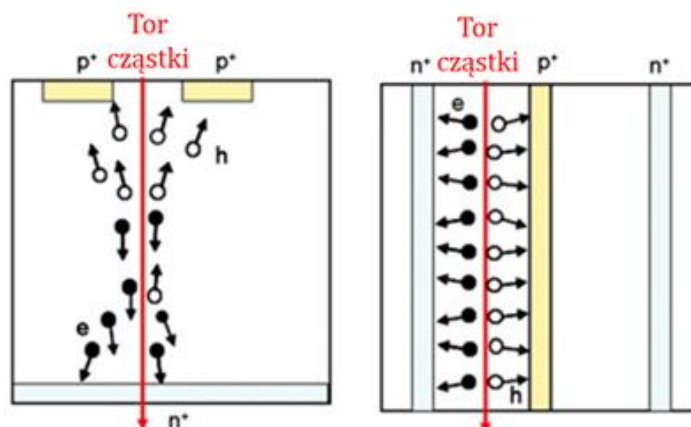


**Rysunek 4.9 Zasada działania pn-CCD. Wygenerowane przez promieniowanie elektrony zostają uwięzione w wytworzonej dolinie potencjału. Do kolejnych złącz p<sup>+</sup>-n tworzących elektrodę odczytową przykłada się okresowo zmienny potencjał, co zapewnia transport elektronów poprzez minimum potencjału do elektrody odczytowej n<sup>+</sup> [31]**

Wadą tego typu sensorów jest to, że w czasie odczytu mogą pojawić się nowe fotony, które wygenerują elektrony w nieodczytanych jeszcze paczkach sygnałowych. Dlatego zwykle konieczne jest zaprzestanie oświetlania sensora podczas odczytu, w celu wyeliminowania spiętrzeń sygnału, zakłócając w ten sposób cykl pracy. W przypadku pomiarów ze źródłami synchrotronowymi czas spędzony na odczycie pn-CCD może przekraczać czas ekspozycji [31][68].

#### 4.4. Detektory krzemowe 3D

Główną zaletą sensorów 3D jest precyzja odtwarzania śladów przelatujących przez nie cząstek uzyskana dzięki rewolucyjnemu rozwiązaniu: elektrody zbiorcze występują w formie cylindrycznych struktur p<sup>+</sup>/n<sup>+</sup>, przechodzących przez całą lub większą część grubości detektora (Rysunek 4.10).



**Rysunek 4.10** Przekroje poprzeczne przez sensor planarny (lewy) i 3D (prawy) porównujące budowę oraz sposób zbierania ładunku [69]

Pozwala to na szybsze i bardziej wydajne zbieranie ładunku wytworzonego przez cząstkę, zmniejsza strefę martwą detektora nawet do kilku mikrometrów od krawędzi elektrody oraz redukuje napięcie pełnego zubożenia (Tabela 4.1).

**Tabela 4.1** Porównanie wybranych parametrów detektorów krzemowych planarnych i 3D używanych w fizyce wysokich energii [69]

Geometria detektora	3D	Planarna
Zasięg zbierania ładunku	$\sim 50 \mu\text{m}$	200-300 $\mu\text{m}$
Napięcie zubożenia	$< 10 \text{ V}$	30-100 V
Czas zbierania ładunku	$\sim \text{ns}$	dziesiątki ns

Sensory krzemowe o strukturze 3D są rozwijane w celu ograniczenia wpływu uszkodzeń radiacyjnych na wydajność zbierania ładunku. Mała odległość oraz jednorodne pole elektryczne powstałe między elektrodami  $n^+$  oraz  $p^+$  zmniejsza prawdopodobieństwo pułapkowania wygenerowanych nośników ładunku przez defekty powstałe na skutek napromieniania dużymi fluencjami. Znając oczekiwaną fluencję, dystans pomiędzy owymi elektrodami może być regulowany na poziomie projektowania i produkcji w celu osiągnięcia najlepszej wydajności, najwyższej amplitudy sygnału i najlepszego stosunku sygnału do szumu dla danego zastosowania [69][70].

#### 4.5. Detektory na podłożu p

Historycznie większość detektorów paskowych i pikselowych była wykonywana na niskodopowanym krzemie typu n, gdyż taki materiał był dostępny w przemyśle elektronicznym. Z punktu widzenia zasady działania detektora nie ma istotnej różnicy pomiędzy detektorem opartym na złączu  $p^+ - n$  lub  $n^+ - p$ . *Detektory na podłożu p* (ang. p-bulk sensors) są rozwijane na potrzeby eksperymentów fizyki wysokich energii, w których

występuje duża fluencja cząstek powodująca zniszczenia radiacyjne. Są to najczęściej detektory paskowe lub pikselowe o złączu n<sup>+</sup>-p. Badania pokazały, że zbieranie ładunku przez zniszczony radiacyjnie sensor typu p-bulk jest wystarczające, aby uzyskać zadowalający stosunek sygnału do szumu (15–20 dla sensora o grubości 320 μm przy polaryzacji 500 V) [71]. Główną wadą sensorów na podłożu n, pod względem uszkodzeń radiacyjnych, jest wymóg pełnego zubożenia, w celu zapewnienia efektywnego zbierania ładunku. Jest to trudne do zrealizowania, gdyż wraz z dawką zmniejsza się napięcie przebicia detektora. Pod wpływem dużej fluencji pojawiają się stany akceptorowe, które zmieniają typ półprzewodnika w podłożu z n na p, uniemożliwiając pełne zubożenie. Takiego zjawiska nie obserwuje się natomiast dla sensorów typu p-bulk.

Indukowany na skutek zniszczeń radiacyjnych wzrost prądu upływu dla sensorów na podłożu p ma podobny poziom do wzrostu prądu upływu w detektorach o podłożu n. Z drugiej jednak strony sensory te wykazują niestabilność w działaniu przy małych dawkach [71]. Jest to spowodowane m. in. strukturą krawędzi, która utrzymuje wysokie natężenie pola elektrycznego; strukturą pasków, na której łatwo pojawiają się mikrowyładowania oraz niestabilną izolacją n<sup>+</sup>-pasków. Z powodu dodatnich ładunków powstających w tlenkach i pułapek ładunkowych na granicy między warstwą krzemu a warstwą SiO<sub>2</sub>, elektrony przyciągane do ładunków dodatnich rozwijają warstwę akumulacyjną, która zwiera ze sobą paski. Struktury izolacyjne typu p pomiędzy paskami typu n, wspomniane w rozdziale 4.1., mają zapobiegać tworzeniu się warstwy akumulacyjnej [72].

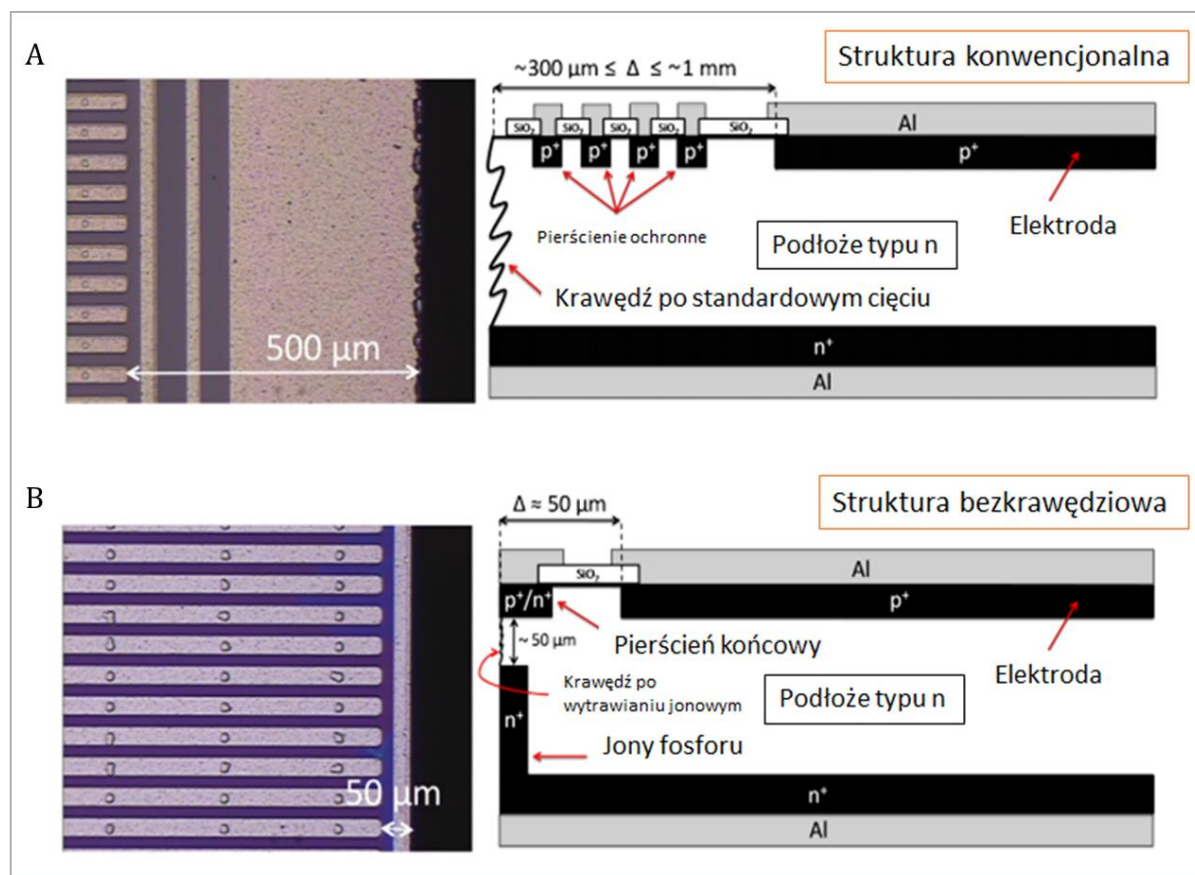
#### **4.6. Sensory bezkrawędziowe**

Sensory bezkrawędziowe (ang. edgeless sensors) są odpowiedzią na zapotrzebowanie na detektory o dużych powierzchniach budowanych z mniejszych modułów. Przykładowo, poczwórny moduł Medipix posiada powierzchnię aktywną ok. 8 cm<sup>2</sup>, natomiast do wielu zastosowań w obrazowaniu medycznym potrzebne są detektory o powierzchni 40 × 40 cm<sup>2</sup> [73]. Przy budowie detektorów o większych powierzchniach powstają strefy martwe związane z nieaktywnymi brzegami sensorów i miejscem na podłączenie peryferyjnych obwodów układów scalonych. Pierwszą kwestią jest uwolnienie krawędzi sensora, oryginalnie służącej do połączeń z urządzeniami peryferyjnymi (jak w module Medipix-3). Prowadzone są prace nad pionowymi połączeniami wykorzystywanymi w montażu układów scalonych 3D. Te tak zwane „przelotki krzemowe” (ang. through-silicon-vias) są otworami wytrawionymi w strukturze, wypełnionymi miedzią, zapewniającymi kontakt ze scalonym układem elektroniki odczytu. Jeśli chodzi o sam sensor, to należy zminimalizować nieaktywne struktury pierścienia ochronnego otaczające obszar aktywny. Wymagana szerokość tych struktur jest określona przez gęstość defektów krawędziowych które są bezpośrednią konsekwencją wycinania struktur z płytek produkcyjnych. Minimalizację prądów krawędziowych, która pozwala na zmniejszenie nieaktywnej części krawędzi, można osiągnąć przez dokładniejsze oddzielanie struktur krzemowych np. przy pomocy wysokoreaktywnego trawienia jonowego lub cięcia laserowego. Trawienie powoduje mniejsze uszkodzenia powierzchni niż konwencjonalne



wycinanie ostrzem diamentowym i można je łatwo wdrożyć w standardowym procesie wytwarzania układów scalonych.

Aby zapobiec dostawaniu się generowanych na krawędziach nośników ładunku do obszaru aktywnego, strefa zubożona musi zostać ograniczona. Tradycyjnie zestaw wielu pierścieni ochronnych kształtuje pole elektryczne i stopniowo „rozmywa” strefę zubożoną w kierunku krawędzi. Zajmuje to jednak znaczną powierzchnię, co powoduje stosunkowo szeroką pasywną strefę wokół obszaru aktywnego sensora. Aby ograniczyć obszar nieaktywny, stosuje się technologię aktywnej krawędzi, tj. krawędzie są domieszkowane, tworząc połączenie z podłożem. Ta technologia była pierwotnie używana do produkcji detektorów 3D [74]. Pierścień ochronny typu p działa jako pierścień blokujący prąd, tzn. przechwytuje nośniki ładunku generowane przez defekty krawędziowe. Jednocześnie „prostuje” linie ekwipotencjalne na krawędzi, zmniejszając w ten sposób potencjalne lokalne maksima natężenia pola elektrycznego, redukując ryzyko przebicia. Zdjęcia krawędzi i przekroje poprzeczne konwencjonalnej struktury oraz sensora *edgeless* przedstawia Rysunek 4.11. Widoczne różnice w topologii krawędzi to odległość strefy czynnej od krawędzi i szerokość pierścienia ochronnego. Podczas gdy konwencjonalnie produkowane detektory zwykle posiadają niewrażliwy obszar rzędu kilkuset mikrometrów, odległości od brzegu detektorów *edgeless* wynoszą od 10  $\mu\text{m}$  do 300  $\mu\text{m}$ . Szerokość pierścienia ograniczającego wynosi od 5 do 30  $\mu\text{m}$ . Należy zwrócić również uwagę na odpryski na brzegu detektora konwencjonalnego powstałe po użyciu ostrza diamentowego [73].



Rysunek 4.11 Porównanie struktury sensora: A - konwencjonalnej i B - bezkrawędziowej [73]

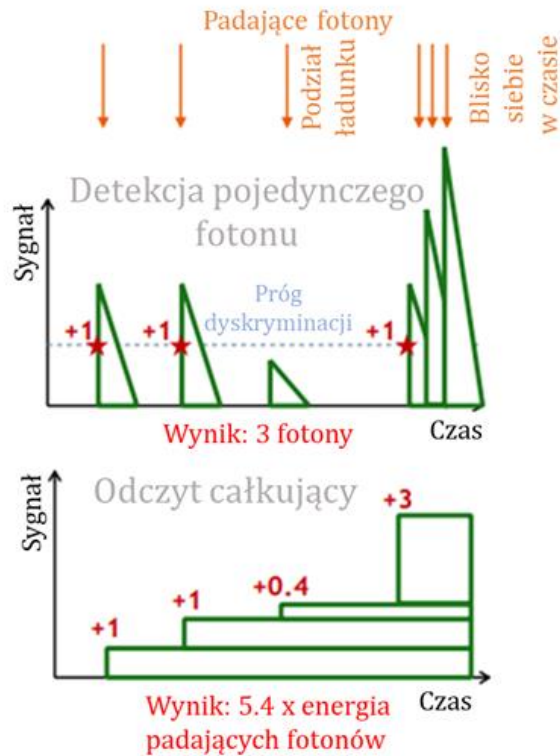
## **4.7. Detektory pikselowe do eksperymentów wykorzystujących promieniowanie synchrotronowe**

Detektory budowane na potrzeby detekcji promieniowania rentgenowskiego ze źródeł synchrotronowych oraz rentgenowskiego lasera na swobodnych elektronach (XFEL) powinny spełniać wymagania na wysoką przestrzenną zdolność rozdzielczą oraz wysoką częstość zliczeń (XFEL charakteryzuje się częstotliwością powtarzania impulsów dochodzącą do 4.5 MHz). W tym celu wykorzystywane są dwie technologie: hybrydowa i monolityczna. Obie technologie pozwalają na budowanie detektorów o unikatowych właściwościach, dedykowanych do określonej klasy eksperymentów, takich jak detekcja pojedynczego fotonu czy duże zakresy dynamiczne. Na ogół jednak nie umożliwiają one pomiarów spektrometrycznych. Z drugiej strony, w większości eksperymentów wykorzystujących rozpraszanie promieniowania synchrotronowego stosuje się wiązki monochromatyczne i nie ma potrzeby wykonywania pomiarów spektrometrycznych [75].

### **4.7.1. Detektory hybrydowe**

Detektory hybrydowe do zastosowań detekcji promieniowania synchrotronowego dzieli się na dwa typy w zależności od metody odczytu: całkujące oraz z detekcją pojedynczego fotonu. Rysunek 4.12 przedstawia zasadę działania zliczania pojedynczych fotonów oraz odczytu całkującego. Jeśli wygenerowany przez promieniowania sygnał osiąga ustawiony z góry poziom następuje zliczenie zdarzenia. Oszacowanie natężenia padającego promieniowania jest jednak niedokładne, gdy wygenerowany ładunek podzieli się między sąsiadujące segmenty lub gdy nastąpi spiętrzenie sygnału spowodowane czasem martwym elektroniki odczytu (*pile-up*). Przy zastosowaniu dwóch lub większej liczby progów dyskryminatorów można rejestrować fotony tylko z wybranego okna energetycznego.

Odczyt całkujący natomiast pozwala na rejestrowanie całkowitego ładunku wygenerowanego w detektorze przez strumień fotonów w określonym przedziale czasowym. Ładunek scałkowany w danym czasie jest więc proporcjonalny do liczby zdarzeń, czyli liczby fotonów oddziałujących z materialem sensora przy założeniu monochromatycznej wiązki fotonów. Pozwala to na całkowitą eliminację problemów z podziałem ładunku między sąsiednie elektrody oraz z ograniczeniem szybkości układów elektroniki front-end dla wiązek o dużym natężeniu. Odczyt ten jest niezbędny w pomiarach z laserami rentgenowskimi, gdzie fotony z pojedynczego impulsu docierają do sensora w czasie mniejszym niż 100 fs. Wadą tego systemu jest jednak całkowanie ładunku związanego z prądem upływu struktury i brak możliwości elektronicznej selekcji fotonów z zadanego okna energetycznego [10].



**Rysunek 4.12 Porównanie detekcji pojedynczych fotonów i odczytu całkowitego [78]**

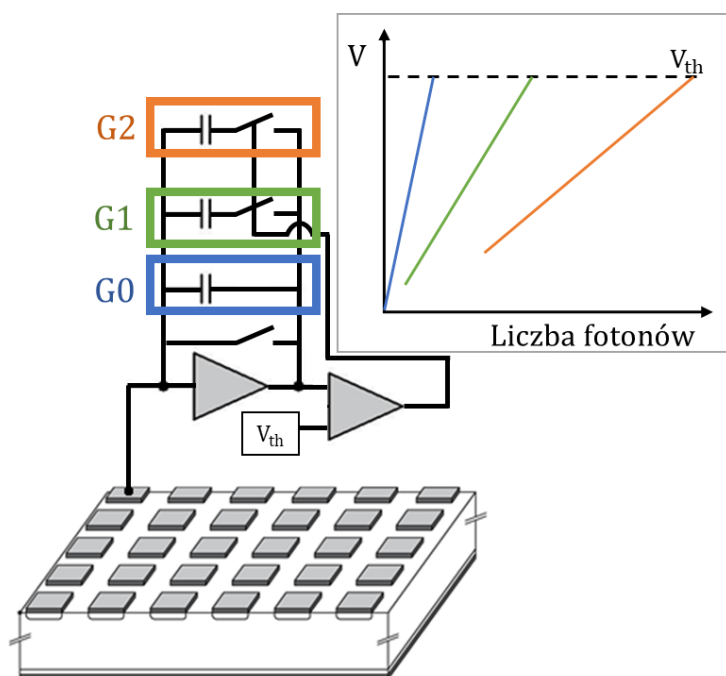
Najważniejszymi detektorami umożliwiającymi detekcję pojedynczych fotonów X, opracowanymi w ostatnim czasie są:

- PILATUS – pierwszy detektor zliczający pojedyncze fotony szeroko wykorzystywany do pomiarów synchrotronowych na całym świecie. Opracowany w 2003 roku sensor posiada wymiary 2000 x 2000 pikseli i górny limit detekcji ok.  $5 \cdot 10^5$  fotonów/piksel na sekundę dla energii promieniowania powyżej 6 keV. Dane są gromadzone w 20-bitowych licznikach, a szumy wzmacniacza odpowiadające rozdzielczości energetycznej na poziomie 635 eV FWHM pozwalają na detekcję pojedynczych fotonów nawet poniżej energii 6 keV. Niemniej jednak, stosunkowo duży rozmiar piksela wynoszący 172  $\mu\text{m}$  oraz ograniczona częstotliwość zliczania stają się obecnie ograniczeniami w różnych eksperymentach [76]. W następstwie detektora Pilatus grupa badawcza w Instytucie Paula Scherrera opracowała moduł EIGER;
- EIGER – każdy jego piksel (o wymiarach 75  $\mu\text{m}$  x 75  $\mu\text{m}$ ) zaopatrzony jest w 12-bitowy licznik oraz 12-bitową pamięć, co praktycznie eliminuje czas martwy odczytu, przechowując ostatnio zarejestrowany obraz w pamięci do czasu jego odczytania, podczas gdy licznik może w tym czasie rejestrować kolejne sygnały. Częstotliwość odczytowa wynosi od 8 kHz do 23 kHz [3];
- Medipix3 – posiada możliwość rejestracji dwóch obrazów dla dwóch różnych progów dyskryminacji równocześnie. Częstotliwość odczytu wynosi od 2 kHz do 24 kHz. Kolejną cechą charakterystyczną jest „komunikacja międzypikselowa” – kiedy jeden

z pikseli zarejestruje sygnał, sygnały z sąsiadujących segmentów są sumowane, co minimalizuje efekt podziału ładunku [75].

Do detektorów wykorzystywanych w detekcji promieniowania ze źródeł synchrotronowych i laserów rentgenowskich z odczytem całującym należą:

- LPD (ang. Large-Pixel Detector) posiada trzy równoległe wzmocnienia, co pozwala uzyskać wysoki zakres częstości zliczeń, oraz trzy odpowiadające im pamięci analogowe potrafiące przechować do 512 obrazów w czasie pomiaru. Jego wadą są relatywnie duże piksele o wymiarach 0.5 mm x 0.5 mm, które muszą pomieścić trzy odrębne systemy odczytowe [7];
- JUNGFRU (ang. adJUstiNg Gain detector FoR the Aramis User station) dysponuje przedwzmacniaczem o przełączanym wzmocnieniu ładunkowym w każdym pikselu, który automatycznie dopasowuje wzmocnienie do wielkości ładunku zgromadzonego na elektrodzie poprzez dołączanie lub odłączanie kolejnych kondensatorów (Rysunek 4.13). Blok automatycznego przełączania wzmocnienia jest zbudowany z dyskryminatora o zmiennym poziomie dyskryminacji oraz logiki sterującej przełączaniem. System dynamicznego przełączania wzmocnienia jest motywowany potrzebą czułości na poziomie detekcji pojedynczego fotonu przy jednoczesnym pokryciu zakresu dynamicznego czterech rzędów wielkości sygnału wejściowego (fotonów/piksel). JUNGFRU potrafi rejestrować pojedyncze fotony o energiach od 1.5 keV [10][77];



**Rysunek 4.13 Zasada działania przedwzmacniacza z przełączanym wzmocnieniem w systemie JUNGFRU. Kolejne kolory krzywych odpowiedzi odpowiadają poszczególnym kondensatorom podłączanym do przedwzmacniacza [78]**

- MÖNCH (ang. Micropixel with enhanced pOosition rEsolution usiNg CHarge integration) posiada niskoszumny odczyt – 450 eV FWHM przy charakterystycznym wymiarze piksela 25  $\mu\text{m}$ , co pozwala na obrazowanie subpikselowe poprzez analizę miejsca oddziaływania foton po fotonie [9];
- ePix – sensory charakteryzujące się zmaksymalizowanym górnym limitem detekcji w stosunku do szumu toru odczytowego: ePix100 – limit detekcji 100 fotonów o energii 8 keV na piksel przy szumach 425 eV FWHM, ePix10k – limit detekcji  $10^4$  fotonów o energii 8 keV na piksel przy szumach ok. 1 keV FWHM. Tak wysoki górny limit detekcji został osiągnięty dzięki systemowi dynamicznego przełączania wzmocnienia [79];
- DSSC (ang. DePFET (Depleted P-channel Field Effect Transistor) Sensor with Signal Compression) wykorzystuje nieliniową odpowiedź wzmacniacza do pokrycia całego zakresu intensywności padającego promieniowania. Został on wyposażony w pamięć cyfrową mogącą przechować do 800 obrazów w heksagonalnych pikselach o wymiarze ok. 200  $\mu\text{m}$ . Posiada niskoszumowy odczyt (szumy elektroniczne na poziomie 110 eV FWHM), jest zoptymalizowany do detekcji miękkiego promieniowania X, jednak nie pozwala na pomiar energii [8].

Osobnym zagadnieniem są sensory używane do detekcji promieniowania X powyżej 25 keV. Systemy takie wymagają półprzewodników o wysokiej liczbie atomowej (Ge, CdTe, GaAs) i są rozwijane w oparciu o system odczytowy Medipix3 [75].

#### **4.7.2. Detektory monolityczne**

Detektory monolityczne do eksperymentów wykorzystujących intensywne wiązki promieniowania X w porównaniu z detektorami hybrydowymi posiadają mniejsze szumy elektroniki odczytowej oraz możliwość wykonania mniejszych pikseli. Można wśród nich wyróżnić dwa typy: z pasywnymi i aktywnymi pikselami. Piksele pasywne posiadają funkcję kontrolującą przełączanie sygnałów, aby odczyt odbywał się na peryferiach sensora – głównym przedstawicielem tego typu rozwiązania jest CCD. Aktywne piksele natomiast charakteryzują się takimi funkcjami jak wzmacnianie oraz przetwarzanie sygnału.

Ostateczna funkcjonalność sensorów z pasywnymi pikselami jest wynikiem kompromisu między częstością odczytową a szumami elektroniki odczytowej. Do najważniejszych obecnie rozwijanych sensorów tego typu należą:

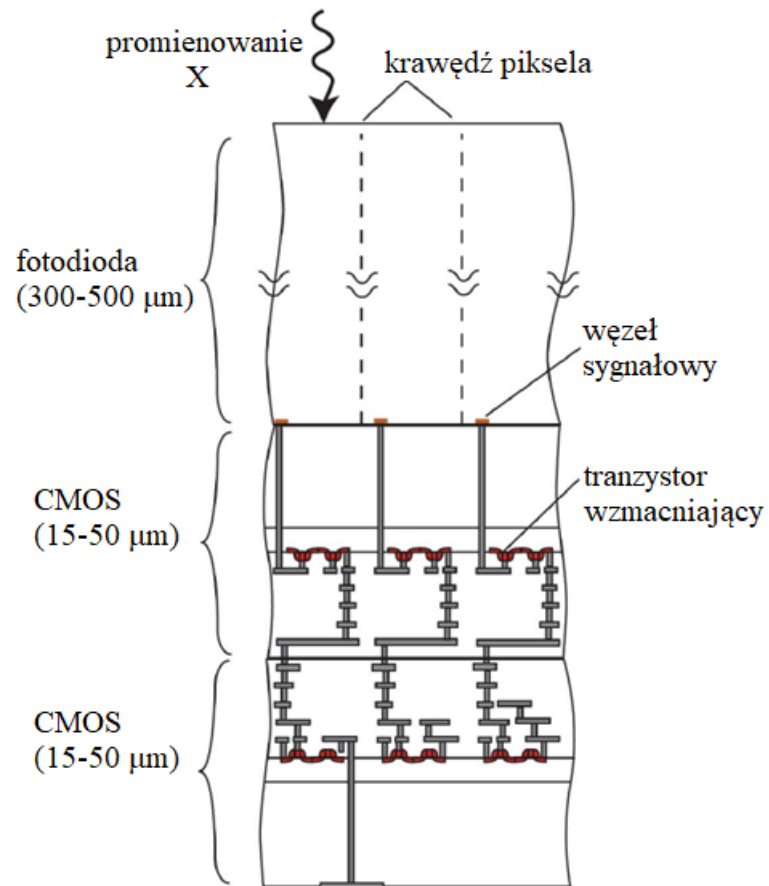
- pn-CCD rozwijany w Laboratorium Półprzewodników w Instytucie Maxa Plancka charakteryzuje się częstotliwością odczytu do 120 Hz, co jest 12 razy lepszym wynikiem niż konwencjonalne sensory CCD. Osiągnięcie tak wysokiej częstotliwości odczytu możliwe było dzięki zwiększeniu liczby wzmacniaczy odczytowych (po jednym dla każdej kolumny odczytowej). Odczyt niskoszumowy, dla którego szum elektroniczny zminimalizowano do 21 eV FWHM w temperaturze 223 K umożliwia detekcję pojedynczych fotonów nawet dla niskich energii promieniowania X poprzez późniejszą analizę zarejestrowanych sygnałów. Grubość sensora równa 500  $\mu\text{m}$

zapewnia wystarczającą wydajność detekcji nawet dla promieniowania X o wyższych energiach niż 10 keV [80];

- FastCCD jest zbudowany na konwencjonalnej strukturze MOS, co usprawnia jego produkcję i modyfikację. Posiada piksele o charakterystycznej wielkości 30  $\mu\text{m}$ , a poprzez zastosowanie zwiększonej liczby wzmacniaczy osiąga częstotliwość odczytów rzędu 200 Hz [81];
- MPCCD (ang. Multi-Port CCD) jest to zoptymalizowany MOS CCD pod względem mierzonej intensywności promieniowania wynoszącej 2700 fotonów o energii 6 keV na piksel, przy częstotliwości odczytu 60 Hz. Detektor ten posiada tylko 50  $\mu\text{m}$  grubości, co sprawia, że jest za cienki do pomiarów promieniowania X powyżej 10 keV [75].

Przykłady sensorów z aktywnymi pikselami używanymi do detekcji promieniowania synchrotronowego to:

- SOPHIAS (ang. Silicon-On-insulator PHoton Imaging Array Sensor) – oparty na technologii SOI z odczytem całkowitym. Większość wygenerowanego ładunku jest przekazywana do niskoszumowych elektrod zbierających, których górny limit detekcji wynosi 220 fotonów. Posiadają one na tyle niską pojemność w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza, że foton o energii 6 keV daje sygnał o amplitudzie ok. 4.7 mV, co eliminuje konieczność stosowania dodatkowych wzmacniaczy. Pozostałe elektrody zbierają tylko część ładunku, ale za to mogą mierzyć do  $10^4$  fotonów. Wadą tej technologii jest możliwość sprzężeń pomiędzy ciasno upakowanymi w strukturze tranzystorami oraz niska odporność na uszkodzenia radiacyjne [82];
- PERCIVAL (ang. Pixellated Energy-Resolving CMOS Imager, Versatile And Large) oparty na technologii CMOS, zoptymalizowany do detekcji miękkiego promieniowania X w granicach 250-1000 eV. Posiada górny limit detekcji  $10^5$  fotonów o energii 0.5 keV. Wymaga utrzymywania w niskich temperaturach, aby zminimalizować szumy układu odczytowego. Jego odporność na uszkodzenia radiacyjne wewnętrznej elektroniki również jest niska [83];
- VIPIC (Vertically Integrated Photon-Imaging Chip) – sensor (fotodioda) oraz elektronika odczytowa zostały połączone, wykorzystując trójwymiarową technologię łączenia tlenku-do-tlenku, która umożliwia niewielkie odstępstwa między strukturami rzędu kilku mikrometrów (Rysunek 4.14). Ta trójwymiarowa metoda łączenia zapewnia odczyt niskoszumny przy niższej konsumpcji mocy [75][84].



Rysunek 4.14 Schemat łączenia fotodiody oraz elektroniki odczytu w detektorze VIPIC [75]





## 5. Energetyczna zdolność rozdzielcza systemu detekcji

### 5.1. Generacja sygnału na elektrodzie odczytowej

Ładunki wygenerowane przez promieniowanie w objętości sensora dryfują i dyfundują (rozdział 3.3.) do odpowiednich elektrod. Ich ruch indukuje prądy na elektrodach odczytowych zgodnie z twierdzeniem *Ramo-Shockleya* [85]:

Jeśli układ  $L$  elektrod o potencjałach  $V_d$  ( $d = 1, \dots, L$ ), znajduje się w ośrodku o znanym rozkładzie przestrzennym przenikalności elektrycznej  $\epsilon(\vec{r})$ , niezależnej od pola elektrycznego, to położenie każdego z  $N$  nośników ładunku (ruchomych i nieruchomych)  $q_n$  opisane jest przez wektor  $\vec{r}_n(t)$ , a jego prędkość chwilowa przez  $\vec{v}_n(t)$ , gdzie  $n = 1, \dots, N$ . Wagowe natężenie pola elektrycznego  $\vec{\Psi}_d(\vec{r}_n)$  indukowane przez elektrodę  $d$ , liczone jest pod następującymi warunkami: przyłożenie do elektrody  $d$  potencjału jednostkowego, uziemienie pozostałych elektrod oraz usunięcie z objętości czynnej wszystkich ładunków. Prąd indukowany  $i_d(t)$  w czasie  $t$  na elektrodzie  $d$ , pochodzący od ruchu ładunku  $q_i$  dany jest wzorem (5.1):

$$i_d(t) = \sum_{i=1}^N q_n \vec{\Psi}_d(\vec{r}_n) \circ \vec{v}_n(t). \quad (5.1)$$

Aby obliczyć prąd indukowany na poszczególnych elektrodach odczytowych (segmentach) rozpatrzmy najczęściej stosowane złącze w sensorach planarnych:  $p^+-n$ , co oznacza elektrodę typu  $p^+$  na podłożu  $n$ . Po spełnieniu kryteriów na obliczenie wagowego pola elektrycznego i przy założeniu, że mamy do czynienia z płaskim, nieskończenie szerokim sensorem, takie złącze zachowuje się w przybliżeniu jak płaski kondensator o jednostajnym w całej strukturze natężeniu pola wagowego i objętości czynnej stanowiącej warstwę zubożoną  $W_d$ , stąd:

$$|\vec{\Psi}_d(\vec{r}_n)| = \frac{1}{W_d}. \quad (5.2)$$

Natomiast natężenie pola elektrycznego w układzie ruchomym  $E(x, t)$  związanym z dryfującymi dziurami i elektronami przybliża wzór:

$$E(x, t) = \frac{2U_p}{W_d^2} \left( -(W_d - x_0) \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pd,nd}}\right) \right). \quad (5.3)$$

gdzie:  $x_0$  – początkowe położenie ładunku (miejsce oddziaływania promieniowania z materiałem detektora),

$\tau_{pd,nd}$  – dielektryczna stała czasowa dziur lub elektronów, dana wzorem (5.4):

$$\tau_{pd,nd} = \frac{W_d^2}{2\mu_{p,n}U_P} = \frac{\epsilon_0\epsilon_S}{e\mu_{p,n}N_{d,a}}, \quad (5.4)$$

gdzie:  $\epsilon_0$  – przenikalność elektryczna próżni;  
 $\epsilon_S$  – względna przenikalność elektryczna półprzewodnika;  
 $e$  – ładunek elementarny;  
 $\mu_{p,n}$  – ruchliwość dziur lub elektronów;  
 $N_{d,a}$  – koncentracja domieszek donorowych lub akceptorowych.

Zależność między polem elektrycznym a prędkością dryfu poszczególnych nośników ładunku (wzór (3.16)) prowadzi do równania (5.5):

$$v_{p,n}(t) = \pm \frac{(x_0 - W_d)}{\tau_{pd,nd}} \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pd,nd}}\right), \quad (5.5)$$

gdzie:  $v_{p,n}(t)$  – prędkość dryfu dziur lub elektronów - znak plus dotyczy elektronów, natomiast znak minus dziur,

Na podstawie wzoru (3.6) można obliczyć szerokość warstwy zubożonej  $W_d$ . Jeśli przyjmemy, że złącze jest silnie niesymetryczne, co oznacza koncentrację domieszek donorowych kilka rzędów wielkości mniejszą niż akceptorowych, to szerokość warstwy zubożonej będzie pokrywać się w przybliżeniu z szerokością  $W_{dn}$  warstwy zubożonej rozwijanej w półprzewodniku typu n:

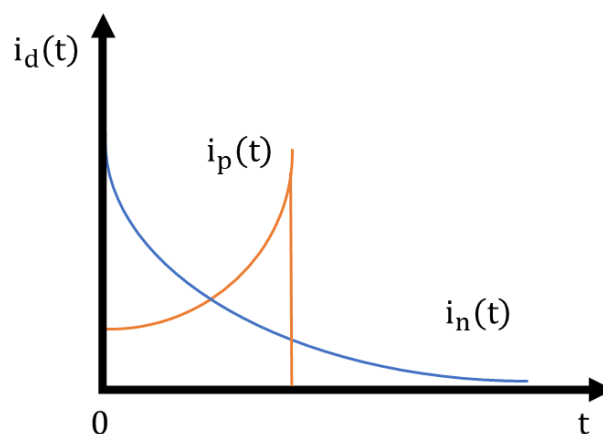
$$W_d \approx W_{dn} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}U}{eN_d}}. \quad (5.6)$$

Jako, że generacja pierwotnego ładunku przez promieniowanie X odbywa się w obszarze o wymiarze ułamka  $\mu m$  [22] możemy przyjąć, że jest punktowa w stosunku do grubości detektora. Wynika z tego, że położenia początkowe  $x_0$  i prędkości  $v_{p,n}(t)$  wszystkich nośników ładunku można uznać za takie same. Początkowy ładunek wygenerowany przez foton będzie zatem równy  $Q = \pm eN$ . Prąd wyindukowany na segmencie detekcyjnym przez tenże ładunek wyniesie [31][85]:

$$i_{p,n}(t) = \frac{Q(W_d - x_0)}{\tau_{pd,nd}W_d} \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pd,nd}}\right), \quad (5.7)$$

gdzie:  $i_{p,n}(t)$  – prąd dziur lub elektronów indukowany w elektrodzie, gdzie znak plus dotyczy elektronów, a znak minus dziur.

Rysunek 5.1 prezentuje przybliżony przebieg prądu dziurowego i elektronowego w czasie dla detektora krzemowego p<sup>+</sup>-n. W jego przypadku wartość ruchliwości dziur jest ok. 3 razy mniejsza od wartości ruchliwości elektronów, dlatego początkowe wartości prądów różnią się od siebie. Na podstawie równania (5.5) można wywnioskować, że prędkość dryfu dziur w czasie wzrasta eksponencjalnie, natomiast dla elektronów ten parametr przyjmuje coraz mniejsze wartości, co skutkuje teoretycznym czasem zbierania elektronów dążącym do nieskończoności [31][85].



Rysunek 5.1 Przykładowy przebieg prądu wyindukowanego na elektrodzie p<sup>+</sup> detektora półprzewodnikowego silnie niesymetrycznego p<sup>+</sup>-n w funkcji czasu

## 5.2. Fluktuacje sygnału

### 5.2.1. Fluktuacje Fano

Fluktuacje Fano określają najniższy możliwy poziom rozmycia odpowiedzi sensora wyznaczając graniczną szerokość połówkową  $FWHM_{Fano}$ :

$$FWHM_{Fano} = 2.355\sigma_{Fano} = 2.355\sqrt{FWE_0}, \quad (5.8)$$

gdzie: W – energia potrzebna na wygenerowanie pary elektron-dziura w półprzewodniku,  
 F – współczynnik Fano,  
 E<sub>0</sub> – energia promieniowania.

Jak można wywnioskować ze wzoru (5.8) im większa energia promieniowania tym większe bezwzględne rozmycie sygnału z detektora. [29]

### 5.2.2. Szumy elektroniczne

Szumy elektroniczne są związane z prądem upływu detektora oraz z układami elektroniki front-end. W rzeczywistych elementach elektronicznych szumy pojawiają się na skutek kilku równocześnie zachodzących zjawisk. Z punktu widzenia fizycznych przyczyn fluktuacji wyróżnia się następujące źródła szumów:

- *szum termiczny (cieplny)* – jest szumem gaussowskim, którego przyczyna leży w przypadkowych ruchach nośników w sieci krystalicznej w przewodniku i półprzewodniku, zależy on od temperatury zgodnie ze wzorem (5.9):

$$S_I = \frac{4kT}{R}, \quad (5.9)$$

gdzie:  $S_I$  – gęstość widmowa mocy szumu określająca zmianę wartości średniokwadratowej  $d\langle I_p^2 \rangle$  natężenia szumów w danym przedziale częstotliwości  $df$  ( $S_I = \frac{d\langle I_p^2 \rangle}{df}$ ),

$k$  – stała Boltzmanna,

$T$  – temperatura bezwzględna elementu,

$R$  – rezystancja elementu;

- *szum śrutowy* – szum gaussowski, powstaje przy stochastycznych przejściach nośników ładunku przez barierę potencjału. Jego gęstość widmowa mocy dana jest *formułą Schottky'ego*:

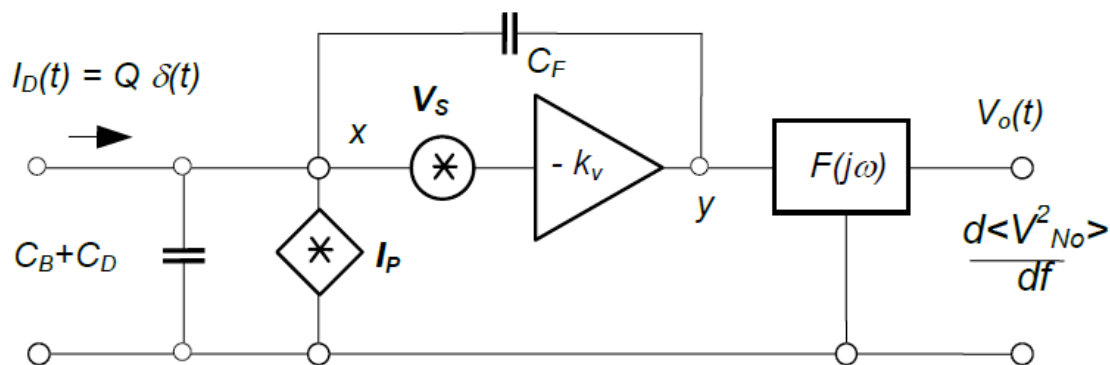
$$S_I = 2eI, \quad (5.10)$$

gdzie:  $I$  – wartość prądu przepływającego przez barierę potencjału w złączu diodowym;

- *szum generacyjno-rekombinacyjny* – jego genezą są losowe akty generacji i rekombinacji oraz stochastyczne procesy pułapkowania nośników;
- *szum nadmiarowy (szum typu 1/f, szum migotania)* – charakteryzuje się odwrotnie proporcjonalną wartością gęstości widmowej mocy w stosunku do częstotliwości. Dla konkretnych przyrządów elektronicznych powstało wiele modeli tłumaczących jego powstawanie, jednak geneza do tej pory nie została zunifikowana [43];
- *szum fotoemisji i emisji wtórnej* – szum podlegający rozkładowi dwumianowemu, którego przyczyną są fluktuacje statystyczne efektu fotoelektrycznego i zjawiska emisji wtórnej występującej podczas naświetlania powierzchni wiązką elektronów.

Poziom szumów w układzie elektroniki front-end może być wyrażony przy pomocy parametru *ENC* (ang. Equivalent Noise Charge). Jego definicja jest następująca: jest to taki ładunek, który po wprowadzeniu na wejście układu jako impuls prądowy o kształcie delty Diraca daje odpowiedź napięciową, której maksymalna wartość pokrywa się z wartością

skuteczną szumów. Rysunek 5.2 prezentuje zastępczy schemat szumowy toru spektrometrycznego. Jest to uproszczony schemat torów spektrometrycznych używanych jako elektronika odczytu detektorów. Na jego podstawie zostanie wyprowadzony wzór na ENC układu.



Rysunek 5.2 Zastępczy schemat szumowy toru spektrometrycznego [85]

Pojemność detektora dana jest parametrem  $C_D$ , natomiast płynący z niego prąd  $I_D$ .  $C_B$  jest sumaryczną pojemnością wejściowego tranzystora w przedwzmacniaczu. Dla powyższego schematu określono wejściową pojemność całkowitą:  $C_T = C_B + C_D$ .  $I_P$  oraz  $V_S$  to źródła ekwiwalentnych prądowych oraz napięciowych szumów elektronicznych. Gęstości widmowe mocy szumów opisujące te źródła przedstawione są wzorami (5.11) i (5.12):

$$\frac{d\langle I_P^2 \rangle}{df} = a, \quad (5.11)$$

gdzie:  $a$  – stała opisująca szum prądowy biały,

$$\frac{d\langle V_S^2 \rangle}{df} = b + \frac{A_F}{f}, \quad (5.12)$$

gdzie:  $b$  – współczynnik związany z napięciowym szumem termicznym,

$A_F$  – stała dla szumu typu  $1/f$ .

Szумы prądowe przenoszone są z kwadratem wartości bezwzględnej wzmocnienia ładunkowego, dlatego na wyjściu przedwzmacniacza (punkt  $y$ ) gęstość widmowa mocy szumu wynosi:

$$\frac{d\langle V_y^2 \rangle}{df} = b + \frac{A_F}{f} + \frac{a}{\omega^2(C_F + C_T)^2}, \quad (5.13)$$

gdzie:  $\omega$  – pulsacja.

Moduł przepustowości najprostszego układu kształtującego składającego się z filtra pasywnego CR – RC o stałych czasowych  $\tau_{CR} = \tau_{RC} = \tau$  wynosi:

$$F_f(\omega) = \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (5.14)$$

W takim przypadku szumy na wyjściu układu są dane wzorem (5.15):

$$\frac{d\langle V_{No}^2 \rangle}{df} = \left( b + \frac{A_F}{f} + \frac{a}{\omega^2(C_F + C_T)^2} \right) \left[ \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right]^2. \quad (5.15)$$

Po scałkowaniu wyrażenia (5.15) uzyskuje się wartość średniokwadratową mocy szumów na wyjściu filtra równą:

$$\langle V_{No}^2 \rangle = \int_0^\infty \frac{d\langle V_{No}^2 \rangle}{df} df = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \left( b + \frac{A_F}{f} + \frac{a}{\omega^2(C_F + C_T)^2} \right) \left[ \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right]^2 d\omega. \quad (5.16)$$

Przyjmując przybliżenie  $e^2 \approx 8$  wzór (5.16) upraszcza się do postaci:

$$\langle V_{No}^2 \rangle = \frac{a}{(C_F + C_T)^2} \frac{\tau}{8} + b \frac{1}{8\tau} + \frac{A_F}{2}. \quad (5.17)$$

Opowiedz układu na quasi-dirakowski impuls pochodzący z detektora jest dany równaniem:

$$V_o(t) = -\frac{Q_D t}{C_F \tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (5.18)$$

gdzie:  $Q_D$  – ładunek równy scałkowanemu impulsowi prądowemu wyindukowanemu na elektrodzie.

Dla danego układu stosunek sygnału do szumu wynosi:

$$\begin{aligned} \text{SNR} &= \frac{|V_{o\max}|}{\sqrt{\langle V_{No}^2 \rangle}} = \frac{\frac{Q_D}{eC_F}}{\sqrt{\frac{a\tau}{8(C_F + C_T)^2} + \frac{b}{8\tau} + \frac{A_F}{2}}} \\ &\approx \frac{Q_D}{\sqrt{a\tau + \frac{b}{\tau}(C_F + C_T)^2 + 4(C_F + C_T)^2 A_F}} \end{aligned} \quad (5.19)$$

ENC wyznaczone na podstawie definicji [85]:

$$ENC = Q|_{SNR=1} = \sqrt{a\tau + \frac{b}{\tau}(C_F + C_T)^2 + 4(C_F + C_T)^2 A_F}. \quad (5.20)$$

Wzór (5.20) uogólniony dla różnych typów filtrów przedstawia się następująco:

$$ENC_{el} = \sqrt{K_i a T_p + K_v \frac{b}{T_p} (C_F + C_T)^2 + 4(C_F + C_T)^2 A_F}, \quad (5.21)$$

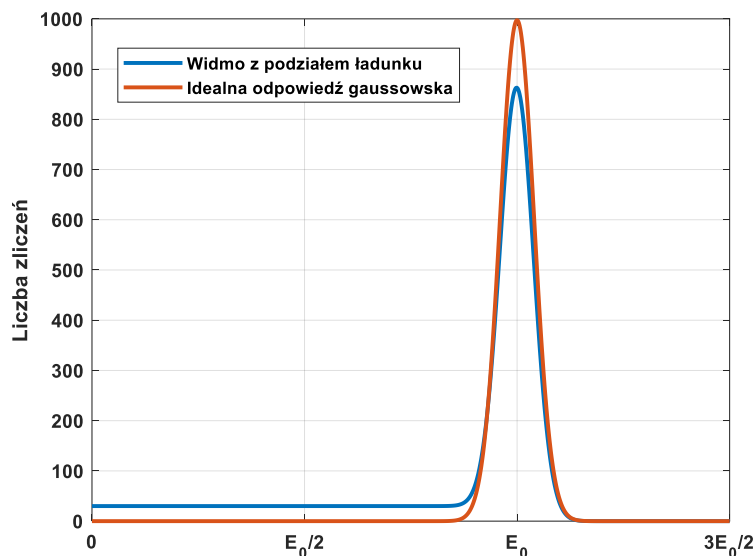
gdzie:  $K_i, K_v$  – współczynniki zależne od typu filtru,  
 $T_p$  – czas kształtowania.

Poszczególne składniki sumy pod pierwiastkiem opisują kolejno składową szumu śrutowego związanego z prądem upływu detektora, składową szumu białego napięciowego oraz składową szumu napięciowego typu 1/f. Wzór (5.21) jest kluczowy dla dalszych rozważań w tej pracy.

### 5.2.3. Efekt podziału ładunku

Segmentacja elektrod w pozycjoczułych detektorach półprzewodnikowych skutkuje podziałem generowanego przez promieniowanie ładunku pomiędzy sąsiadujące elektrody. Ze względu na dyfuzję ładunku w objętości detektora, dla bardzo małych segmentów elektrody (jak w detektorach pikselowych) dzielenie ładunku może występować dla każdego incydentu [53]. W takim przypadku rejestracja sygnału odbędzie się na dwóch lub więcej sąsiadujących kanałach. Zjawisko to nazwane jest *podziałem ładunku* lub *niekompletnym zbieraniem ładunku* (ang. charge sharing, incomplete charge collection), gdyż dla skrajnie niesymetrycznego podziału ładunku gromadzonego na elektrodach część sygnału jest tracona (sygnały poniżej poziomu szumów elektroniki nie są rejestrowane), co wpływa znacząco na wydajność zbierania ładunku. Odpowiedź detektora w takim przypadku będzie tożsama z fotonami o niższych energiach niż padające promieniowanie. Dla zastosowań spektrometrycznych kluczowe jest zachowanie proporcjonalności zbieranego sygnału do energii padających fotonów. Z drugiej strony, przy pomiarach pozycyjnych podział ładunku pozwala na interpolację punktu oddziaływania fotonu lub cząstki jonizującej z materiałem detektora na podstawie wielkości sygnałów zarejestrowanych na sąsiadujących elektrodach odczytowych, co prowadzi do uzyskania przestrzennej zdolności rozdzielczej lepszej niż wynikałoby to z granulacji elektrod odczytowych.

Efekty podziału ładunku są widoczne na modelowym widmie amplitudowym wykonanym dla pojedynczego segmentu (Rysunek 5.3). Założono tu prosty, liniowy model podziału ładunku. Objawia się on głównie obniżeniem amplitudy sygnału, podwyższeniem niskoenergetycznego tła oraz zwiększeniem szerokości połówkowej piku [86].



**Rysunek 5.3 Przykładowe widma modelowe ukazujące skutki podziału ładunku; widoczne jest obniżenie amplitudy pików głównego oraz podwyższenie tła niskoenergetycznego**

Kluczową rolę w redukcji przypadków podziałowych odgrywa powierzchnia segmentów elektrody. Aby zmniejszyć udział przypadków podziałowych w widmach należy ją zwiększać, co z kolei odbije się na zwiększeniu prądów upływu sensora. Należy również podkreślić, że nie zawsze proste zsumowanie sygnałów pochodzących od sąsiadujących segmentów, których odpowiedź zarejestrowano w oknie koincydencji, pozwoli na zniwelowanie efektów podziałowych, gdyż:

- część wygenerowanej chmury ładunku może zrekombinować na powierzchni między elementami detekcyjnymi,
- podział ładunku jest prawie zawsze niesymetryczny – oznacza to, że sygnał dzieli się na większą i mniejszą część, co może doprowadzić do niezarejestrowania części sygnału, który znajdzie się poniżej progu dyskryminacji bądź poziomu szumów,
- w przedziale czasowym odpowiadającym jednemu aktowi detekcji z detektorem może oddziaływać wiele cząstek, co doprowadzi do powstania pików sumacyjnych,
- sumowanie  $j$ -tu sygnałów, sprawia, że sygnał wynikowy jest teoretycznie obciążony  $\sqrt{j}$  razy większymi szumami [51].

### **5.3. Energetyczna zdolność rozdzielcza**

Przy założeniu, że fluktuacje wielkości pierwotnego ładunku generowanego w detektorze i fluktuacje mierzonego sygnału spowodowane szumami elektronicznymi mają rozkłady normalne, mierzone widmo energetyczne dla monoenergetycznego promieniowania  $X$  o energii  $E_0$  będzie opisane rozkładem normalnym:



$$P(E) = \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma_E^2}\right), \quad (5.22)$$

gdzie:  $P(E)$  – prawdopodobieństwo zarejestrowania promieniowania o energii  $E$ .

$\sigma_E$  jest odchyleniem standardowym rozmycia sygnału, obejmującym tylko fluktuacje Fano oraz szumy toru spektrometrycznego [86]. Dla rozkładu Gaussa łatwo wprowadzić miarę rozmycia piku energetycznego: *energetyczną zdolność rozdzielczą* jako jego *szerokość połówkową FWHM* (ang. Full Width at Half Maximum). Związek między FWHM a  $\sigma_E$  opisany jest przez następujący wzór:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_E \approx 2.355\sigma_E. \quad (5.23)$$

Dla detektorów z segmentowaną elektrodą w energetycznej zdolności rozdzielczej należy również uwzględnić efekt podziału ładunku, stąd złożenie poszczególnych źródeł fluktuacji sygnału opisuje wzór (5.24) [29]:

$$FWHM_{tot}^2 = FWHM_{el}^2 + FWHM_{Fano}^2 + FWHM_{coll}^2, \quad (5.24)$$

gdzie:  $FWHM_{tot}$  – całkowita szerokość połówkowa,  
 $FWHM_{el}$  – przyczynek do energetycznej zdolności rozdzielczej związany z szumami elektronicznymi,  
 $FWHM_{Fano}$  – odchylenie standardowe fluktuacji generowanego ładunku w detektorze,  
 $FWHM_{coll}$  – przyczynek do energetycznej zdolności rozdzielczej związany z efektem podziału ładunku i efektem warstwy martwej.

W przypadku detektorów segmentowanych parametr  $FWHM_{coll}$  ma znaczący udział w rozdzielczości energetycznej. Najważniejszymi parametrami ograniczającymi FWHM, biorąc pod uwagę szumy elektroniczne są: prąd upływu, temperatura otoczenia, pojemność detektora, napięcie polaryzujące sensor, prądy polaryzujące i czas kształtowania elektroniki odczytu. Dla podziału ładunku kluczowe parametry to: sposób segmentacji elektrody, grubość sensora, strona oświetlania sensora, energia padającego promieniowania oraz rodzaj materiału detektora. Natomiast graniczną energetyczną zdolność rozdzielczą ogranicza tylko rodzaj materiału detekcyjnego, energia padającego promieniowania oraz współczynnik Fano [51].

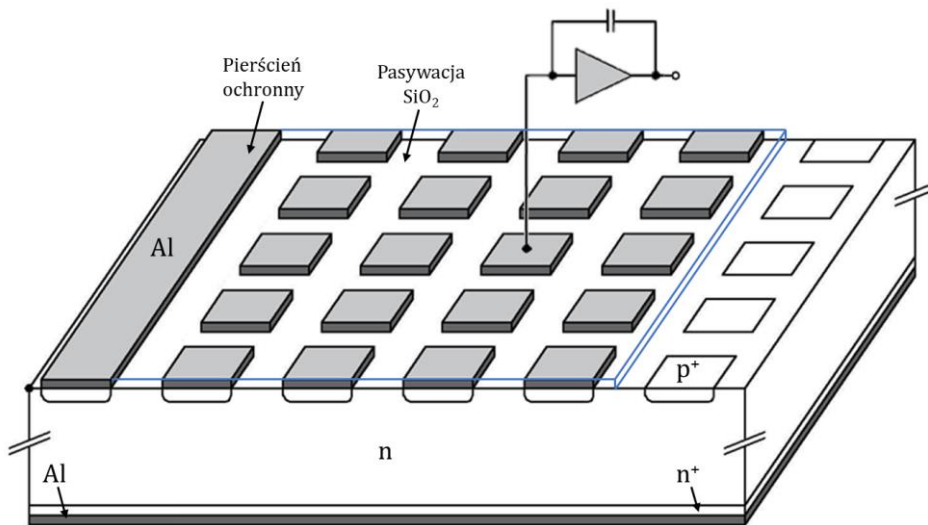


## 6. Budowa modułów testowych z detektorami padowymi

### 6.1. Budowa modułów detekcyjnych z prototypowymi padowymi sensorami krzemowymi

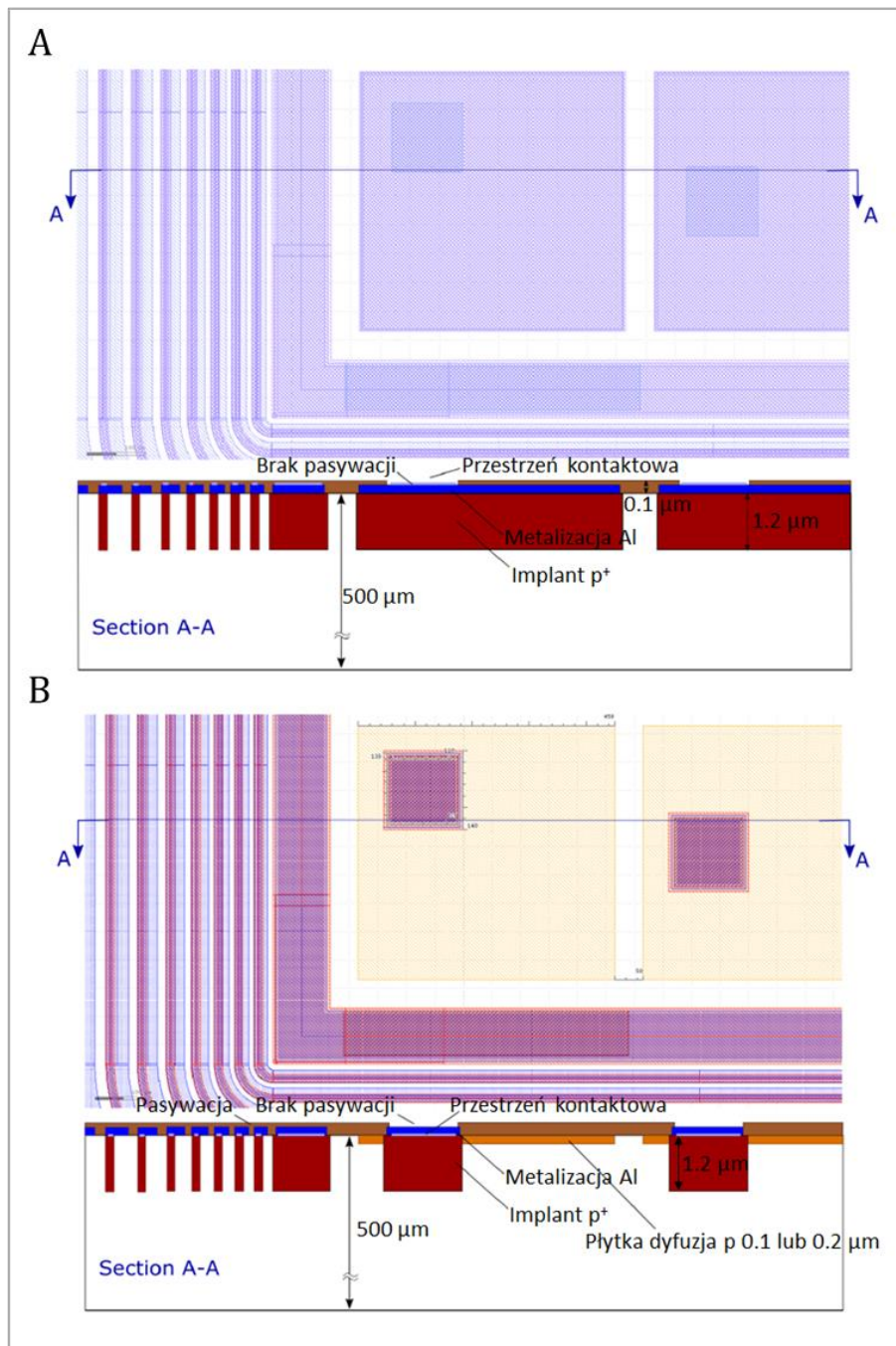
Pomiary mające na celu optymalizację energetycznej zdolności rozdzielczej zostały przeprowadzone z krzemowymi sensorami padowymi opartymi na silnie niesymetrycznym złączu diodowym. Detektory używane w testach posiadały różną granulację elektrody odczytowej, grubość oraz głębokość implantacji p<sup>+</sup>. Detektory te były sensorami prototypowymi, wykonanymi tylko na potrzeby badania fizycznych zjawisk wpływających na ich rozdzielczość energetyczną. Każdy z modułów pomiarowych składał się z dwóch kluczowych komponentów: sensora oraz układu scalonego elektroniki odczytu.

Złącze p<sup>+</sup>-n zostało zrealizowane poprzez implantację domieszek akceptorowych (wartość ich koncentracji to ok.  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) w podłoże typu n (wartość koncentracji domieszek donorowych wynosi  $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Po drugiej stronie detektora znajduje się płytka warstwa n<sup>+</sup> (typowa wartość koncentracji donorów:  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) będąca elektrodą zbiorczą dla elektronów. Każda z elektrod została pokryta metalizacją z aluminium. Grubość używanych sensorów wynosiła 500  $\mu\text{m}$  oraz 1000  $\mu\text{m}$ . Pierścienie ochronne posiadały szerokość ok. 750  $\mu\text{m}$  (Rysunek 6.1).



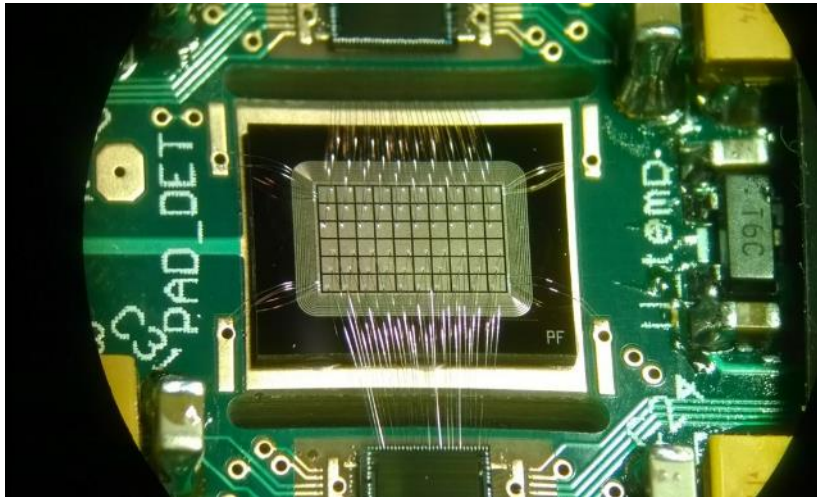
Rysunek 6.1 Schemat konstrukcyjny detektora padowego

W celu określenia wpływu warstwy martwej, polegającym na traceniu części wygenerowanego przez promieniowanie ładunku w objętości domieszki n<sup>+</sup> i p<sup>+</sup>, badano detektory o głębszej (1.2  $\mu\text{m}$ ) i płytkiej (0.1 i 0.2  $\mu\text{m}$ ) implantacji p<sup>+</sup>. Przypadki te przedstawia Rysunek 6.2. Ze względu na trudności technologiczne, implantacje pod przestrzenią kontaktową nie mogły mieć mniejszej głębokości niż 1.2  $\mu\text{m}$ .



**Rysunek 6.2 Przekrój poprzeczny przez strukturę detektora padowego: A - z głęboką implantacją p<sup>+</sup> [87] oraz B - z płytką implantacją p<sup>+</sup> [88]**

Pola kontaktowe poszczególnych padów sensora były połączone z układami scalonymi elektroniki odczytu z wykorzystaniem techniki wire-bonding (Rysunek 6.3). Każdy pad był osobno przyłączony do odpowiadającemu mu kanału odczytowego. Połączenia te były zoptymalizowane pod względem długości i ułożenia w celu minimalizacji dodatkowych pojemności i rezystancji pasożytniczych.



Rysunek 6.3 Zdjęcie sensora połączonego z układami elektroniki odczytu

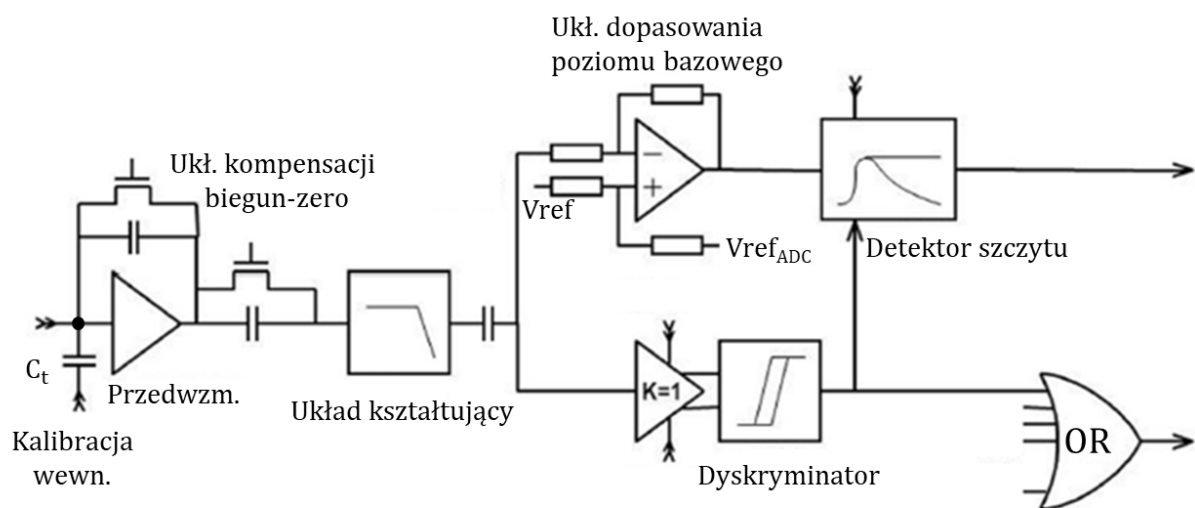
## 6.2. Elektroniczny system odczytu segmentowanych detektorów półprzewodnikowych

Sygnał prądowy wyindukowany na elektrodach odczytowych sensora jest dalej formowany w układach elektroniki front-end, których zadaniem jest wzmocnienie, ukształtowanie i zapamiętanie sygnału. Najważniejszą informacją jaką niesie ze sobą sygnał jest jego amplituda, która dla zastosowań spektrometrycznych powinna być proporcjonalna do energii zdeponowanej w sensorze. Ze względu na sposób konwersji sygnału w torze pomiarowym wyszczególnia się dwie architektury odczytu:

- *binarną* – kanał odczytu jest wyposażony w dyskryminatory, które poddają amplitudę sygnału dyskryminacji, a do systemu akwizycji danych trafia informacja o przekroczeniu zadanego progu,
- *analogową* – sygnał analogowy o amplitudzie proporcjonalnej do zdeponowanej przez promieniowanie energii jest przekazywany do przetwornika analogowo-cyfrowego i dalej do systemu akwizycji danych.

W niniejszej pracy wykorzystywany był odczyt analogowy, dlatego zostanie on omówiony szczegółowo. Każdy z kanałów odczytu analogowego (Rysunek 6.4) zawiera układ kalibracji wewnętrznej, przedwzmacniacz wraz z układem kompensacji biegun-zero, układ kształtujący, układ dopasowania poziomu bazowego oraz detektor szczytu. System wewnętrznej kalibracji, pozwala na podanie skoku napięcia poprzez pojemność testową  $C_t$  (równą 50 fF), co skutkuje „wstrzyknięciem” ładunku testowego na wejście przedwzmacniacza przy braku sygnałów z detektora. Droga wygenerowanego sygnału przez ten tor jest następująca: krótki quasi-dirakowski impuls prądowy wyindukowany na padzie detektora, bądź poprzez układ kalibracji wewnętrznej, dostaje się na wejście przedwzmacniacza ładunkozułego. Jest to najważniejszy i najczulszy element całego układu.

Wszelakie zakłócenia i szумы pojawiające się w sygnale zostaną w tym momencie wzmacnione i przekazane do dalszej części toru. Na wyjściu przedwzmacniacza pojawi się eksponencjalny sygnał napięciowy o wartości maksymalnej proporcjonalnej do ładunku impulsu prądowego podawanego na wejście toru. Do przedwzmacniacza dołączony jest układ kompensacji biegun-zero, który niweluje przerzuty powstałe na skutek sprzężenia zmiennoprądowego na wyjściu przedwzmacniacza oraz zapobiega wpływowi prądu upływu detektora na zmianę punktów pracy dalszych tranzystorów. Następnie sygnał przekazywany jest do dwustopniowego układu kształtującego zbudowanego z filtrów całkujących. Ich celem jest ukształtowanie impulsu oraz filtracja szumów. Możliwy jest wybór czasu kształtowania układu kształtującego spośród trzech wartości: 1.1  $\mu\text{s}$ , 2.6  $\mu\text{s}$  i 3.5  $\mu\text{s}$ . Na wyjściu filtrów pojawi się ukształtowany quasi-gaussowski sygnał napięciowy przekazany dalej na dwie gałęzie. Pierwsza zawiera wzmacniacz odejmujący, którego zadaniem jest przesunięcie składowej stałej sygnału względem poziomu bazowego ustalonego dla układu kształtującego do poziomu bazowego przetwornika analogowo-cyfrowego. Kolejną częścią tej gałęzi jest detektor szczytu, który zapamiętuje informację o poziomie amplitudy sygnału. Druga gałąź to dyskryminator odcinający sygnały o niskich amplitudach, w szczególności szумы (sygnały o wyższych amplitudach niż próg dyskryminacji wyzwalają próbkowanie detektora szczytu). Następnie sygnał cyfrowy jest przekazywany na bramkę OR, wspólną dla części kanałów, w celu multipleksowania wartości napięć z poszczególnych kanałów na jeden przetwornik analogowo-cyfrowy. Jeśli w jakimś kanale pojawi się logiczna jedynka to wyzwala ona odczyt ze wszystkich kanałów podłączonych do bramki. Sygnał zapamiętany przez detektor szczytu jest podawany na zewnętrzny przetwornik ADC i kompresowany do jednej z 4095 wartości przetwornika.



Rysunek 6.4 Schemat blokowy jednego kanału odczytu analogowego [51]

W niniejszej pracy przedstawione są wyniki eksperymentów wykonywanych z detektorami krzemowymi połączonymi z dwoma wariantami analogowego systemu odczytu: RXPv2 oraz RXPv3. Wszystkie sensory użyte w modułach detekcyjnych z odczytem RXPv2 posiadały grubość implantów p<sup>+</sup> równą 1.2 μm. Do badania wpływu warstwy martwej na wydajność detektorów wykorzystano sensory krzemowe o głębokościach warstw p<sup>+</sup> równych 1.2 μm, 200 nm oraz 100 nm połączonych z elektroniką odczytu RXPv3, w której to zoptymalizowano tor spektrometryczny pod względem szumowym dla padów o wymiarach 500 μm x 500 μm. Pozwoliło to zmniejszyć wartość FWHM dla fotonów o energii 5.9 keV o ok. 40 eV w porównaniu do modułów detekcyjnych z odczytem RXPv2.

Aby zrozumieć jak powstaje widmo pomiarowe w systemie z odczytem analogowym należy rozpatrzeć moment, w którym sygnał zostaje przekształcony przez układ kształtujący. Jego amplituda  $V_0$  jest proporcjonalna do ładunku  $Q$  pojawiającego się na wejściu przedwzmacniacza ładunkowego i jeśli czas kształtowania jest odpowiednio długi zależność ta zachowuje liniowość:

$$V_0 = GQ + OFF, \quad (6.1)$$

gdzie:  $G$  – wzmacnienie ładunkowe układu,  
 $OFF$  – napięcie niezrównoważenia.

Różna wartość napięć niezrównoważenia oraz wzmacnienia dla poszczególnych kanałów objawia się jako przesunięte względem siebie widma pomiarowe. Aby możliwa była analiza podziału ładunku w detektorze, kalibracja (polegająca na przekonwertowaniu skali widma pomiarowego w jednostkach ADC na jednostki energii padającego promieniowania) oraz zwiększenie statystyki pomiaru poprzez sumowanie sygnałów z kilku kanałów, stosuje się korektę napięć niezrównoważenia oraz wzmacnień (rozdział 7.1.3.).

Wynikiem pomiaru w odczycie analogowym jest informacja o amplitudzie sygnału na wyjściu układu kształtującego (czas pojedynczego pomiaru wynosi 5 μs). Aby uzyskać widma pomiarowe należy wyznaczyć histogramy zarejestrowanych sygnałów: liczbę zliczeń danej wartości amplitudy w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego.





## **7. Analiza i optymalizacja energetycznej zdolności rozdzielczej półprzewodnikowego detektora padowego**

W poniższych rozdziałach przedstawione zostały wyniki pomiarów i analiz przeprowadzonych przez Autorkę. Analiza uzyskanych danych była przeprowadzana z użyciem programów komputerowych opracowanych specjalnie w tym celu w środowisku MATLAB.

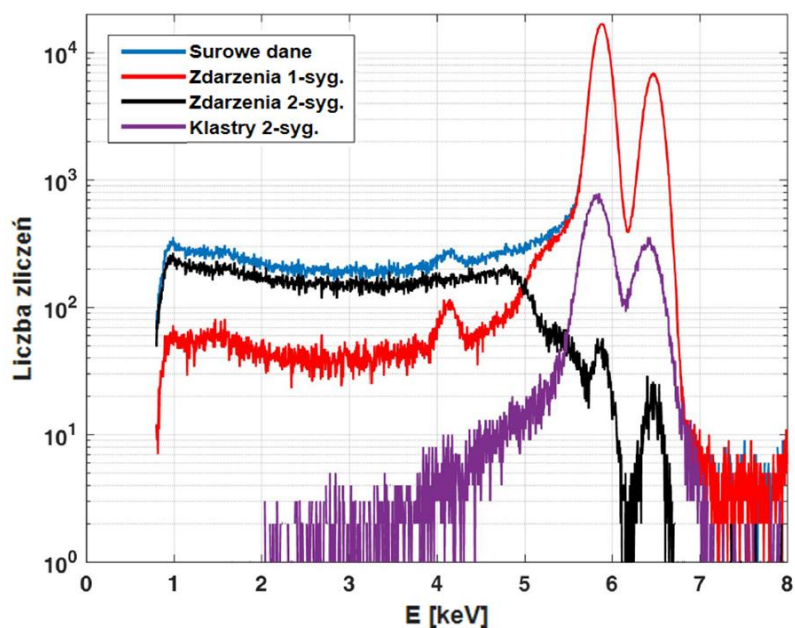
### **7.1. Ekstrakcja FWHM z widm pomiarowych**

#### **7.1.1. Rodzaje widm pomiarowych**

System odczytowy RXP pozwala na uzyskanie informacji o amplitudzie sygnałów w danym przedziale czasowym pomiaru. Na tej podstawie buduje się widma amplitudowe. Celem interpretacji uzyskiwanych wyników, poniżej zaprezentowane zostaną procedury wizualizacji i budowania charakterystycznych widm pomiarowych. Widma te są rezultatem opracowanego przez Autorkę oprogramowania analizującego dane z systemu odczytu. Wyniki pomiarów można zgrupować w postaci następujących rozkładów amplitudowych (dla widma źródła Fe-55 w skali logarytmicznej pokazuje je Rysunek 7.1):

- widmo *surowych danych* (ang. *raw data*) – jest to histogram zawierający wszystkie zarejestrowane amplitudy impulsów z pojedynczych padów;
- widmo *zdarzeń pojedynczych/jednoelementowych/1-sygnałowych* (ang. *1-hit events/clusters*) – histogram zbudowany z pojedynczych sygnałów pojawiających się tylko na jednym kanale odczytowym w jednej *ramce* tj. przedziale czasowym odpowiadającym jednemu aktowi detekcji lub pojedyncze sygnały pojawiające się wielokrotnie w jednej ramce na padach detektora, które nie sąsiadują ze sobą;
- widmo *przypadków 2-sygnałowych/dwuelementowych* (ang. *2-hit events*) – czyli histogram obejmujący sygnały pojawiające się jednocześnie (czyli w jednej ramce odczytowej) na dwóch sąsiednich padach;
- widmo *klastrów dwuelementowych/2-sygnałowych* (ang. *2-hit clusters*) – histogram zawierający dwuelementowe klastry – czyli zdarzenia powstałe po zsumowaniu sygnałów pojawiających się jednocześnie na dwóch sąsiednich padach detektora.

Przypadki podziału sygnału między pady zewnętrzne a sąsiadujące z nimi pierścienie ochronne zostały wyeliminowane podczas operacji klasteryzacji: odrzucono pojedyncze sygnały pojawiające się na segmentach znajdujących się na obrzeżu sensora, a sygnały podziałowe pojawiające się na nich były przekazywane do dalszej analizy tylko w przypadku, gdy sygnał o największej amplitudzie wystąpił na padzie znajdującym się w wewnętrznej części detektora. Wadą tego zabiegu jest zmniejszenie efektywnego obszaru aktywnego detektora.



**Rysunek 7.1** Rodzaje widm uzyskiwanych podczas analizy wyników z systemu odczytowego RXP dla źródła Fe-55

Oczywiście możliwe jest budowanie widm złożonych ze zdarzeń 3-elementowych i większych, jednak dla badanych sensorów padowych nie przekraczają one 1% wszystkich rejestrowanych przypadków (rozdział 7.3.), dlatego zostały pominięte w analizie parametru FWHM.

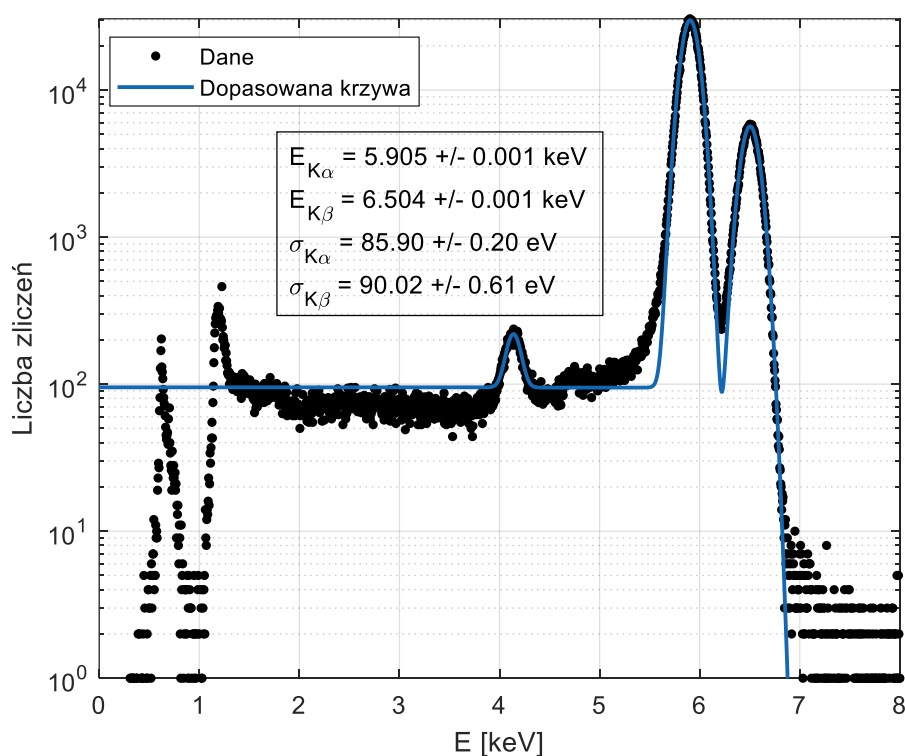
### 7.1.2. Wyznaczanie energetycznej zdolności rozdzielczej

FWHM jako parametr będący miarą energetycznej zdolności rozdzielczej jest ekstrahowany na podstawie dopasowania odpowiednich funkcji wydajności do widm amplitudowych. Dopasowywanie to odbywa się za pomocą oprogramowania wykonanego przez Autorkę opierającego się na algorytmie Levenberga-Marquardta. Dla widm uzyskiwanych z odczytu analogowego użyto następującej formuły zaproponowanej w [86]:

$$S(E) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} \eta_i \frac{RCS}{E_{0i}} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{E - E_{0i}}{\sigma_{e_i} \sqrt{2}} \right) \right) + \eta_i \left( 1 - RCS \left( \frac{E}{E_{0i}} - \frac{1}{2} \right) \right) \frac{1}{\sigma_{e_i} \sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{(E - E_{0i})^2}{2\sigma_{e_i}^2} \right). \quad (7.1)$$

gdzie:  $\eta_i$  – wydajność kwantowa detekcji i-tego piku,  
 $E$  – wartość amplitudy sygnału w jednostkach energii lub przetwornika,  
 $E_{0i}$  – energia padającego kwantu w jednostkach energii lub przetwornika dla i-tego piku,  
 $\sigma_{e_i}$  – rozmycie sygnału dla i-tego piku w takich samych jednostkach jak  $E_{0i}$ ,  
 $RCS$  – parametr opisujący wielkość podziału i niekompletne zbieranie ładunku.

Wzór ten uwzględnia podział ładunku między sąsiednie pady detekcyjne. W przypadku szczególnym - jeśli foton zostanie zaabsorbowany dokładnie pośrodku przerwy między segmentami, to wygenerowana chmura ładunku podzieli się na dwie równe części, które dotrą do sąsiednich elektrod. Kanały odczytowe tychże padów zarejestrują sygnał o amplitudzie połowicznej względem przypadku bez podziału. Wielkość części dzielonego ładunku docierającego do sąsiednich elektrod dla pośrednich pozycji padającego kwantu przybliży się prostą proporcją. Rysunek 7.2 przedstawia dopasowanie powyższej formuły do przykładowego widma amplitudowego dostarczonego przez system z odczytem analogowym dla pomiaru z wykorzystaniem źródła Fe-55 (źródło to rozpada się poprzez wychwyt K do wzbudzonego manganu emitującego linie:  $K_{\alpha} = 5.90$  keV,  $K_{\beta} = 6.49$  keV). W widmie widoczny jest również pik ucieczki  $K_{\alpha}$  Mn – linia 4.16 keV. Należy zwrócić uwagę, że widma z systemu RXP są przestawiane z logarytmiczną osią liczby zliczeń, aby możliwe było wychwycenie wszystkich szczegółów pojawiających się w tle niskoenergetycznym. Niedoskonałość modelu objawia się w niedostatecznym odwzorowaniu poziomu tła oraz doliny między sąsiednimi pikami.



**Rysunek 7.2** Widmo amplitudowe surowych danych z pomiaru ze źródłem Fe-55 i dopasowana do niego krzywa wraz z głównymi parametrami dopasowania; używana formuła niedostatecznie odwzorowuje tło niskoenergetyczne oraz dolinę między pikami fluorescencji manganu

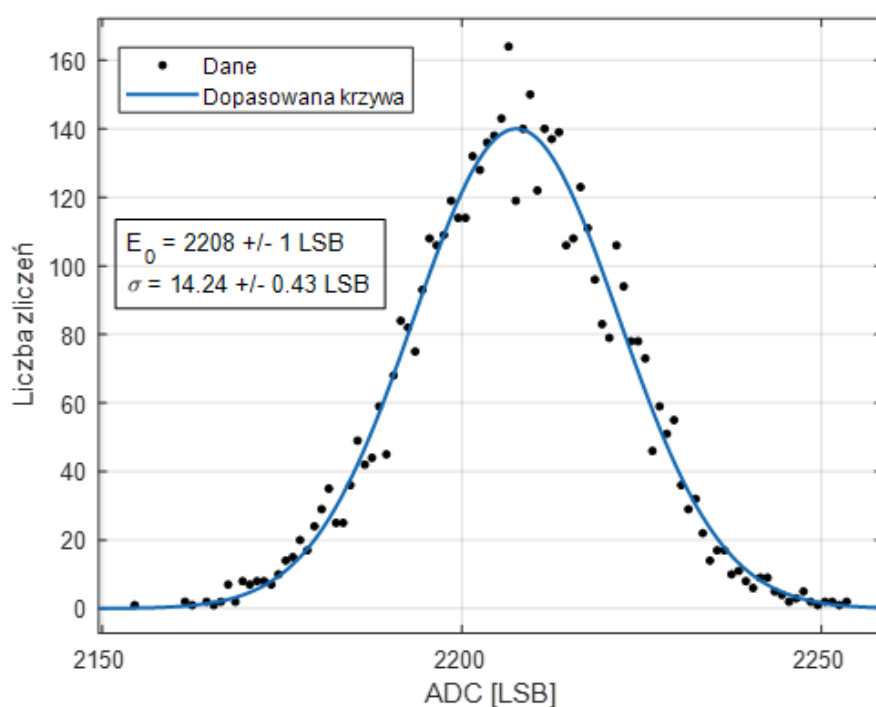
Wartość rozmycia związanego z szumami elektronicznymi ekstrahowano analogicznie z widm uzyskanych z systemu wewnętrznej kalibracji (nieobarczonych rozmyciem Fano oraz rozmyciem związanym z podziałem ładunku, gdyż sygnał generowany

jest na podstawie impulsu elektronicznego). Dopasowuje się tu formuły na podstawie wzoru (5.22) i zwyczajowo szumy elektroniczne podawane są jako parametr ENC w jednostce wartości średniokwadratowej liczby elektronów [ $e^-$  rms]:

$$ENC = \frac{\sigma}{G}, \quad (7.2)$$

gdzie:  $\sigma$  – rozmycie sygnału napięciowego na wyjściu układu kształtującego,  
 $G$  – wzmacnienie ładunkowe układu.

Rysunek 7.3 prezentuje widmo z odczytu analogowego uzyskane przy pomocy systemu wewnętrznej kalibracji oraz dopasowaną do niego formułę.



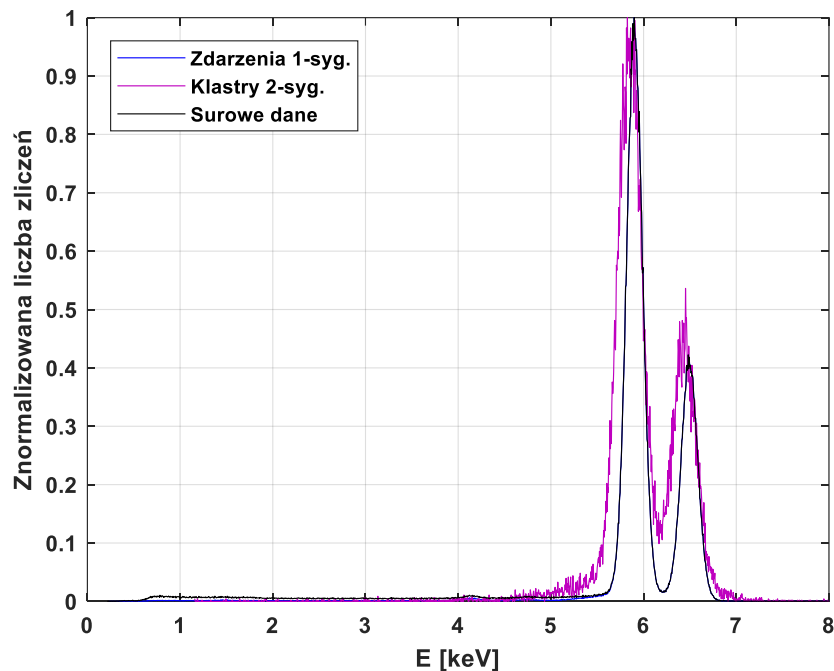
**Rysunek 7.3** Widmo amplitudowe uzyskane z pomiaru z wykorzystaniem systemu wewnętrznej kalibracji dla analogowego systemu odczytu wraz z dopasowaną krzywą i parametrami dopasowania

Widma amplitudowe klastrów wielosygnałowych są obarczone dodatkowym rozmyciem. Związane jest to z superpozycją szumów elektronicznych poszczególnych kanałów podczas sumowania wygenerowanych w nich sygnałów analogowych. Złożenie tych sygnałów pod względem analizy szumowej podlega rachunkowi statystycznemu. Uzyskane widma klastrów i-elementowych posiadają ok.  $\sqrt{i}$  większą szerokość połówkową piku zgodnie z regułą przenoszenia błędów dla wielkości nieskorelowanych. Przy założeniu, że dominującą składową energetycznej zdolności rozdzielczej układu są szumy elektroniczne oraz ich wartość jest równa w każdym kanale odczytowym, można zapisać:

$$\text{FWHM}_{i\text{-hit}} \approx \sqrt{\sum_{j=1}^i \text{FWHM}_j^2} = \sqrt{i} \text{FWHM}_j, \quad (7.3)$$

gdzie:  $\text{FWHM}_{i\text{-hit}}$  – szerokość połówkowa widma klastrów  $i$ -elementowych,  
 $\text{FWHM}_j$  – szerokość połówkowa widma zdarzeń pojedynczych  $j$ -tego kanału.

Rysunek 7.4 przedstawia znormalizowane widma zdarzeń 1-sygnałowych (niebieski) oraz klastrów 2-sygnałowych (fioletowy). Widać wyraźne poszerzenie pików dla widma klastrów dwuelementowych, co w wartościach FWHM przedstawia się następująco:  $\frac{\text{FWHM}_{2\text{-hit}}}{\text{FWHM}_{1\text{-hit}}} = \frac{(337.1 \pm 2.1) \text{ eV}_{\text{FWHM}}}{(238.6 \pm 1.5) \text{ eV}_{\text{FWHM}}} \approx \sqrt{2}$ . Warto zauważyć, że szczegóły tła widm w liniowej skali liczby zliczeń są prawie niewidoczne.



**Rysunek 7.4** Znormalizowane widma surowych danych (czarny), przypadków pojedynczych (niebieski) oraz klastrów 2-elementowych (fioletowy). Widma zdarzeń 1-sygnałowych i surowych danych są w tej skali nierozróżnialne

### 7.1.3. Kalibracja systemów odczytowych

Widma otrzymane wprost z systemów odczytowych są wyrażone w jednostkach przetworników analogowo-cyfrowych (LSB). Aby przeskalować oś widma amplitudowego z jednostki przetwornika ADC na jednostki energii stosuje się kalibrację systemów. Polega ona na wykorzystaniu formuły (6.1), czyli wyznaczeniu wzmacnienia oraz napięcia niezrównoważenia układu, na podstawie kilku charakterystycznych punktów - znanych pozycji pików energetycznych mierzonego promieniowania.

Aby można było porównywać sygnały pochodzące z różnych kanałów (a w szczególności sumować je podczas klasteryzacji) w modułach z analogowym systemem odczytu wykonuje się wstępną kalibrację danych pomiarowych na podstawie widm zdarzeń pojedynczych. Po wygenerowaniu zestawu wartości wzmacnień i napięć niezrównoważenia dla poszczególnych kanałów dokonuje się korekty ich rozrzutu skalując je do wspólnych wartości dla wszystkich kanałów: mediany z wartości wzmacnień oraz zerowego napięcia niezrównoważenia. Takim sposobem uzyskuje się globalne wzmacnienie wykorzystywane do kalibracji układu.

Rysunek 7.5 przedstawia kolejno: A – widma sumacyjne zdarzeń jednosygnalowych (zsumowane widma z każdego kanału po korekcie rozrzutów wzmacnienia i napięcia niezrównoważenia) uzyskanych z pomiaru ze źródłem Fe-55 oraz linii promieniowania charakterystycznego chloru i tytanu wraz z dopasowanymi krzywymi, B – krzywą odpowiedzi systemu, na podstawie której dokonano kalibracji (pozycja pików na nieprzeskalowanej osi w funkcji energii padających kwantów promieniowania) oraz C - widma po kalibracji z parametrami uzyskanymi na podstawie dopasowania formuły (7.1). Kalibrację wykonano na podstawie 5 pików energetycznych o wartościach: 2.62 keV -  $K_{\alpha}$  chloru, 4.51 keV -  $K_{\alpha}$  tytanu, 4.93 keV -  $K_{\beta}$  tytanu, 5.90 keV -  $K_{\alpha}$  manganu i 6.49 keV -  $K_{\beta}$  manganu.

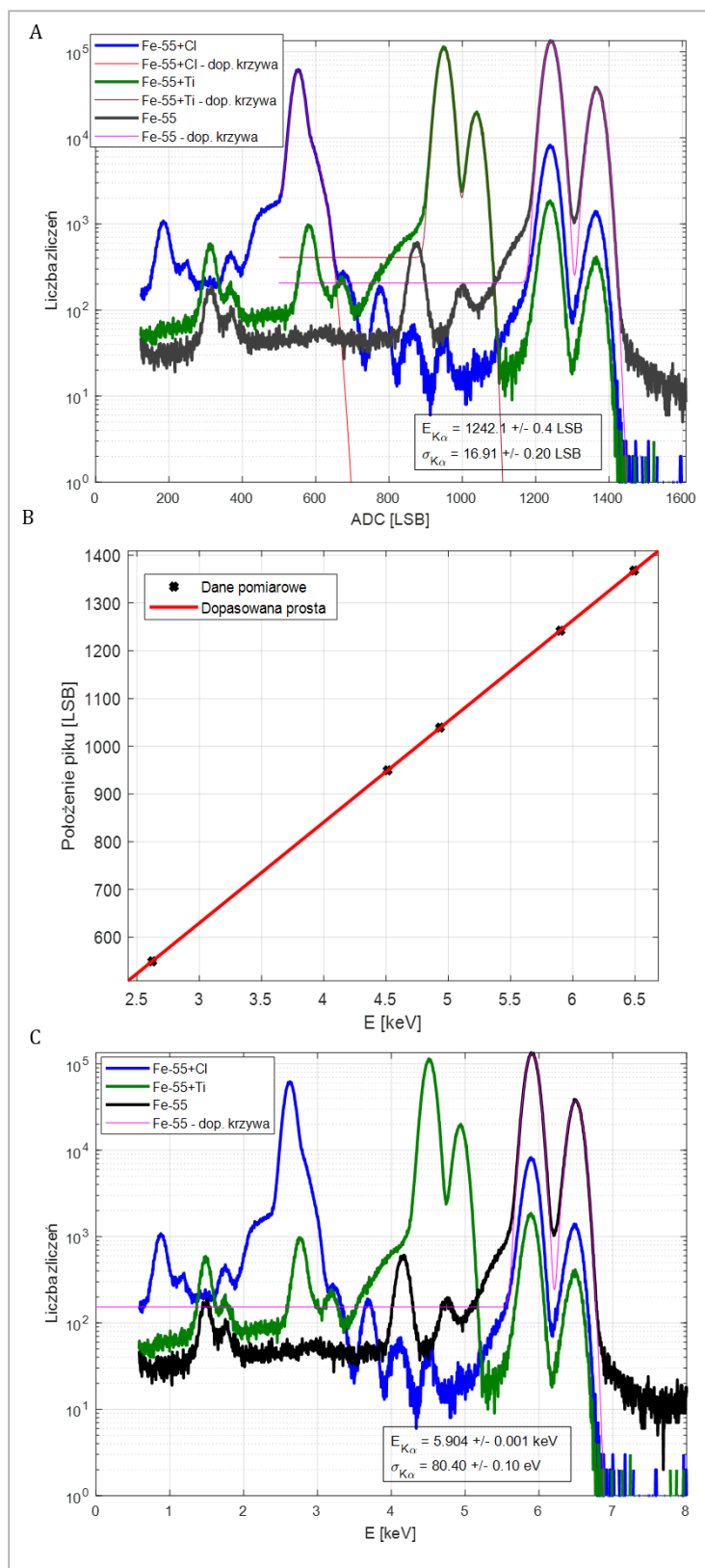
Przeskalowanie osi dla widm wygenerowanych z systemu wewnętrznej kalibracji na jednostki energii wymaga porównania ze sobą wzmacnienia uzyskanego z takiego pomiaru na podstawie krzywych odpowiedzi (w konwencji: wartość położenia pików w jednostce napięcia na przetworniku w funkcji napięcia podawanego z generatora wstrzykiwanego przez pojemność testową jako impuls kalibracyjny) oraz wzmacnienia układu wyznaczonego na podstawie pomiaru ze źródłem promieniotwórczym. Wzmacnienie  $G_{TP}$  będące czynnikiem skalującym oś z jednostek napięcia sygnału kalibracyjnego na jednostkę energii opisuje wzór (7.4):

$$G_{TP} \left[ \frac{\text{keV}}{\text{V}_{gen}} \right] = \frac{G_{iCal} \left[ \frac{\text{V}}{\text{V}_{gen}} \right]}{G_E \left[ \frac{\text{LSB}}{\text{keV}} \right] R_{ADC} \left[ \frac{\text{V}}{\text{LSB}} \right]}, \quad (7.4)$$

gdzie:  $G_{iCal}$  – wzmacnienie układu wyznaczone na podstawie pomiaru z systemem kalibracji wewnętrznej,

$G_E$  – wzmacnienie układu wyznaczone na podstawie pomiaru ze źródłem promieniotwórczym,

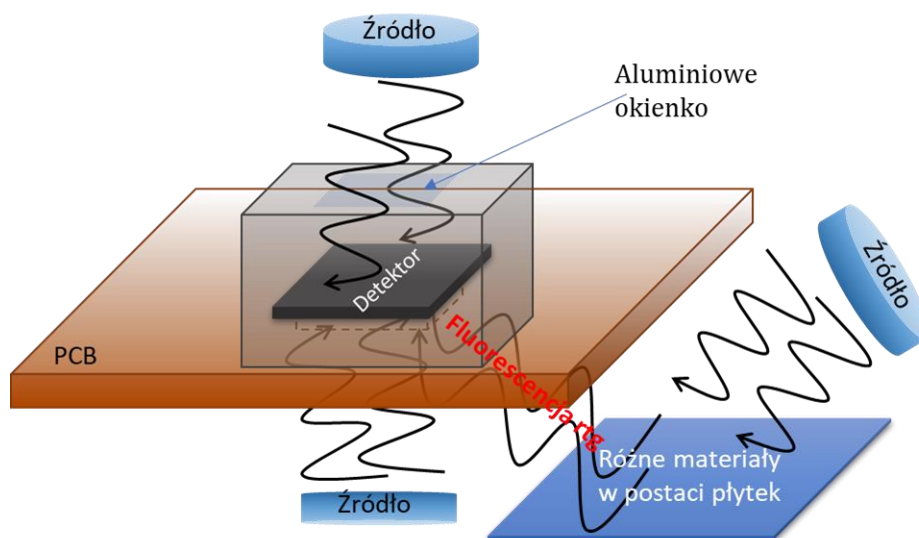
$R_{ADC}$  – rozdzielczość przetwornika ADC.



Rysunek 7.5 A – widma amplitudowe przed kalibracją wraz z dopasowanymi krzywymi od punktu 500 LSB, B – krzywa kalibracji, C – widmo amplitudowe po kalibracji wraz z dopasowaną krzywą do widma manganu w celu wyznaczenia FWHM; parametry przedstawione na rysunkach dotyczą pików  $K_{\alpha}$  Mn

## 7.2. Wpływ geometrii pomiaru, temperatury i napięcia polaryzacji na energetyczną zdolność rozdzielczą

W celu uzyskania danych do analizy energetycznej zdolności rozdzielczej sensory w trakcie testów były oświetlane przez promieniowanie ze źródła promieniotwórczego Fe-55, dlatego w dalszej części niniejszej pracy miarą energetycznej zdolności rozdzielczej jest wielkość FWHM wyznaczona dla pików  $K_{\alpha}$  Mn o energii 5.9 keV, co jest standardową parametryzacją rozdzielczości energetycznej stosowaną w spektrometrii promieniowania X. Parametr FWHM został wyekstrahowany domyślnie z widm przypadków pojedynczych, chyba że wskazano inaczej. Detektory w trakcie testów były bezpośrednio oświetlane przez źródło promieniotwórcze od strony padów lub od przeciwległej strony sensora, której złącze jest zrealizowane jako kontakt omowy. Dodatkowo wykonano pomiary obejmujące oświetlanie próbek - płytek składających się z różnych pierwiastków, których fotony fluorescencji rentgenowskiej były rejestrowane w geometrii odbiciowej. Detektory były przyklejone do płytki obwodu drukowanego (ang. Printed Circuit Board, PCB) umieszczonej w stabilnych warunkach temperaturowych. Sensor wraz z elektroniką odczytu był osłonięty przed czynnikami zewnętrznymi stalową pokrywą, w której znajdowało się okienko aluminiowe dla promieniowania. Rysunek 7.6 przedstawia schemat geometrii pomiarów. Niebieskie elementy ukazują różne konfiguracje źródła.



Rysunek 7.6 Geometria pomiaru z sensorami padowymi; niebieskie elementy wskazują różne pozycje ustawienia źródła promieniowania w trakcie testów

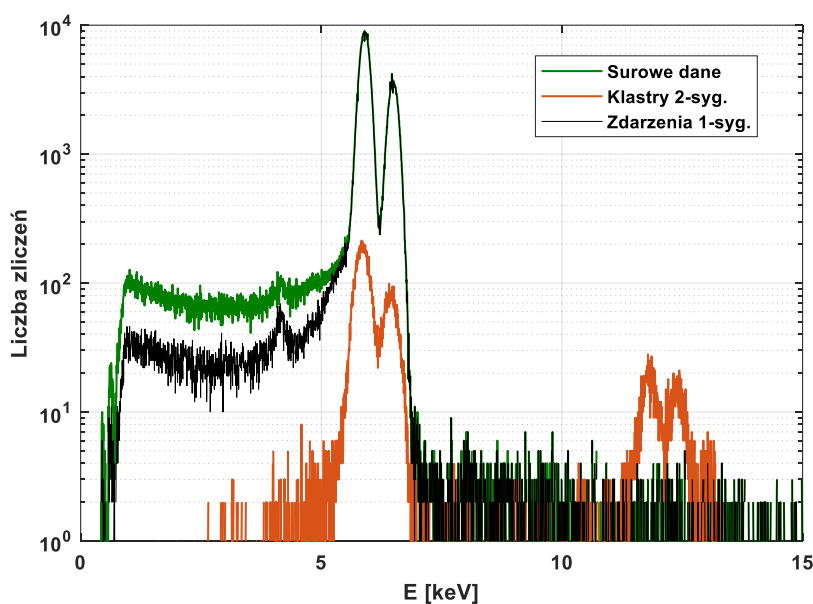
Rysunek 7.7 przedstawia przykładowy zestaw widm uzyskiwany dzięki odczytowi analogowemu, w którym możliwa jest klasteryzacja danych. Stosunek wysokości pików  $K_{\beta}/K_{\alpha}$  jest wyższy niż wynika to z wydajności fluorescencji (0.136) [89], ponieważ promieniowanie dostaje się do sensora poprzez okienko aluminiowe o grubości ok. 10  $\mu\text{m}$ , w którym to kwanty o niższej energii są pochłaniane z większym prawdopodobieństwem. Dla widm surowych danych zauważa się ciągłe i prawie płaskie (w skali logarytmicznej) tło rozciągające się od



jego krawędzi wynikającej z poziomu dyskryminacji. Znacząca część tego widma jest skutkiem podziału ładunku między sąsiednie segmenty, jednak duży ułamek tła pochodzi od przypadków 1-sygnałowych. Niskoenergetyczne tło dla widm zdarzeń pojedynczych jest konsekwencją niekompletnego zbierania ładunku oraz w małym stopniu, dla zakresów rejestrowanej energii, efektu Comptona. W widmie tym wyraźniej widoczny jest pik ucieczki od promieniowania charakterystycznego krzemu (4.16 keV).

Dla widm zdarzeń 1-elementowych obserwuje się kolano po lewej stronie piku głównego niewynikające z efektów fizycznych związanych z promieniowaniem. Jest to konsekwencją stosowania dyskryminatora progowego o niskim, lecz niezerowym progu dyskryminacji, który inicjuje sekwencję odczytu amplitud z kanałów. Dla dostatecznie niskich amplitud sygnałów podziałowych, poniżej progu dyskryminacji, system pomiarowy nie rejestruje takiego faktu jako podziałowy lecz daje przyczynkę jednoelementowy (*1-hit event*) o nieznacznym ubytku sygnału, stąd jest on widoczny na widmie tuż po lewej stronie piku.

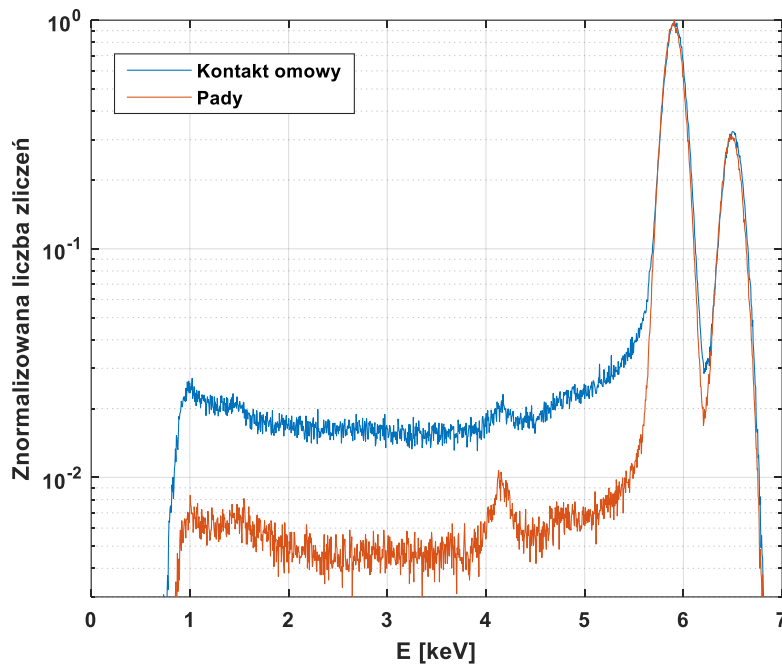
Widmo klastrów 2-sygnałowych składa się z sumowanych sygnałów pojawiających się w tej samej ramce odczytowej na sąsiednich padach, dlatego dla energii powyżej 10 keV zauważalne są piki sumacyjne:  $K_{\alpha} + K_{\alpha}$ ,  $K_{\alpha} + K_{\beta}$  oraz  $K_{\beta} + K_{\beta}$  manganu. W niniejszej pracy domyślnym sposobem wyznaczania wartości energetycznej zdolności rozdzielczej jest dopasowywanie formuł do widm zdarzeń pojedynczych, co może wzbudzić wątpliwości, biorąc pod uwagę fakt, że wartości FWHM ekstrahowane na podstawie widm surowych danych są zbliżone, kolejno:  $(219.8 \pm 0.8)$  eV oraz  $(220.1 \pm 0.8)$  eV. Zauważa się jednak, że wartość szerokości połówkowej piku jest niższa jeśli wyznaczona jest na podstawie widma zdarzeń 1-sygnałowych, co jest spodziewane, ponieważ przypadki podziałowe dla energii niższych niż ok. 5 keV są w nich odrzucone. Nie można również opierać optymalizacji wartości FWHM tylko na analizie surowych danych, gdyż ogranicza to pełną interpretację przypadków podziałowych, a efekt podziału ładunku dla sensorów ze zoptymalizowaną elektroniką odczytu jest główną składową wpływającą na wartość energetycznej zdolności rozdzielczej.



**Rysunek 7.7 Zestaw widm pomiarowych źródła Fe-55 dla odczytu analogowego RXPv2 z sensorów padowych**

### 7.2.1. Wpływ kierunku oświetlenia detektora promieniowania X na energetyczną zdolność rozdzielczą

W celu zbadania wpływu geometrii oświetlenia sensora na FWHM wykonano pomiary z tym samym detektorem krzemowym oświetlając go od strony padów oraz od strony kontaktu omowego przy napięciu polaryzacji 300 V. Rysunek 7.8 przedstawia znormalizowane widma surowych danych dla tych konfiguracji. Różnice pomiędzy widmami można zauważyć w ich częściach niskoenergetycznych. Analiza FWHM dla linii 5.9 keV daje następujące wartości dla danych zebranych w pomiarze z oświetleniem od strony padów i od strony kontaktu omowego, kolejno:  $(218.8 \pm 0.7)$  eV oraz  $(219.8 \pm 0.8)$  eV. Główne różnice dotyczą przypadków podziałowych: przy ustawieniu źródła od strony padów jest ich mniej, ponieważ wygenerowane przez promieniowanie dziury, od których indukowany prąd jest dominującą składową generowanego sygnału, mają krótszą drogę do elektrody zbierającej i ich rozmycie dyfuzyjne jest mniejsze.



Rysunek 7.8 Znormalizowane widmo surowych danych dla różnych stron oświetlenia detektora

Podczas pomiarów sensory krzemowe najczęściej były oświetlane od strony kontaktu omowego w celu zminimalizowania degradacji sygnału związanej z uszkodzeniami radiacyjnymi wynikającymi z pułapkowania ładunku w strefie tlenku międzypadowego, omówionymi dalej w rozdziale 8.

### 7.2.2. Wpływ temperatury pomiaru na energetyczną zdolność rozdzielczą

Wielkością mającą wpływ na parametry szumowe systemu detekcyjnego jest temperatura sensora promieniowania i układu scalonego elektroniki front-end. Wpływ temperatury na energetyczną zdolność rozdzielczą jest powiązany z szumami elektronicznymi (wzór (5.21)), przy czym dominującą składową jest przyczynek od szumów śrutowych prądu upływu sensora, który zależy od temperatury  $T$  w następujący sposób [91]:

$$a \sim I_R \sim T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_g + 2\Delta_t \text{ [eV]}}{2kT}\right), \quad (7.5)$$

gdzie:  $I_R$  – prąd upływu;

$\Delta_t$  – różnica między poziomem Fermiego a poziomem dominującej pałapki.

Wpływ temperatury na składową opisującą szumy napięciowe białe opisuje wzór (7.6):

$$b = 4kTR_{eq}, \quad (7.6)$$

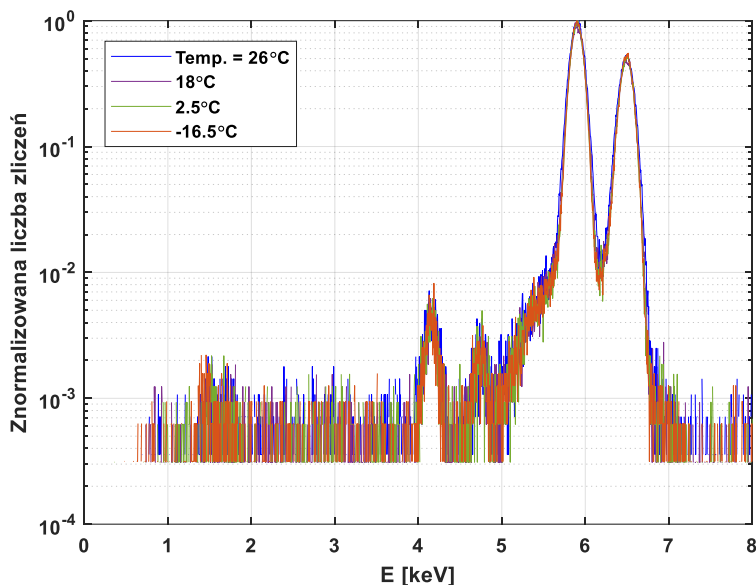
gdzie:  $R_{eq}$  – ekwiwalentna rezystancja toru spektrometrycznego.

Współczynnik Fano, opisujący fluktuacje pierwotnie wytwarzanej liczby par elektron-dziura, nie zależy od temperatury [90]. Natomiast wpływ temperatury na podział wygenerowanego przez promieniowanie ładunku można wytłumaczyć biorąc pod uwagę zależność Einsteina:  $\frac{\mu_{p,n}}{D_{p,n}} = \frac{e}{kT}$ . Ruchliwość nośników spada wraz ze wzrastającą temperaturą ze względu na rosnącą liczbę fononów w sieci krystalicznej, które zderzając się z nośnikami ładunku powodują ich rozpraszanie. Z drugiej strony, im większa wartość stałej dyfuzji tym większe rozmycie dyfuzyjne chmury ładunku [92]. Natomiast w badanym zakresie temperatur te efekty są mało znaczące.

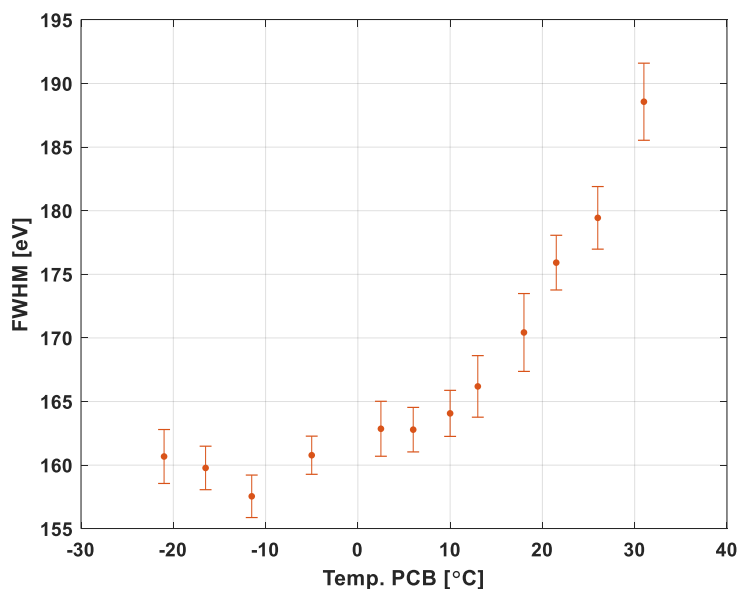
Do wyznaczenia przykładowej zależności szerokości połówkowej piku 5.9 keV od temperatury wykorzystano detektor o płytce implantacji  $p^+$  (100 nm), grubości 500  $\mu\text{m}$ , wymiarach padu 500  $\mu\text{m}$  x 500  $\mu\text{m}$ , odstępem równym 50  $\mu\text{m}$  oraz polaryzacji sensora 300 V. Pomiary były wykonywane w komorze temperaturowej – monitorowano temperaturę płytki obwodu drukowanego w otoczeniu sensora promieniowania. Rysunek 7.9 prezentuje znormalizowane widma zebrane podczas pomiarów w różnych temperaturach. Pomimo, że posiadają one niemal identyczny kształt, analiza szerokości połówkowej dla piku głównego ukazuje znaczące różnice w wartościach.

Rysunek 7.10 przedstawia wyniki analizy FWHM. Wraz ze spadkiem temperatury obserwowany jest spadek wartości szerokości połówkowej do temperatury punktu pomiarowego  $-11.5^\circ\text{C}$ . Jest to powiązane ze spadkiem wartości szumów elektronicznych, których wartość poniżej pewnej temperatury pozostaje stała ze względu na słabą zależność od temperatury składowej związanej z szumem typu  $1/f$  oraz składowej opisującej szum napięciowy biały (różnica wartości współczynnika  $b$  we wzorze (7.6), pomiędzy skrajnymi

przedstawionymi temperaturami wyniosła ok. 8%). Ponadto fluktuacje Fano są niezależne od temperatury. Dominującym efektem odpowiadającym za polepszenie rozdzielczości energetycznej w niższych temperaturach jest redukcja szumów śrutowych od prądu upływu sensora.



**Rysunek 7.9 Znormalizowane widma przypadków 1-sygnałowych dla różnych temperatur pomiaru**



**Rysunek 7.10 Całkowita szerokość połówkowa linii 5.9 keV w zależności od temperatury PCB**

Większość przedstawionych w niniejszej pracy pomiarów została wykonana w temperaturze pokojowej, ponieważ dla wielu zastosowań uniknięcie chłodzenia detektora jest jednym z istotnych wymagań.

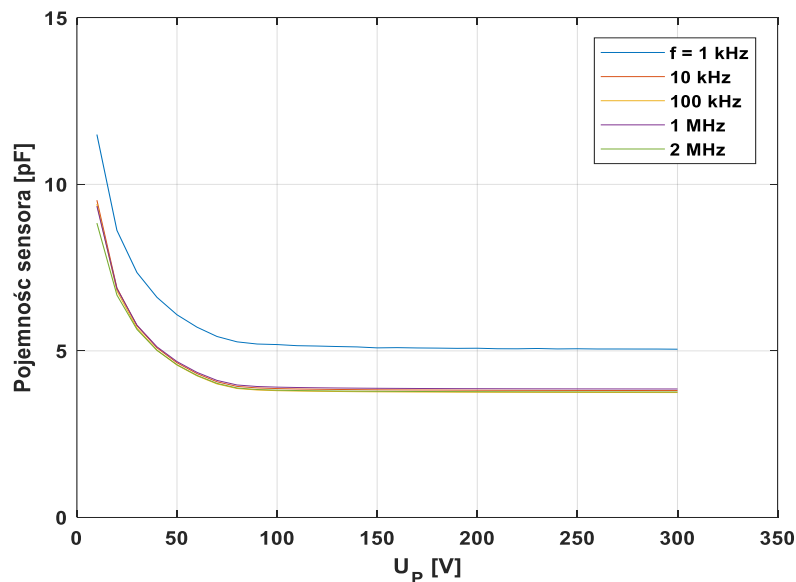
### 7.2.3. Wpływ napięcia polaryzacji detektora na energetyczną zdolność rozdzielczą

Poprawa wartości energetycznej zdolności rozdzielczej jest spodziewana wraz ze wzrastającym napięciem polaryzacji sensora, aż do osiągnięcia napięcia pełnego zubożenia. Przybliżając detektor planarny modelem kondensatora płaskiego, jego pojemność będzie zwiększała się wraz z wielkością elektrody, a zmniejszała z grubością warstwy zubożonej zgodnie ze wzorem (7.7):

$$C = \epsilon_0 \epsilon_S \frac{S_d}{W_d}, \quad (7.7)$$

gdzie:  $S_d$  – powierzchnia elektrod.

Pojemność sensora jest krytycznym parametrem decydującym o wkładzie szumów napięciowych układu front-end do całkowitej wartości ENC. Składowa ENC opisująca wejściowe szumy napięciowe przedwzmacniacza jest proporcjonalna do całkowitego obciążenia pojemnościowego przedwzmacniacza, a do niego z kolei dodaje się pojemność sensora (wzór (5.21)). Rysunek 7.11 przedstawia składową pojemności do podłoża detektora z odczytem RXPv2 w funkcji napięcia polaryzacji dla różnych częstotliwości sygnału testowego, dla przykładowego sensora o grubości 0.5 mm. Napięcie pełnego zubożenia wynosi ok. 100 V i powyżej tej wartości pojemność pozostaje stała.

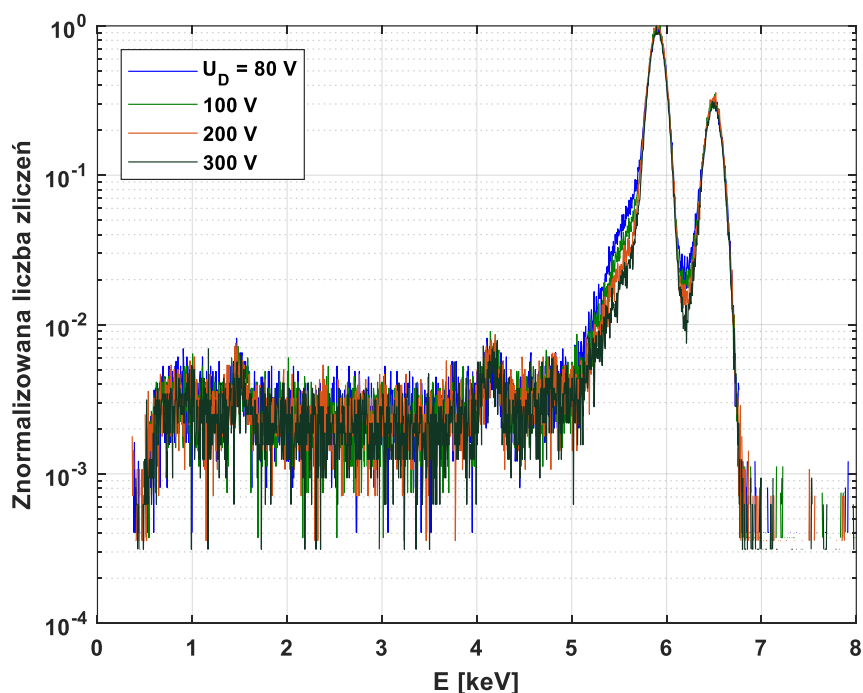


Rysunek 7.11 Pojemność sensora w funkcji napięcia polaryzacji dla różnych częstotliwości sygnału testowego

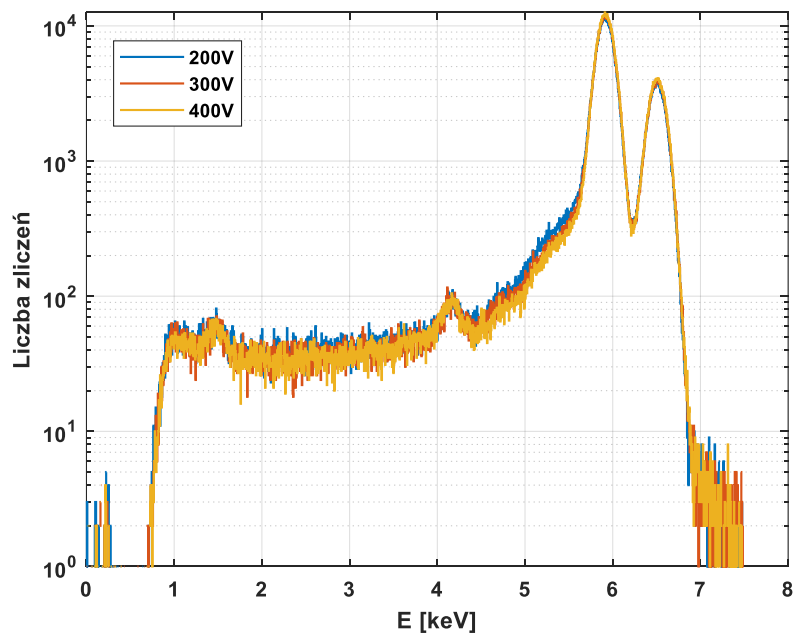
Rysunek 7.12 prezentuje wyniki pomiarów z różną polaryzacją sensora o implantacji p<sup>+</sup> równej 100 nm z układem odczytowym RXPv3 przy oświetlaniu od strony kontaktu omowego. Zauważalne jest podwyższenie kolana oraz doliny między pikami widmowymi dla

niższych wartości napięcia na detektorze, co wskazuje na większą liczbę rejestrowanych przypadków niekompletnego zbierania ładunku ze względu na dłuższe czasy zbierania i większy zakres rozmycia dyfuzyjnego zbieranego ładunku dla niższych napięć polaryzacji. Analiza FWHM dla linii 5.9 keV nie wykazuje szczególnych różnic, oscyluje ona wokół wartości 176 eV dla każdego z prezentowanych widm zebranych w stałej temperaturze 16°C.

Rysunek 7.13 przedstawia widma zebrane dla różnych wartości napięcia polaryzacji sensora, dla którego zaprezentowano wartości pojemności (Rysunek 7.11), dla tego samego czasu pomiaru. Pomimo, że w kształtach widm nie zauważa się znaczących różnic oraz że widma zostały zebrane dla napięć przewyższających napięcie zubożenia, to wartości szerokości połówkowej pików głównego odbiegają od siebie. Dla 200 V wartość FWHM wyniosła  $(226.7 \pm 1.2)$  eV, dla 300 V:  $(218.3 \pm 0.8)$  eV, natomiast dla 400 V:  $(219.3 \pm 1.0)$  eV. Wynika z tego, że dalsze podnoszenie napięcia powyżej 300 V nie wpływa na poprawienie wartości energetycznej zdolności rozdzielczej. Zysk na wartości FWHM pomiędzy napięciem 200 V a 300 V wynika z lepszej efektywności zbierania ładunku, mimo, że prąd upływu zwiększa się wraz ze wzrostem napięcia polaryzacji. Wynik ten jednoznacznie ukazuje, że napięcie polaryzacji powinno być większe niż napięcie pełnego zubożenia. Nominalnym napięciem polaryzacji sensorów w trakcie testów przedstawionych w niniejszej pracy było 300 V.



**Rysunek 7.12** Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla sensorów z płytką implantacją oświetlanych od strony kontaktu omowego



Rysunek 7.13 Widma zdarzeń pojedynczych dla różnych polaryzacji sensora z głęboką implantacją p<sup>+</sup>

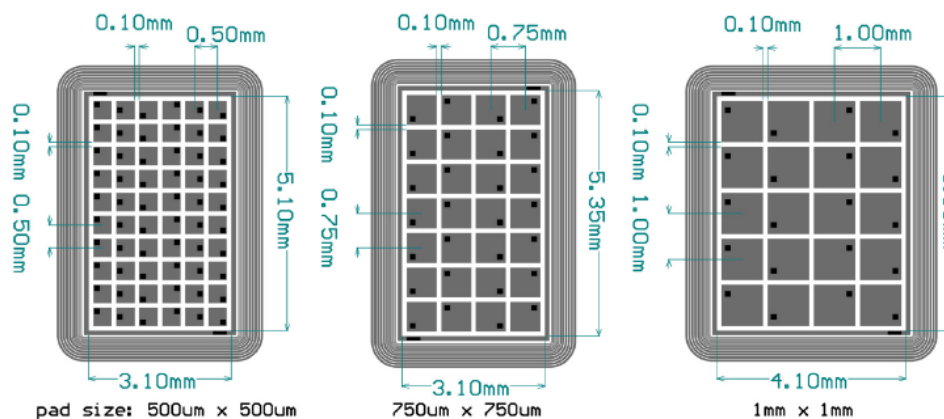
### 7.3. Optymalizacja wymiarów detektora i segmentacji elektrody

#### 7.3.1. Analiza widm uzyskanych z pomiarów dla różnych wymiarów sensorów padowych

W celu określenia optymalnej wartości energetycznej zdolności rozdzielczej, możliwej do uzyskania dla sensorów padowych, dokonano szeregu pomiarów z detektorami krzemowymi różniącymi się między sobą grubością, segmentacją (odstęp między padami, wymiary padów) oraz głębokością implantacji p<sup>+</sup>. Do pomiarów użyto sensory o charakterystycznych wymiarach:

- grubość: 500 μm oraz 1000 μm,
- liczba padów: 6x10, 4x7, 4x5,
- powierzchnia aktywna: 15.8 mm<sup>2</sup>, 16.6 mm<sup>2</sup>, 20.9 mm<sup>2</sup>,
- odstęp między padami: 50 μm oraz 100 μm,
- wymiary padu: 500 μm x 500 μm, 750 μm x 750 μm oraz 1000 μm x 1000 μm (Rysunek 7.14).

Dla poprawienia wydajności detekcji dla energii powyżej 10 keV korzystne byłoby użycie grubszych sensorów. Takie detektory wymagają jednak większych napięć polaryzacji, aby uzyskać zadowalającą efektywność zbierania ładunku. Wraz ze wzrostem napięcia polaryzacji pojawiają się ograniczenia związane z większym prądem upływu oraz niebezpieczeństwo przebicia złącza.



**Rysunek 7.14 Schematy używanych segmentacji elektrody górnej [87]**

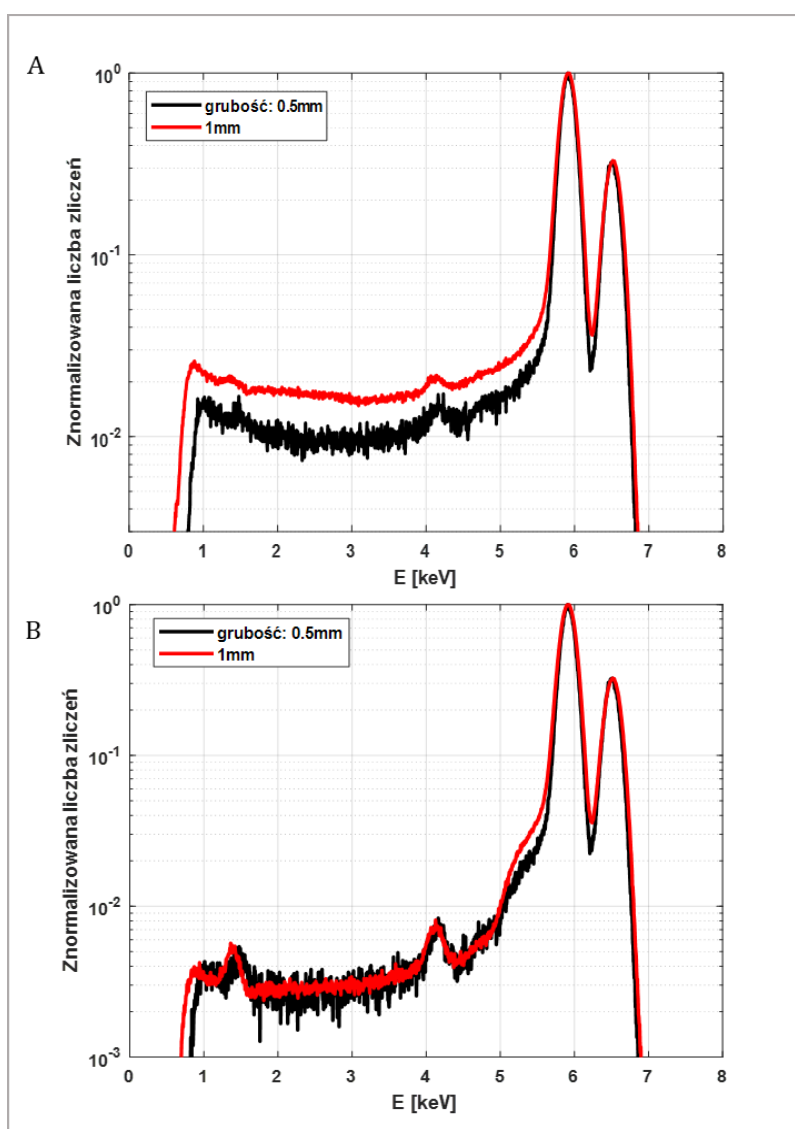
Rysunek 7.15 prezentuje znormalizowane widma surowych danych (A) oraz zdarzeń 1-sygnałowych (B) dla dwóch identycznych sensorów z systemem odczytu RXPv2 różniących się grubością. Detektor o grubości 1 mm był spolaryzowany napięciem 600 V, natomiast węższy sensor napięciem 300 V. Oba były oświetlane od strony kontaktu omowego. Na wykresie A zauważa się znaczącą różnicę w widmach – dla grubszego sensora poziom tła jest wyższy, co oznacza większy udział przypadków podziałowych we wszystkich rejestrowanych zdarzeniach. Jest to konsekwencją większego rozmycia dyfuzyjnego sygnału: dla grubszego detektora wygenerowane dziury (będące główną składową sygnału ładunkowego zbieranego na posegmentowanej elektrodzie) mają dłuższą drogę do przebycia do elektrod zbierających, co skutkuje relatywnie większym ich rozmyciem w kierunku poprzecznym do toru ruchu. Dodatkowo na wyższy poziom tła wpływają niższe wartości bezwzględne natężenia pola elektrycznego w objętości grubszego sensora w porównaniu z sensorem o grubości 0.5 mm, co skutkuje mniejszą efektywnością zbierania ładunku. W takim przypadku prawdopodobieństwo zarejestrowania zdarzenia podziałowego zwiększa się. Ma to również odzwierciedlenie w wartości szerokości połówkowej pików 5.9 keV: grubość 1 mm:  $(238.9 \pm 0.3)$  eV, grubość 0.5 mm:  $(220.1 \pm 0.8)$  eV. Liczba przypadków podziałowych jest zminimalizowana dla widm zdarzeń 1-sygnałowych, dlatego pomiędzy tymi widmami (B) nie zauważa się różnic w tle niskoenergetycznym. Jednak wartości FWHM wyznaczone na podstawie widm przypadków pojedynczych ukazują tendencję wzrostową dla grubszych sensorów: grubość 1 mm:  $(238.3 \pm 0.4)$  eV, grubość 0.5 mm:  $(219.8 \pm 0.8)$  eV. Obserwowane wyższe kolano po lewej stronie pików głównych dla widm uzyskanych przy pomocy grubszego sensora jest również spowodowane większą liczbą zdarzeń podziałowych.

Rysunek 7.16 przedstawia zestawy widm pomiarowych składające się z surowych danych, zdarzeń pojedynczych oraz klastrów 2-elementowych dla różnych rozmiarów padów przy jednakowej grubości sensora równej 500 µm. Dla widm surowych danych obserwuje się systematyczne obniżenie niskoenergetycznego tła dla mniejszych odstępów między segmentami. Większy udział zdarzeń podziałowych dla odstępów równych 100 µm jest również widoczny dla widm przypadków 1-elementowych jako wyższy poziom kolana po lewej stronie pików głównych. Jednak to widma klastrów 2-elementowych ukazują największe różnice między sensorami różniącymi się odstępem między padami. Podczas gdy pik w tych

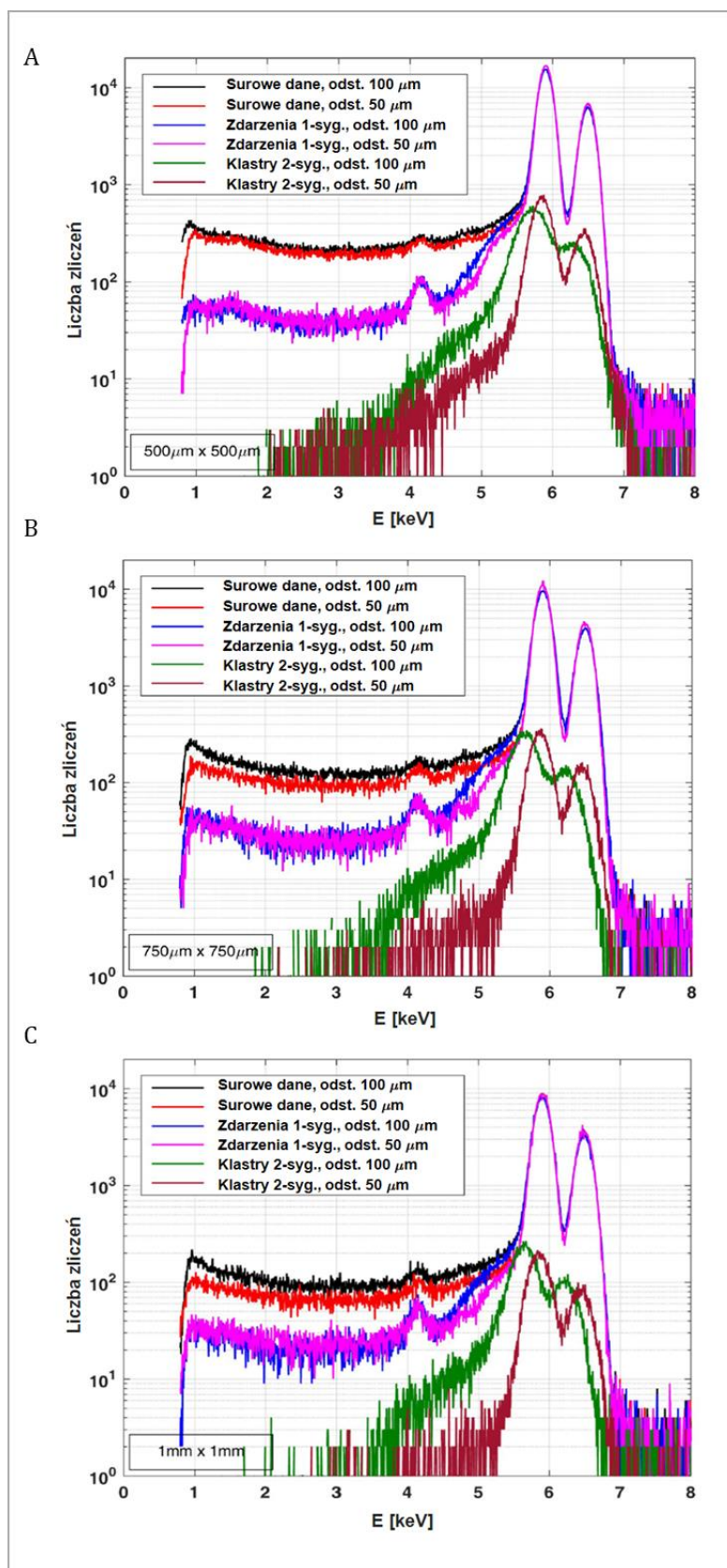


widmach dla odstepu równego 50  $\mu\text{m}$  znajdują się w tej samej pozycji co piki widm zdarzeń pojedynczych, dla większego odstepu są przesunięte w stronę niższych energii, co wskazuje na deficyt ładunku dla zdarzeń 2-elementowych po sklastrowaniu sygnałów. Prawdopodobnym źródłem takiego stanu rzeczy jest rekombinacja bądź uwięzienie wygenerowanych nośników ładunku w stanach powierzchniowych w obszarze między segmentami.

Tabela 7.1 prezentuje udział przypadków 1-, 2- oraz więcej-elementowych w całkowitej liczbie zdarzeń zarejestrowanych przez sensory z różnymi rodzajami segmentacji elektrody. Liczby te są spójne z obserwacjami poczynionymi dla widm: im mniejszy rozmiar padu i większy odstęp między segmentami tym większy udział przypadków podziałowych w pomiarze. W najgorszym obserwowanym przypadku udział zdarzeń 2-i-więcej-elementowych to 6.13%, natomiast udział zdarzeń 3-i-więcej-elementowych dla wszystkich mierzonych detektorów wyniósł poniżej 1%.



Rysunek 7.15 Znormalizowane widma: A – surowych danych, B – zdarzeń pojedynczych dla różnych grubości detektora przy oświetlaniu detektorów od strony kontaktu omowego



Rysunek 7.16 Zestawy widm amplitudowych dla różnych odstępów między padami dla wymiarów padów: A - 500  $\mu\text{m}$ , B - 750  $\mu\text{m}$ , C - 1000  $\mu\text{m}$

**Tabela 7.1 Skład liczbowy rejestrowanych zdarzeń dla widm uzyskiwanych przy pomocy detektorów o różnych rozmiarach padów**

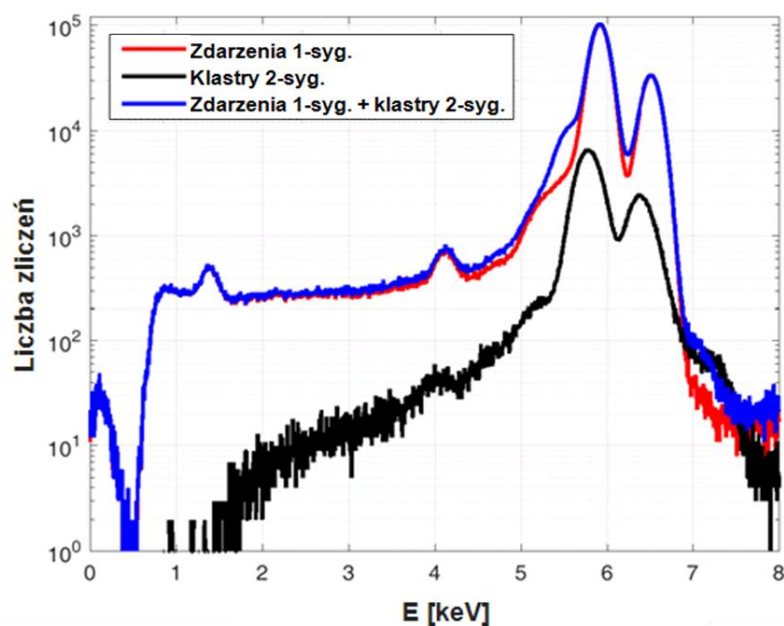
Rozmiary padów	Całkowita liczba zdarzeń	Liczba zdarzeń pojedynczych	Liczba zdarzeń podwójnych	Liczba zdarzeń więcej-elementowych
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	2523872	2390028 (94.70%)	132068 (5.23%)	1776 (0.07%)
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	2523876	2369121 (93.87%)	151259 (5.99%)	3496 (0.14%)
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	2521263	2435443 (96.60%)	84902 (3.37%)	918 (0.04%)
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	2505276	2385240 (95.21%)	114512 (4.57%)	5524 (0.22%)
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	2524721	2458162 (97.36%)	66031 (2.62%)	528 (0.02%)
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	2507281	2398951 (95.68%)	105789 (4.22%)	2541 (0.10%)

Tabela 7.2 przedstawia poszczególne składowe całkowitej szerokości połówkowej (formuła (5.24)) dla różnych segmentacji elektrody. Zauważalny jest trend związany z przyczynkiem od niekompletnego zbierania ładunku, mianowicie im większy odstęp między padami, tym większa jego wartość.

**Tabela 7.2 Poszczególne składowe całkowitej szerokości połówkowej piku 5.9 keV w temperaturze 18 °C dla różnych segmentacji elektrody dla czasu kształtowania układu kształtującego 3.5  $\mu\text{s}$**

Rozmiary padów	$\text{FWHM}_{\text{tot}}$ [eV]	$\text{FWHM}_{\text{el}}$ [eV]	$\text{FWHM}_{\text{Fano}}$ [eV]	$\text{FWHM}_{\text{coll}}$ [eV]
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	218	170	121	62
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	229	180	121	75
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	226	184	121	54
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	249	210	121	59
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	241	204	121	46
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	250	213	121	53

Analiza liczby rejestrowanych zdarzeń pokazuje, że przypadki 1-sygnałowe stanowią ponad 94% liczby wszystkich rejestrowanych sygnałów. Warto rozpatrzyć proste rozwiązanie mające na celu zwiększenie wydajności detekcji poprzez dodanie do nich sklastrowanych przypadków 2-sygnałowych (Rysunek 7.17, widmo niebieskie). Ze względu na przesunięcie pików widma klastrów 2-sygnałowych w stronę niższych energii oraz ich zwiększone FWHM, będące wynikiem procedury klastrowania widmo wypadkowe jest obarczone dodatkowym poszerzeniem pików energetycznych.



**Rysunek 7.17** Widma zdarzeń 1-sygnałowych, klastrów 2-sygnałowych oraz ich suma

Tabela 7.3 zawiera porównanie wartości FWHM wyekstrahowanych na podstawie omówionych wyżej złożonych widm dla różnych segmentacji sensorów. Dane pokazują, że uwzględnienie zdarzeń 2-sygnałowych pogarsza szerokość połówką piku 5.9 keV o kilka elektronowoltów kosztem polepszenia wydajności o maksymalnie 6%. Wynika z tego, że z punktu widzenia optymalizacji wartości energetycznej zdolności rozdzielczej zdarzenia podziałowe powinny być wykrywane, jednak ich uwzględnianie w dalszej analizie (a w szczególności klasteryzacja) nie jest konieczne.

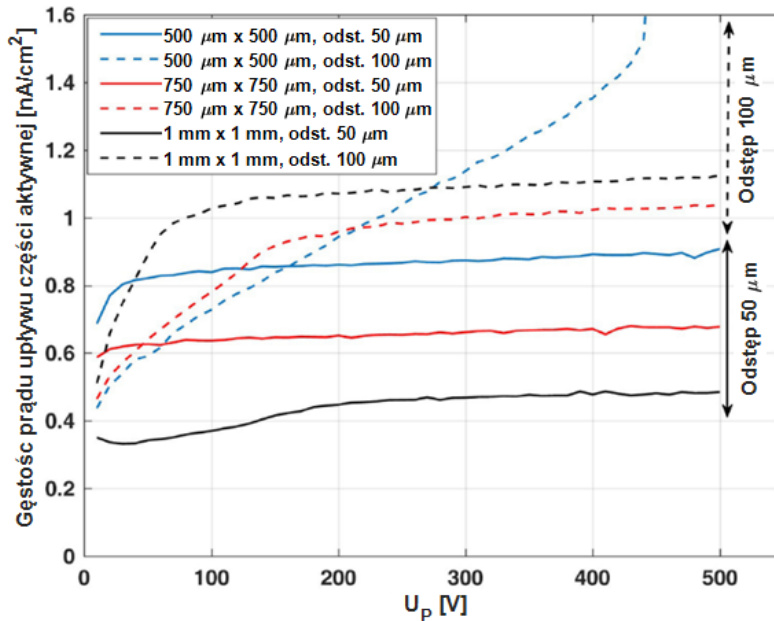
**Tabela 7.3 Całkowita szerokość połówkowa linii 5.9 keV dla widm zdarzeń jednosygnalowych, klastrów dwuelementowych oraz złożenia tych dwóch widm w temperaturze 18 °C dla różnych rozmiarów padów dla czasu kształtowania 3.5  $\mu$ s**

Rozmiary padów	FWHM <sub>1-hit</sub> [eV]	FWHM <sub>2-hit</sub> [eV]	FWHM <sub>(1+2)-hit</sub> [eV]
500 $\mu$ m x 500 $\mu$ m Odstęp = 50 $\mu$ m	218	309	222
500 $\mu$ m x 500 $\mu$ m Odstęp = 100 $\mu$ m	229	460	236
750 $\mu$ m x 750 $\mu$ m Odstęp = 50 $\mu$ m	226	315	229
750 $\mu$ m x 750 $\mu$ m Odstęp = 100 $\mu$ m	249	434	256
1000 $\mu$ m x 1000 $\mu$ m Odstęp = 50 $\mu$ m	241	332	243
1000 $\mu$ m x 1000 $\mu$ m Odstęp = 100 $\mu$ m	250	399	255

### 7.3.2. Prąd upływu

Prąd upływu detektora wnosi wkład do szumów równoległych układu (współczynnik  $a$  we wzorze (5.21)). Charakterystyki prądowo-napięciowe sensorów były mierzone dla wszystkich połączonych ze sobą padów i osobno dla pierścienia ochronnego. Rysunek 7.18 przedstawia gęstość prądu upływu części aktywnej dla różnych napięć polaryzacji detektorów o grubości 500  $\mu$ m w temperaturze 22°C. Można zauważyć, że wyniki dla sensorów z odstępem 50  $\mu$ m i 100  $\mu$ m formują dwie osobne grupy. Sensory z większym odstępem między segmentami charakteryzują się systematycznie wyższymi poziomami gęstości prądu, co jest spowodowane większym gradientem potencjału elektrycznego w regionach międzypadowych, lokalnie prowadzącym do wyższej wartości natężenia pola elektrycznego i generowania dodatkowych prądów powierzchniowych. Prąd upływu w tych sensorach wzrasta znacząco dla napięć powyżej napięcia pełnego zubożenia, natomiast dla sensorów z mniejszym odstępem wartości gęstości prądów ulegają nasyceniu powyżej wartości napięcia pełnego zubożenia, jak oczekuje się dla płaskiej diody półprzewodnikowej bez segmentacji, ponieważ pole elektryczne przy krawędziach padów w tym przypadku jest bardziej jednorodne.

Dla detektora z najmniejszymi wymiarami padów 500  $\mu$ m x 500  $\mu$ m i większym odstępem równym 100  $\mu$ m obserwuje się mniejsze napięcie przebicia niż dla reszty konfiguracji, jednak dla napięcia nominalnego 300 V wartość gęstości prądu mieści się w tym samym rzędzie wielkości, co dla reszty sensorów. Dla napięcia nominalnego średnia wartość prądu upływu na pojedynczy pad waha się między 2.2 pA (500  $\mu$ m x 500  $\mu$ m, odstęp: 50  $\mu$ m) a 11.4 pA (1 mm x 1 mm, odstęp: 100  $\mu$ m).



**Rysunek 7.18** Gęstość prądu upływu w funkcji napięcia polaryzacji w obszarze elektrod dla różnych segmentacji

Pod względem minimalizacji szumów elektronicznych najlepszą konfiguracją segmentacji elektrod jest wymiar padu  $500\ \mu\text{m}$  oraz odstęp między segmentami  $50\ \mu\text{m}$ , dla której prąd pojedynczego padu jest najmniejszy.

### 7.3.3. Pojemność

Całkowita pojemność segmentu wpływa na całkowite obciążenie pojemnościowe układu przedwzmacniacza. Składowa opisująca szumy napięciowe jest proporcjonalna do tego parametru zgodnie ze wzorem (5.21). Minimalizacja wartości pojemności jest więc pożądana biorąc pod uwagę energetyczną zdolność rozdzielczą układu. Pojemność padu obejmuje pojemność warstwy zubożonej rozbudowywanej pod elektrodą uwzględniającą pojemność między danym segmentem a kontaktem omowym (podłożem) oraz pojemność między danym padem a pozostałymi padami. Dominującym przyczynkiem do tej wartości jest pojemność między padem a czterema sąsiednimi segmentami, jednak sąsiednie pady narożne oraz drudzy sąsiedzi również mają na nią wpływ. Pomiary pojemności były wykonywane dla trzech przypadków:

- pojemność mierzona między połączonymi ze sobą wszystkimi segmentami a podłożem – z czego liczona jest średnia wartość przypadająca na pojedynczy pad, determinująca całkowite napięcie zubożenia;
- pojemność mierzona między pojedynczym, leżącym w centralnej części sensora padem a resztą połączonych ze sobą segmentów;
- pojemność mierzona między pojedynczym padem leżącym w centralnej części a pozostałymi padami i podłożem, co wyraża całkowitą pojemność padu widzianą od strony elektroniki odczytu.

Tabela 7.4 prezentuje podsumowanie pomiarów pojemności dla detektorów o grubości 500  $\mu\text{m}$  w temperaturze 22°C. Należy zwrócić uwagę, że wartości całkowitej pojemności padu są zbliżone do sumy wartości pojemności między padem a podłożem i między padem a resztą segmentów. Poza sensorami z najmniejszymi wymiarami padów widać zależność wartości pojemności do sąsiednich padów a odstępem między padami tj. im większy odstęp tym mniejsza pojemność. Taką prawidłowość zauważa się więc dla rozmiarów padów większych niż grubość detektora (warstwy zubożonej), których pojemność można przybliżyć dwuwymiarowym modelem, w którym jest ona wprost proporcjonalna do powierzchni padu oraz odwrotnie proporcjonalna do odstępów międzypadowego. Dla wymiarów segmentów porównywalnych i mniejszych niż grubość detektora zauważa się zmniejszanie wartości pojemności izolowanego padu wraz ze zmniejszeniem rozmiaru segmentu [93]. Ten efekt jest więc dominujący w przypadku sensorów o wymiarach padu 500  $\mu\text{m}$  x 500  $\mu\text{m}$  i grubości 500  $\mu\text{m}$ , i kompensuje efekt spowodowany większym odstępem.

Biorąc pod uwagę odstęp między padami należy zauważyć, że ze względu na redukcję prądów upływu preferowane są jego mniejsze wartości, jednak w takim przypadku wzrasta pojemność padów. Aby określić wartość odstępów optymalnego dla danej konfiguracji detektora należy wziąć również pod uwagę parametry elektroniki odczytu, wśród których głównym czynnikiem wpływającym na rozdzielczość energetyczną jest czas kształtowania impulsów (rozdział 7.5.1.).

**Tabela 7.4 Zmierzone wartości pojemności padów dla różnych segmentacji elektrody dla wartości napięcia polaryzacji detektora 300 V**

<b>Rozmiary padów</b>	<b>Średnia pojemność między padem a podłożem [fF]</b>	<b>Pojemność między pojedynczym padem a pozostałymi padami [fF]</b>	<b>Całkowita pojemność padu [fF]</b>
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	59	190	247
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	60	188	247
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	136	203	337
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	134	99	230
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	244	237	478
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	242	84	324

## 7.4. *Efekt warstwy martwej*

W widmach energetycznych promieniowania X mierzonych przy użyciu detektorów półprzewodnikowych obserwuje się tło niskoenergetyczne, które jest znacząco wyższe niż to wynika z efektu Comptona i oczekiwanych efektów podziału ładunku. Redukcja tła niskoenergetycznego jest istotna ze względu na wykrywalność pierwiastków o niskich energiach promieniowania charakterystycznego. Jest to szczególnie ważne w spektrometrycznym obrazowaniu fluorescencyjnym, gdy rejestruje się złożone widma pochodzące od różnych pierwiastków. W specjalistycznych detektorach do wysokorozdzielczej spektrometrii promieniowania X stosunek pików do tła niskoenergetycznego jest równie ważnym parametrem jak sama rozdzielczość energetyczna i osiąga wartość rzędu  $10^4$  dla linii 5.9 keV.

Dla badanych sensorów padowych, w widmach 1-sygnałowych ciągle obserwuje się znaczne tło, pomimo iż zdarzenia podziałowe zostały z niego wyeliminowane. Wynika to ze struktury samego detektora, w której pojawia się *warstwa martwa* [37]. Warstwy takie odpowiadają obszarom pod kontaktami metalowymi, które pozostają niezubożone. Ładunek wygenerowany przez fotony w tych obszarach zostanie tylko częściowo zebrany ze względu na prawie zerowe natężenie pola elektrycznego. Efekt ten jest ściśle powiązany z głębokością implantacji domieszek w obszarze p<sup>+</sup> w przypadku złącza p<sup>+</sup>-n i bardziej znaczący dla niższych energii, ponieważ większa część fotonów jest absorbowana w tej warstwie. Skutkuje to zwiększeniem stosunku pików energetycznych do poziomu tła niskoenergetycznego w widmach wraz z wrastającą energią rejestrowanych fotonów. Efekt warstwy martwej można zredukować poprzez utrzymywanie napięcia polaryzacji powyżej napięcia pełnego zubożenia, zmniejszenie obszarów implantacji oraz/lub zastosowanie innych konstrukcji złącz, mających na celu zwiększenie natężenia pola w takich strefach (dodatkowe implantacje n<sup>+</sup> w pobliżu p<sup>+</sup>) [94].

### 7.4.1. *Pomiary ze źródłem promieniotwórczym*

Do badania wpływu warstwy martwej na wydajność sensora wykorzystano sensory krzemowe o grubości 0.5 mm, odstępach 50 μm, wymiarach padów 500 μm i 1000 μm oraz implantacji p<sup>+</sup> o głębokości 1.2 μm, 200 nm i 100 nm z systemem odczytu RXPv3. Pomiary były wykonywane z użyciem źródła Fe-55 bezpośrednio oświetlającego detektor oraz w odbiciowej geometrii wzbudzano promieniowanie charakterystyczne tytanu i chloru (dodatkowe pików fluorescencyjne pochodzące od aluminium są następstwem występowania metalizacji Al na powierzchni padów kontaktowych sensora oraz użycia mikroprzewodów łączących sensor z ASIC).

Rysunek 7.19 prezentuje znormalizowane widma zdarzeń 1-sygnałowych dla dwóch typów implantacji p<sup>+</sup>: 1200 nm oraz 100 nm. Wykres A przedstawia standardowe widma zebrane przy oświetlaniu sensora fotonami ze źródła Fe-55. Dzięki modernizacji systemu odczytu osiągnięto krawędź detekcji poniżej 0.5 keV. Dla płytszej implantacji zauważalna jest redukcja tła niskoenergetycznego oraz wyostrenie pików ucieczki oraz pików promieniowania charakterystycznego krzemu 1.74 keV, tuż powyżej pików aluminium.

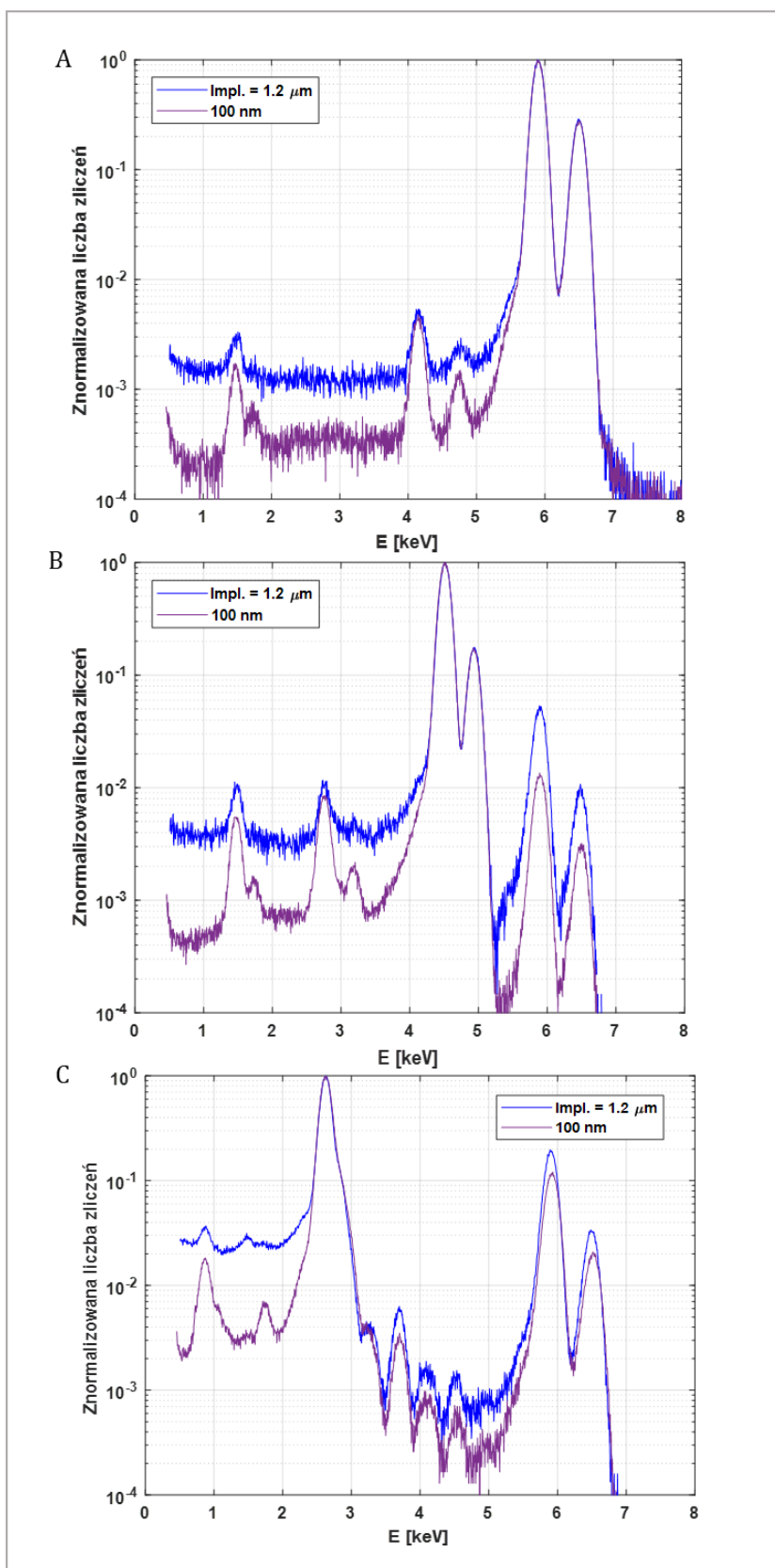


Nie wpłynęło to jednak na wartość FWHM pików  $K_{\alpha}$  Mn, która dla sensora z implantacją o głębokości 1.2  $\mu\text{m}$  wyniosła  $(181.68 \pm 0.40)$  eV, natomiast dla drugiego sensora  $(185.13 \pm 0.42)$  eV przy oświetlaniu od strony padów. Wykresy B oraz C ukazują porównanie widm uzyskanych podczas rejestracji promieniowania fluorescencyjnego tytanu i chloru wzbudzanego promieniowaniem ze źródła Fe-55. Widoczne jest obniżenie tła niskoenergetycznego dla sensora o warstwie  $p^+$  głębszej na 100 nm we wszystkich przypadkach w porównaniu do implantacji 1.2  $\mu\text{m}$ .

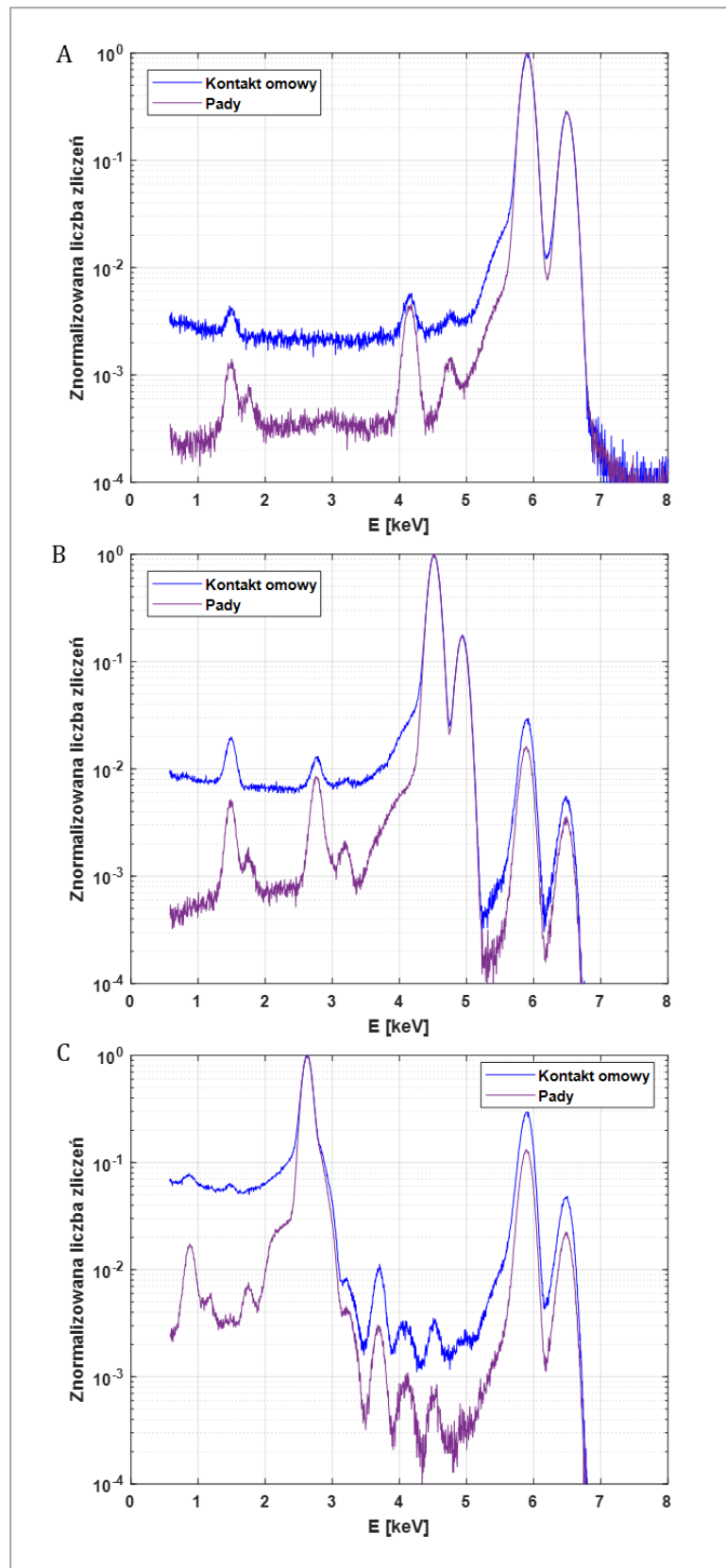
Rysunek 7.20 przedstawia zestaw widm zebranych dla różnych konfiguracji pomiarowych dla sensora o standardowej głębokości warstwy  $n^+$  oferowanej przez dostawcę oraz implantacji  $p^+$  równej 200 nm. We wszystkich przypadkach zauważa się spodziewane podwyższenie niskoenergetycznego tła przy oświetlaniu od strony kontaktu omowego. Ponadto warto zwrócić uwagę na degradację niskoenergetycznych pików ucieczki, pików Al oraz pików Si. Analiza energetycznej zdolności rozdzielczej pików 5.9 keV nie wykazała jednak różnicy w wartościach dla obu widm, które wyniosły:  $(186.10 \pm 0.26)$  eV (kontakt omowy) i  $(186.02 \pm 0.28)$  eV (pady).

Rysunek 7.21 pokazuje porównanie widm uzyskanych przy oświetlaniu sensora od strony padów z płytką implantacją  $p^+$  dla różnych energii fotonów. Zauważalny jest wzrost poziomu tła dla mniejszych energii fotonów fluorescencji rentgenowskiej.

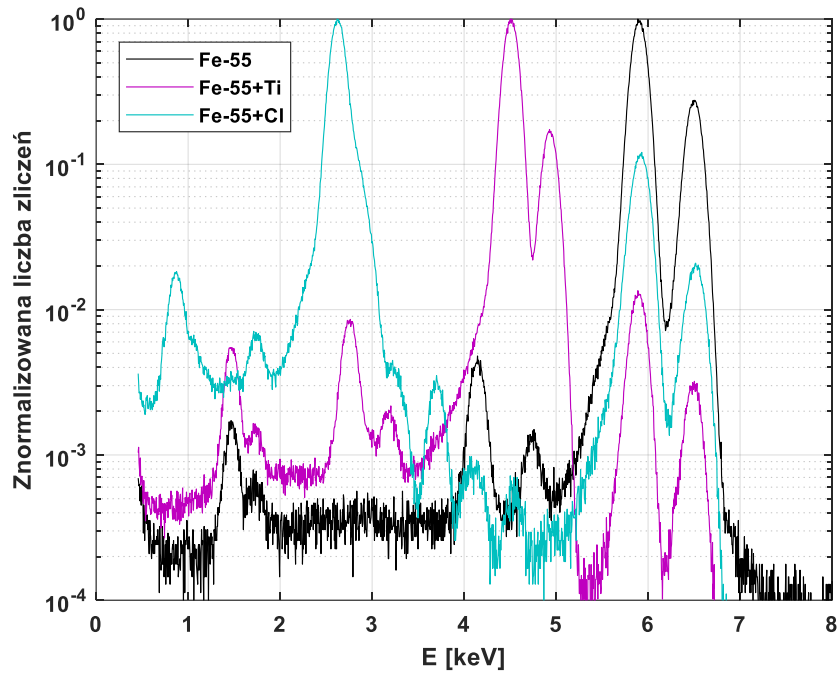
Rysunek 7.22 przedstawia widmo uzyskane z pomiarów z promieniowaniem fluorescencyjnym chloru dla implantacji 100 nm i 200 nm. Jak widać, nawet dla tak niskiej energii promieniowania widma prawie się pokrywają. Różnica znajduje się po lewej stronie pików głównego chloru i jest związana z ustawionym niższym progiem dyskryminacji dla pomiaru z sensorem o głębszej warstwie  $p^+$ . Analiza FWHM również nie wykazuje rozbieżności między sensorami, gdyż jej wartość wynosi odpowiednio  $(185.13 \pm 0.42)$  eV dla detektora z płytszą oraz  $(186.02 \pm 0.28)$  eV dla detektora z głębszą implantacją. Na tej podstawie można wysnuć wniosek, iż dalsze spływanie implantacji poniżej głębokość 200 nm nie wpłynie na polepszenie wartości szerokości połowkowych pików ani na obniżenie poziomu tła w modułach z padowymi sensorami krzemowymi.



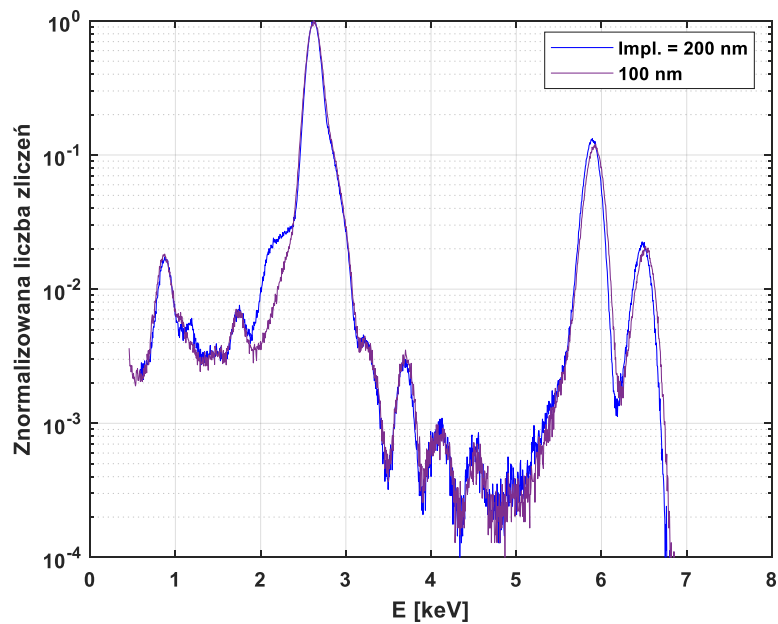
Rysunek 7.19 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów implantacji  $p^+$  uzyskane z pomiarów: A - źródło Fe-55, B - źródło z fluorescencją tytanu, C - źródło z fluorescencją chloru



Rysunek 7.20 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów oświetlenia sensora z płytką implantacją uzyskane z pomiarów: A – źródło Fe-55, B – źródło z fluorescencją tytanu, C – źródło z fluorescencją chloru



Rysunek 7.21 Znormalizowane widma dla sensora z płytką implantacją p<sup>+</sup> dla różnych energii fotonów; im niższa energia padającego promieniowania tym wyższe tło niskoenergetyczne



Rysunek 7.22 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów implantacji p<sup>+</sup> uzyskane z pomiarów ze źródłem Fe-55 i fluorescencją chloru

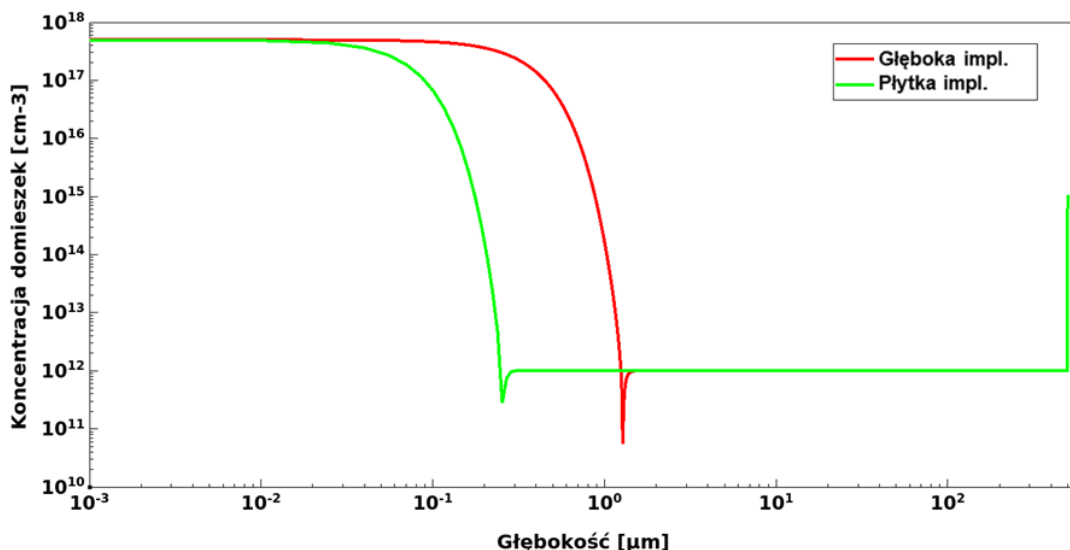
#### 7.4.2. Symulacje efektu warstwy martwej

Aby zweryfikować hipotezę, że tło niskoenergetyczne jest rzeczywiście spowodowane niekompletnym zbieraniem ładunku w obszarze  $p^+$  (przy oświetlaniu sensora miękkim promieniowaniem rentgenowskim od strony padów) wykonano odpowiednie symulacje komputerowe. Odpowiedź pojedynczego segmentu detektora krzemowego zasymulowano w środowisku MATLAB, wykorzystując kombinację symulacji Monte Carlo oraz formuł analitycznych. Poprawność modelu symulacyjnego i procedur obliczeniowych została potwierdzona doświadczalnie w pracy [95]. Założono w nich, że sensor jest oświetlany monoenergetyczną wiązką promieniowania o jednorodnym rozkładzie przestrzennym. W modelu symulacyjnym uwzględniono absorpcję promieniowania w materiale poprzez efekt fotoelektryczny, rozpraszanie promieniowania poprzez efekt Comptona oraz generację ładunku. Następnie proces zbierania wygenerowanej chmury ładunku w temperaturze 300 K przedstawiono jako dryf w polu elektrycznym oraz dyfuzję.

Symulacje przedstawione w pracy [95] zakładały skokowe złącze  $p^+n$  oraz zaniedbywały efekt niezerowej grubości warstwy  $p^+$ . W niniejszej pracy rozkłady pola elektrycznego dla zadanych profili domieszkowania zostały obliczone przy pomocy powszechnie stosowanego w symulacjach elektronicznych narzędzia TCAD (ang. Technology Computer Aided Design) Sentaurus. Dla uproszczenia analizy wybrano przekrój poprzeczny sensora segmentacyjnego o grubości 500  $\mu\text{m}$  zbudowanego z 5-ciu segmentów o wymiarze padu 200  $\mu\text{m}$  i odstępem 20  $\mu\text{m}$  oraz 6-ciu obszarów międzysegmentowych pokrytych dwutlenkiem krzemu o grubości 1  $\mu\text{m}$ . Elektroda odczytowa był segment środkowy. Analizowana struktura została pokryta niejednorodną siatką z krokiem co 1  $\mu\text{m}$  wzdłuż osi odciętych i od 0.0153  $\mu\text{m}$  do 0.1230  $\mu\text{m}$  wzdłuż osi rzędnych. Domieszkowanie podłoża ustalono na wartość  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , domieszkowanie warstwy  $n^+$  o grubości 2  $\mu\text{m}$  wynosiło  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , natomiast segmentów  $p^+$   $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Rysunek 7.23 przedstawia profile domieszkowania dla głębokiej (1.25  $\mu\text{m}$ ) oraz płytkiej (0.25  $\mu\text{m}$ ) implantacji w środku segmentu.

Moduł wektora natężenia pola elektrycznego dla polaryzacji sensora 300 V dla obu rodzajów implantacji  $p^+$  oraz profile dla środka segmentu prezentuje Rysunek 7.24. Należy zwrócić uwagę, że od strony kontaktu metalowego na warstwie  $p^+$  pojawiają się obszary o prawie zerowym natężeniu pola elektrycznego.

Wyindukowane prądy elektronowe i dziurowe na elektrodzie odczytowej zostały obliczone zgodnie z twierdzeniem Ramo-Shockleya. Pole wagowe odtworzono przy pomocy pakietu TCAD poprzez odjęcie wyników otrzymanych z symulacji z ustalonym potencjałem 0 V na elektrodzie odczytowej, 300 V na elektrodzie dolnej i 0 V na pozostałych elektrodach od wyników uzyskanych dla tych samych warunków, z jednym wyjątkiem – na elektrodzie odczytowej potencjał wynosił 1 V [96][97]. Rysunek 7.25 przedstawia wizualizację potencjałów wagowych dla głębokiej i płytkiej implantacji  $p^+$  oraz modułu wektora pola wagowego dla przekroju w środku elektrody odczytowej.



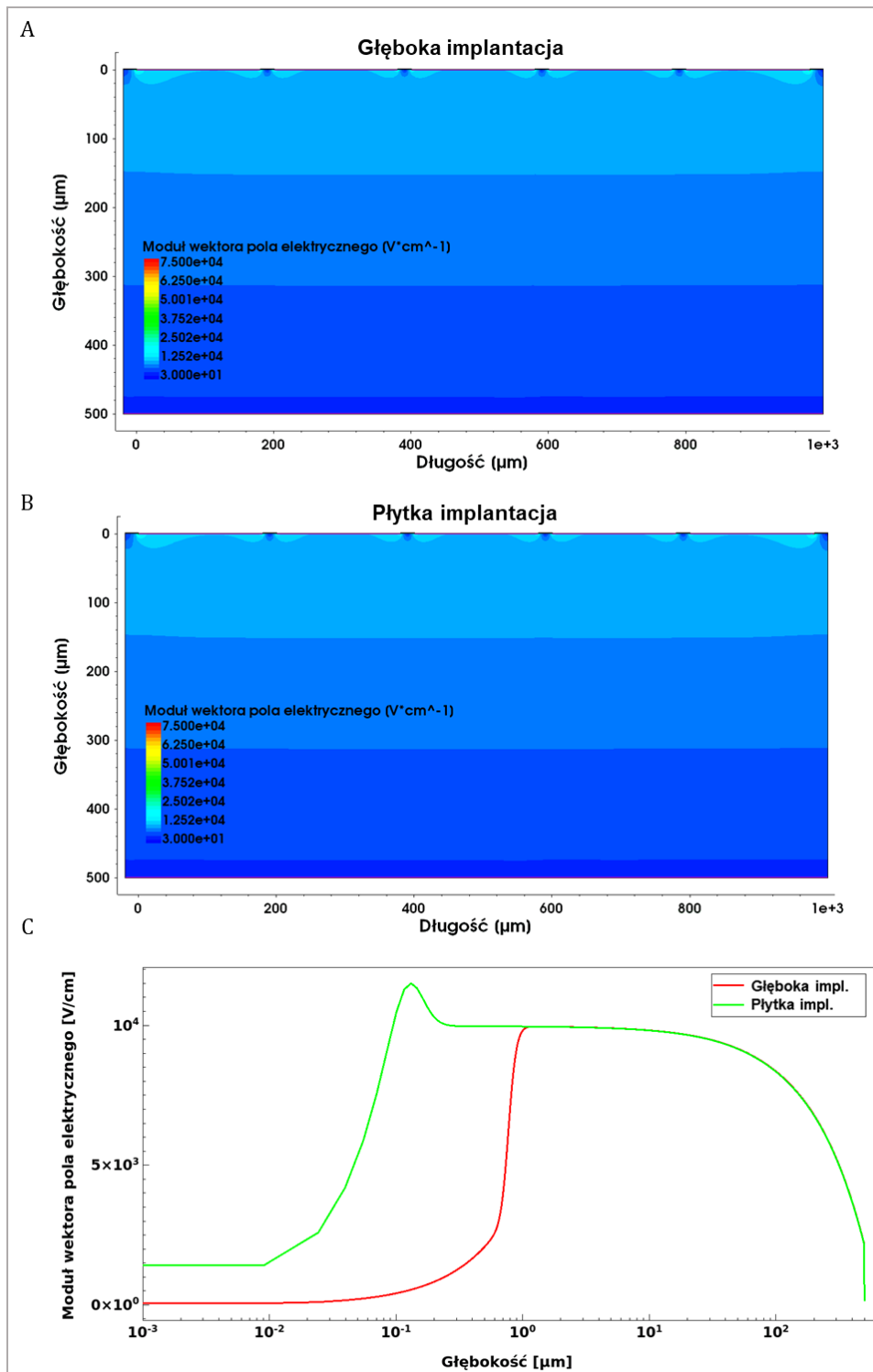
**Rysunek 7.23** Porównanie profili domieszkowania dla głębokiej i płytkiej warstwy p<sup>+</sup> w środku segmentu

Rysunek 7.26 prezentuje wyindukowane na segmencie odczytowym prądy składowej dziurowej i elektronowej uzyskane z symulacji dla płytkiej oraz głębokiej implantacji p<sup>+</sup>. Ładunek wygenerowany w punkcie interakcji promieniowania z materią sensora centralnie pod segmentem p<sup>+</sup> na głębokości 100 μm wynosił 1620 par elektron-dziura, co odpowiada fotonowi o energii 5.9 keV zaabsorbowanemu w krzemie.

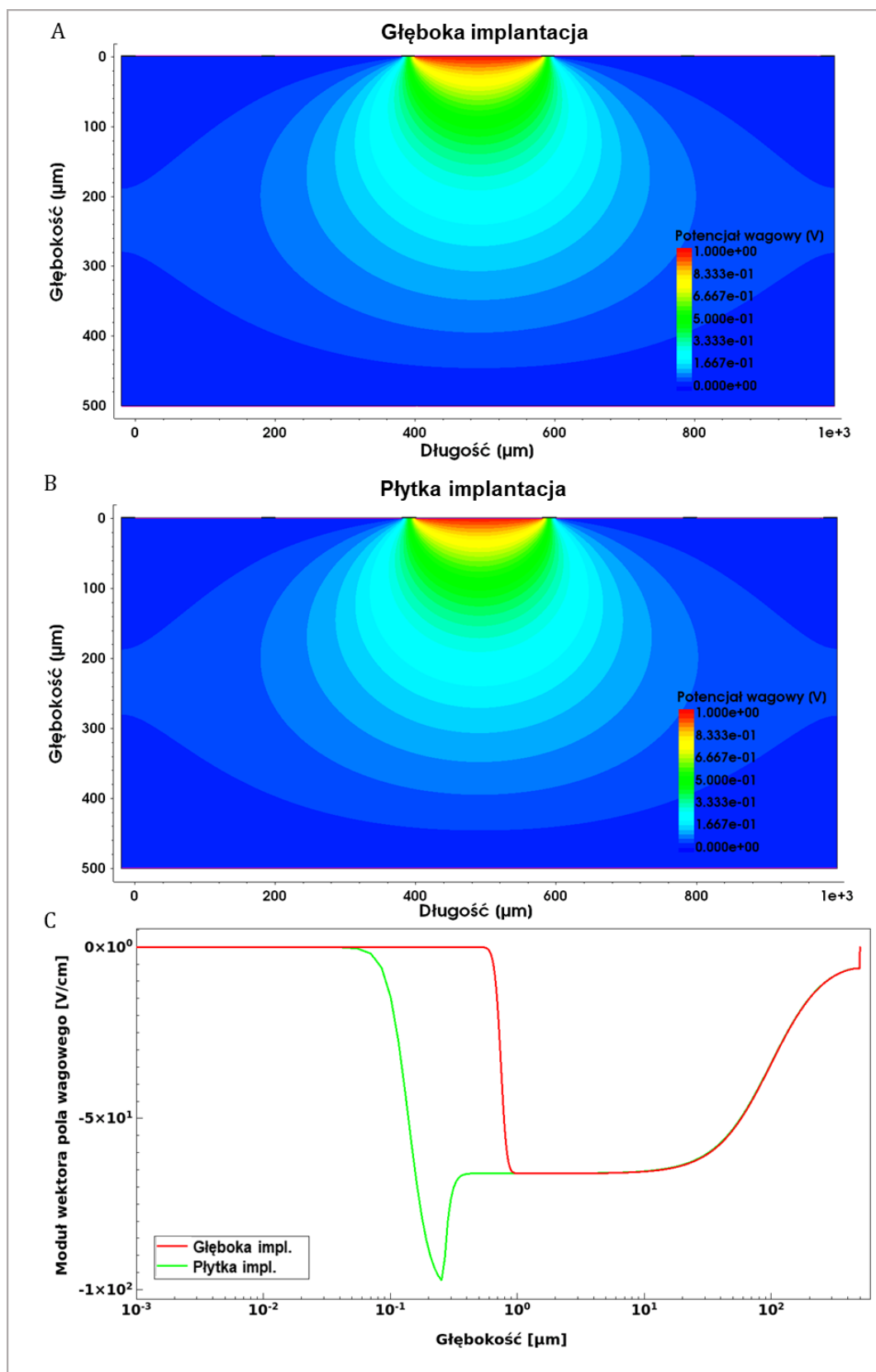
Wyindukowane prądy na elektrodzie odczytowej dla zostały scałkowane. Ładunki otrzymane po scałkowaniu powyższych przebiegów po czasie wyniosły odpowiednio: 841 e<sup>-</sup> od dziur, 779 e<sup>-</sup> od elektronów dla głębokiej implantacji oraz 845 e<sup>-</sup> od dziur i 775 e<sup>-</sup> od elektronów dla płytkiej implantacji. W obu przypadkach całkowity ładunek scałkowany w elektronice front-end jest równy ładunkowi pierwotnie wytworzonymu.

Procedura została powtórzona dla punktów generacji ładunku pierwotnego na głębokości od 0 μm (kontakt metalowy na elektrodzie p<sup>+</sup>) do 500 μm (kontakt metalowy na elektrodzie n<sup>+</sup>). Rysunek 7.27 przedstawia znormalizowane ładunki uzyskane ze scałkowania prądów elektronowych i dziurowych w funkcji głębokości generacji dla dwóch przypadków: głębokiej oraz płytkiej warstwy p<sup>+</sup>. Różnica pomiędzy przebiegami jest zauważalna dopiero na przybliżeniu obszaru z implantacją p<sup>+</sup> (Rysunek 7.28). Obszar, w którym wydajność zbierania ładunku jest mniejsza niż 95% od strony kontaktu p<sup>+</sup> zmniejszył się z 0.42 μm do 0.26 μm dla płytkiej implantacji.

Kolejnym krokiem symulacji było dodanie przyczynku szumowego przy pomocy generatora liczb losowych o rozkładzie normalnym i zdefiniowanej szerokości połówkowej o wartości 190 eV, odpowiadającej mierzonym rozdzielczościom energetycznym. Przebiegi wygenerowane dla głębokości od 0 μm do 500 μm dla środka elektrod odczytowych zostały poddane ważeniu funkcją opisującą efektywność generacji ładunku zgodnie z prawem osłabienia wiązki promieniowania (wzór (2.4)). Widmo amplitudowe zostało zbudowane jako histogram amplitud sygnałów zasymulowanych w taki sposób. Widma dla energii 5.9 keV i 6.5 keV (z uwzględnieniem proporcji ilościowych wynikających z fizyki źródła Fe-55), uzyskane na podstawie wyżej przedstawionych procedur, prezentuje Rysunek 7.29.

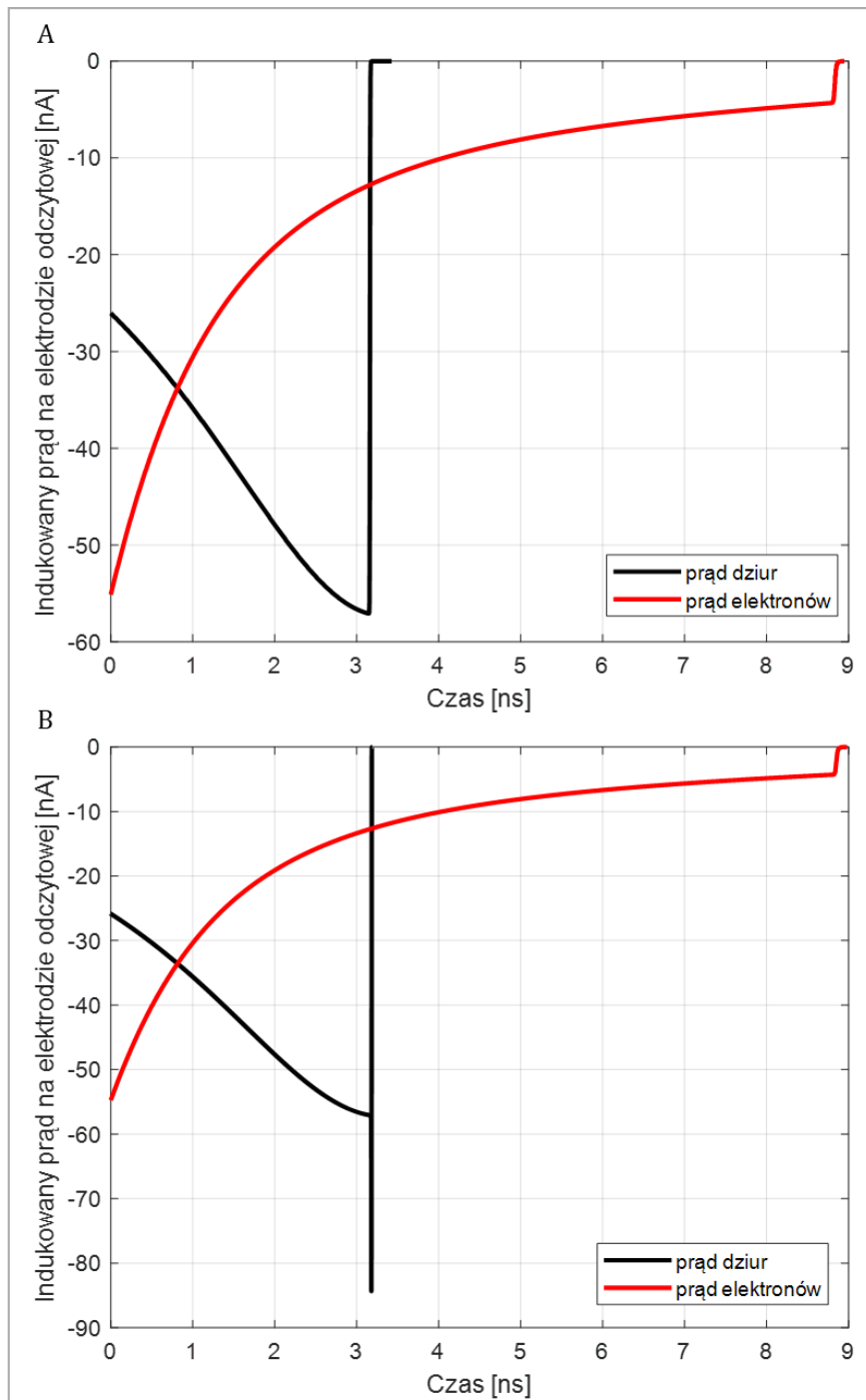


Rysunek 7.24 Moduł wektora natężenia pola elektrycznego w strukturze dla polaryzacji sensora 300 V dla: A – głębokiej warstwy p<sup>+</sup>, B – płytkiej warstwy p<sup>+</sup> oraz C - jego profile dla środka segmentu

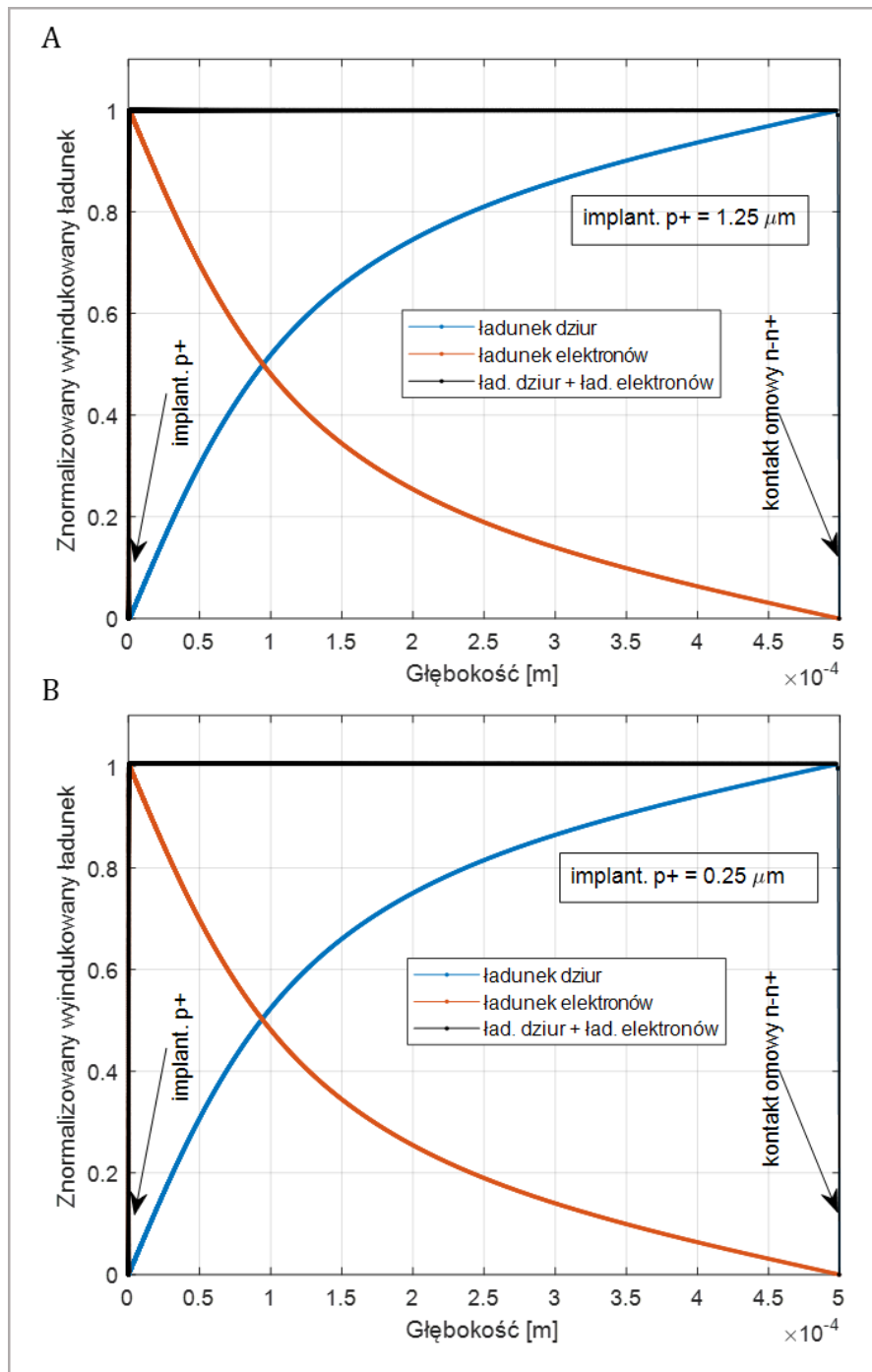


Rysunek 7.25 Potencjał wagowy w strukturze dla: A - głębokiej implantacji p<sup>+</sup>, B - płytkiej implantacji p<sup>+</sup> oraz C - moduł wektora pola wagowego dla przekroju w środku elektrody odczytowej

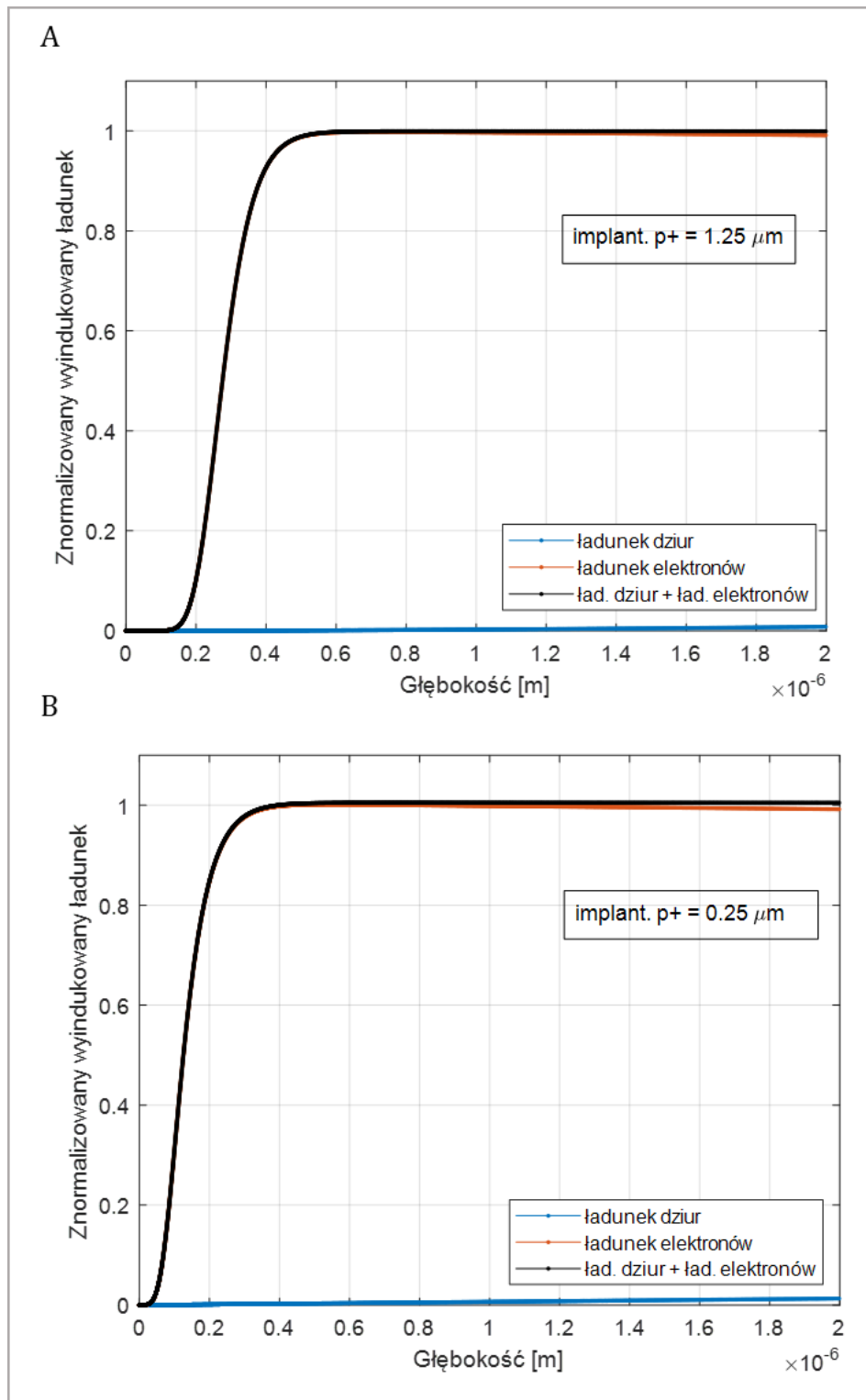




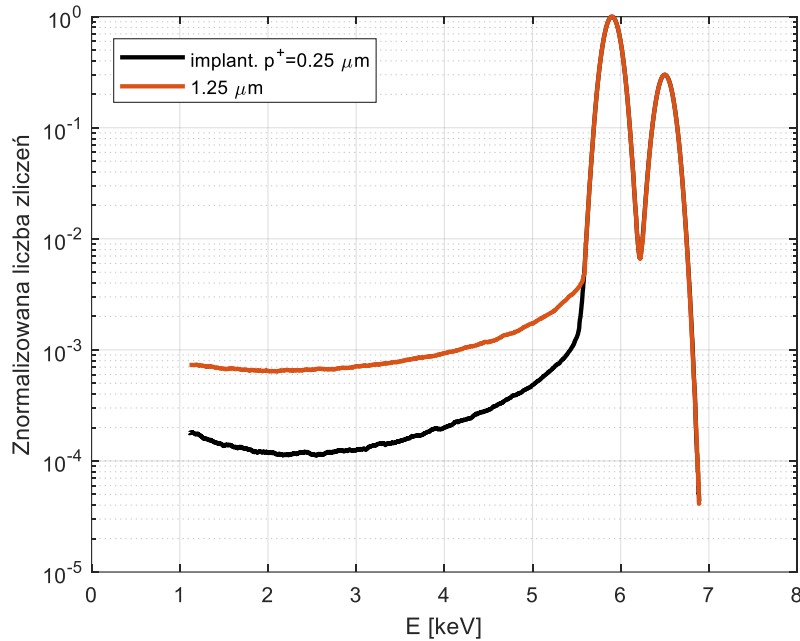
**Rysunek 7.26 Wyindukowane na segmencie odczytowym p<sup>+</sup> prądy dziurowe i elektronowe dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji przy generacji pierwotnej 1620 par elektron-dziura na głębokości 100  $\mu\text{m}$  od krawędzi kontaktu p<sup>+</sup>**



Rysunek 7.27 Znormalizowane wyindukowane ładunki dziurowe i elektronowe na elektrodach odczytowych dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji



Rysunek 7.28 Znormalizowane wyindukowane ładunki dziurowe i elektronowe na elektrodach odczytowych - przybliżenie dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji



**Rysunek 7.29** Znormalizowane widma symulacyjne amplitudowe dla płytkiej i głębokiej warstwy p+. Wyniki symulacji potwierdzają zmniejszenie poziomu widma niskoenergetycznego dla sensorów z płytszą implantacją

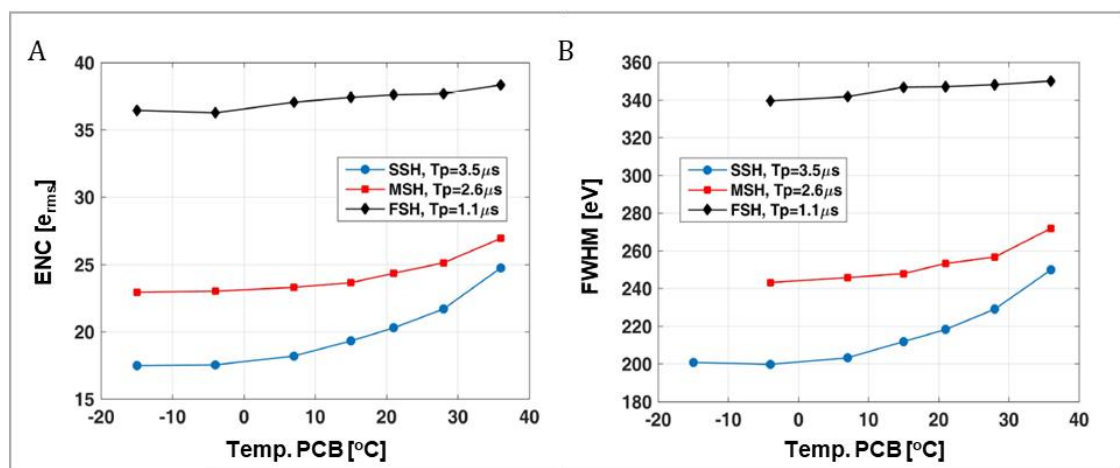
Porównując wyniki symulacji z danymi uzyskanymi w pomiarach ze źródłem promieniotwórczym (Rysunek 7.19 A) można zauważyć, że oszacowany poziom tła niskoenergetycznego zgadza się dobrze z danymi eksperymentalnymi po zignorowaniu szczegółów mierzonego widma, takich jak piki ucieczki i linia aluminium, które nie były uwzględniane w symulacji. Wynik ten potwierdza hipotezę, że graniczny poziom tła niskoenergetycznego pochodzi od efektu warstwy martwej sensora, a nie od efektu podziału ładunku pomiędzy sąsiednie pady. Dalsze poprawienie stosunku piku do tła będzie więc wymagało modyfikacji technologii wykonania złącza.

## **7.5. Wpływ parametrów elektroniki odczytu na energetyczną zdolność rozdzielczą**

### **7.5.1. Czas kształtowania**

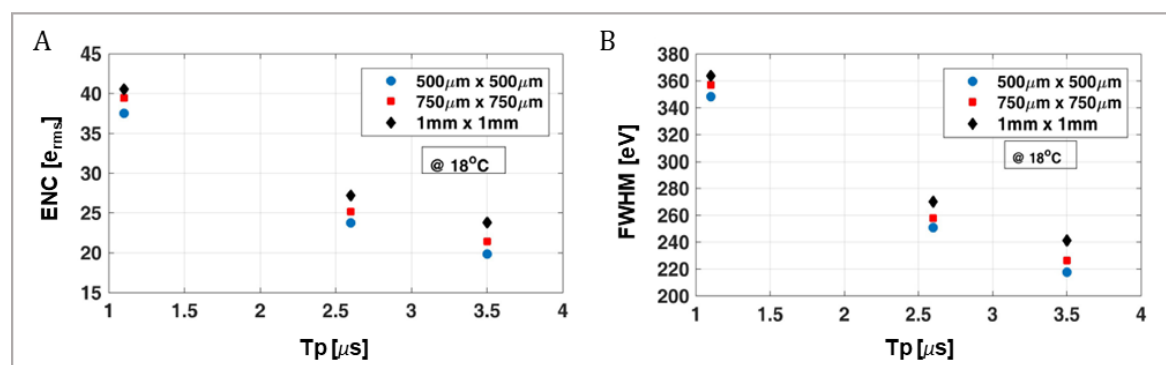
Zgodnie z formułą (5.21) składowa opisująca szum śrutowy jest wprost proporcjonalna do czasu kształtowania elektroniki odczytu (ang. peaking time), natomiast kontrybucja szumu napięciowego białego jest odwrotnie proporcjonalna do czasu kształtowania. Dobór optymalnego czasu kształtowania  $T_p$  dla danego sensora odbywa się więc eksperymentalnie. W wykorzystywanym systemie z analogowym odczytem możliwe jest ustawienie 3 czasów kształtowania sygnału: krótkiego, dla którego czas osiągnięcia wartości maksymalnej wynosi 1.1  $\mu$ s (ang. fast shaping, FSH), średniego – 2.6  $\mu$ s (ang. medium shaping, MSH), oraz długiego – 3.5  $\mu$ s (ang. slow shaping, SSH).

Rysunek 7.30 przedstawia zależność temperaturową dla szumów elektronicznych opisanych parametrem ENC oraz całkowitej szerokości połówkowej piku dla energii 5.9 keV dla trzech czasów kształtowania dla systemu RXPv2. Należy zauważyć, że wartości szumowe dla SSH oraz MSH obniżają się do pewnego momentu wraz z malejącą temperaturą, a następnie pozostają stałe. Ten spadek w dominującej części jest powiązany ze spadkiem prądu upływu detektora. Dla krótkiego czasu kształtowania udział szumu śrutowego w ENC jest mniejszy i zmniejszenie wartości prądu upływu wraz z obniżaniem temperatury powoduje mniejszą redukcję wartości szumów elektronicznych.



Rysunek 7.30 A – ENC w funkcji temperatury dla różnych czasów kształtowania impulsów, B – FWHM dla linii 5.9 keV w funkcji temperatury dla różnych czasów kształtowania impulsów

Rysunek 7.31 prezentuje kluczowe pod względem rozdzielczości energetycznej parametry systemów w funkcji czasu kształtowania dla różnych wymiarów padów. Dla większych rozmiarów padów obserwuje się wyższy poziom ENC ze względu na większe obciążenie pojemnościowe układu oraz większy prąd upływu pojedynczego padu. Dominującą kontrybucją w ENC dla danych modułów pomiarowych jest szum napięciowy, gdyż wraz ze wzrostem czasu kształtowania szumy elektroniczne maleją.



Rysunek 7.31 A – ENC w funkcji czasu kształtowania dla różnych rozmiarów padów, B – FWHM w funkcji czasu kształtowania dla różnych segmentacji w temperaturze 18 °C

Tabela 7.5 podsumowuje wartości szumów elektronicznych oraz całkowitej szerokości połówkowej piku 5.9 keV dla różnych czasów kształtowania oraz dla różnych rozmiarów padów. Warto zauważyć, że dla krótkiego czasu kształtowania wartości ENC są niższe dla odstępów 100  $\mu\text{m}$  niż dla mniejszego odstępów, natomiast dla czasu kształtowania 3.5  $\mu\text{s}$  tendencja jest odwrotna. Obserwacja ta jest zgodna z wynikami analizy pojemności padów (w wartościach ENC dla krótkich czasów kształtowania dominuje komponenta szumów napięciowych proporcjonalna do obciążenia pojemnościowego) oraz prądu upływu, którego przyczyną do ENC dla większych czasów kształtowania jest znaczny. W wartościach całkowitej szerokości połówkowej linii 5.9 keV te zależności są jednak niezauważalne, jako że przewyższa je kontrybucja od efektu podziału ładunku.

**Tabela 7.5 ENC oraz FWHM dla linii 5.9 keV wyznaczone z pomiarów w temperaturze 18 °C dla różnych rozmiarów padów i dwóch różnych czasów kształtowania**

Rozmiary padów	ENC [e <sup>-</sup> ]		FWHM [eV]	
	Czas kształtowania:		Czas kształtowania:	
	1.1 $\mu\text{s}$	3.5 $\mu\text{s}$	1.1 $\mu\text{s}$	3.5 $\mu\text{s}$
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	37.5	19.8	348	218
500 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	37.3	20.9	356	229
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	39.4	21.4	357	226
750 $\mu\text{m}$ x 750 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	38.9	24.5	360	249
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 50 $\mu\text{m}$	40.5	23.8	364	241
1000 $\mu\text{m}$ x 1000 $\mu\text{m}$ Odstęp = 100 $\mu\text{m}$	39.9	24.8	363	250

Architektura elektroniki odczytu RXPv3 jest taka sama jak dla systemu RXPv2, dlatego przedstawione zależności dotyczące wpływu czasu kształtowania na rozdzielczość energetyczną są analogiczne dla systemu odczytowego RXPv3 (jednak bezwzględny poziom szumów elektronicznych dla układu RXPv3 jest niższy). Biorąc pod uwagę, że dolny zakres wartości ENC jest zdeterminowany przez szumy napięciowe, dalsze obniżenie tego poziomu byłoby możliwe poprzez wydłużenie czasu kształtowania. To jednak będzie skutkowało dalszym ograniczeniem maksymalnej częstości zliczeń, a więc natężenia promieniowania, które może być rejestrowane z odpowiednio dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Warto zauważyć, że w systemach spektrometrycznych wysokiej rozdzielczości stosowane są czasy kształtowania dochodzące do 30  $\mu\text{s}$  [15].

## 8. Badanie uszkodzeń radiacyjnych

Detektory promieniowania podczas pracy narażone są na przyjmowanie wysokich dawek pochłoniętych, co skutkuje pojawieniem się zniszczeń radiacyjnych w ich strukturze. W fizyce wysokich energii, dla całkowitych dawek rzędu MGy pochłoniętych przez materiał detektora, najczęściej analizuje się trwałe uszkodzenia strukturalne, zależne od pochłoniętej dawki i rodzaju padającego promieniowania. Defekty strukturalne zachowują się jak dodatkowe poziomy energetyczne w strukturze półprzewodnika. Uszkodzenia strukturalne powodują zwiększenie prądu upływu oraz zmianę efektywnego domieszkowania, co prowadzi do zmiany napięcia pełnego zubożenia. Natomiast uszkodzenia spowodowane efektami jonizacyjnymi są w tych eksperymentach najczęściej ignorowane. We współczesnych eksperymentach synchrotronowych detektory są narażone na jeszcze wyższe dawki promieniowania jonizującego, rzędu GGy [98].

W zależności od wielkości natężenia pola elektrycznego część wygenerowanych przez promieniowanie X nośników ładunku ze sobą rekombinuje, a część dryfuje do odpowiednich elektrod. Po drodze mogą jednak zostać przechwycone przez pułapki powstałe podczas fabrycznej obróbki materiałów lub defekty generowane na skutek napromienienia i pozostać unieruchomione. Liczba uszkodzeń powstałych na skutek jonizacyjnego przekazu energii rośnie wraz z dawką pochłoniętą przez materiał i nie zależy od energii padającego promieniowania. W detektorach krzemowych z pasywacją  $\text{SiO}_2$ , to właśnie w warstwie tlenku zlokalizowane są długotrwałe uszkodzenia radiacyjne. Wygenerowane przez promieniowanie dziury w izolatorze zostają pułapkowane przy granicy z krzemem, tworząc nieruchomy ładunek dodatni, przyciągający elektrony [99]. Skutkuje to powstaniem warstwy akumulacyjnej od strony krzemu o ładunku ujemnym wpływającym na rozkład pola elektrycznego w strukturze. Konsekwencje tego procesu dla kluczowych parametrów detektora są następujące:

- zmiana gęstości prądów powierzchniowych oraz grubości warstwy zubożonej przy granicy tlenku i krzemu wpływa na całkowity prąd upływu sensora zwiększając jego wartość,
- powstawanie regionów wysokiego natężenia pola elektrycznego zmniejsza napięcie przebicia detektora,
- zaburzenia pola elektrycznego wpływają na redukcję warstwy zubożonej na krawędziach struktury, co prowadzi do zwiększenia napięcia pełnego zubożenia struktury,
- pułapkowanie wygenerowanego przez promieniowanie ładunku na granicy  $\text{SiO}_2$ -Si prowadzi do niekompletnego zbierania ładunku [100],
- pojemność międzypadowa jest zależna od gęstości ładunku na powierzchni pasywacji, która zmienia się wraz z przyjętą dawką. Ponieważ pułapki dziurowe oraz elektronowe posiadają różną stałą czasową relaksacji, to pojemność ta będzie zależna od częstotliwości [98].

Uszkodzenia radiacyjne ograniczają żywotność detektorów, dla których pojawiające się wraz z dawką zniszczenia w końcu doprowadzą do nieodwracalnego pogorszenia parametrów, uniemożliwiającego ich wykorzystanie w zastosowaniach wymagających dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej lub dużej wydajności zbierania ładunku. Anilacja (wygrzewanie struktury nienarażonej na promieniowanie) powinna doprowadzić do rekombinacji nieruchomych ładunków oraz zmniejszenia liczby pułapek [99].

W niniejszej pracy badano skutki uszkodzeń radiacyjnych spowodowane miękkim promieniowaniem rentgenowskim dla zakresu dawek pochłoniętych w tlenku rzędu setek Gy (takie zakresy są oczekiwane podczas normalnej pracy tego typu sensorów w zastosowaniach laboratoryjnych z wykorzystaniem lamp rentgenowskich). Są to zakresy dawek i energii padającego promieniowania, które najczęściej ignoruje się w typowych eksperymentach badających uszkodzenia radiacyjne detektorów. Efektów spowodowanych naświetlaniem niskoenergetycznym promieniowaniem X o małej mocy dawki nie da się przewidzieć na podstawie danych zebranych w eksperymentach z całkowitą dawką pochłoniętą rzędu MGy, gdyż takie testy są przeprowadzane z bardzo dużymi natężeniami promieniowania. W celu zbadania stabilności i żywotności systemów pod wpływem zwiększającej się dawki promieniowania wykonano szereg pomiarów z sensorami z głęboką implantacją oraz płytką implantacją p<sup>+</sup>, których FWHM zostało zoptymalizowane na podstawie badań przedstawionych w rozdziałach 7.2. - 7.5.

Moc dawki pochłoniętej  $\dot{D}$  w warstwie SiO<sub>2</sub> wyznaczono na podstawie znajomości częstości zliczeń fotonów C<sub>N</sub> docierających do sensora ze źródła Fe-55, która jest zmienna w zależności od odległości sensor-źródło promieniowania [101]:

$$\dot{D} = \frac{C_N}{S_{ox}} \left( E_{K\alpha} P_{K\alpha} K_{K\alpha} \frac{\mu_{K\alpha}}{\rho} + E_{K\beta} P_{K\beta} K_{K\beta} \frac{\mu_{K\beta}}{\rho} \right), \quad (8.1)$$

gdzie: S<sub>ox</sub> – powierzchnia warstwy narażonej na promieniowanie,

E<sub>Kα</sub>, E<sub>Kβ</sub> – energie fotonów dla linii K<sub>α</sub> oraz K<sub>β</sub> manganu,

P<sub>Kα</sub>, P<sub>Kβ</sub> – prawdopodobieństwo emisji fotonu o energii kolejno 5.9 keV oraz 6.5 keV,

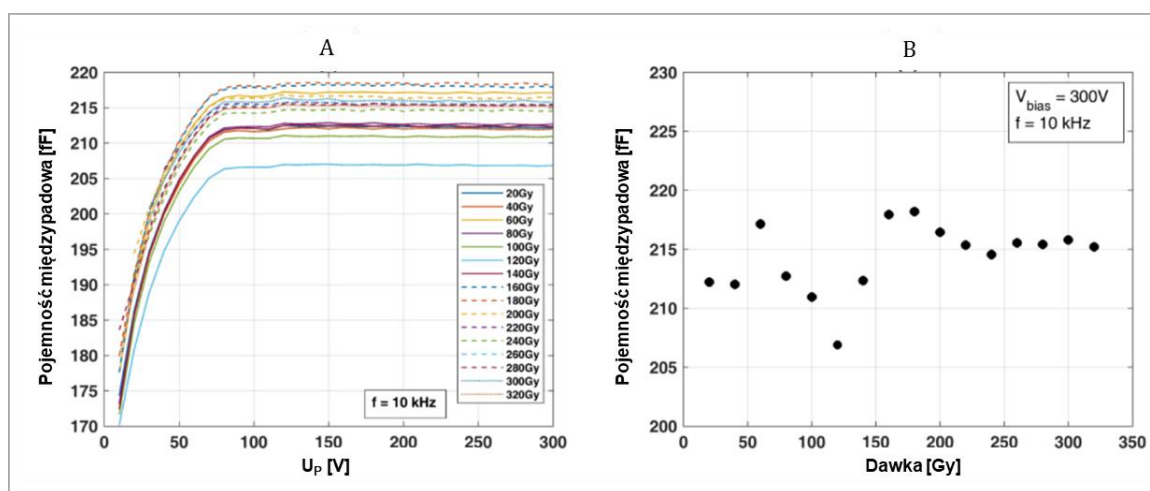
K<sub>Kα</sub>, K<sub>Kβ</sub> – współczynnik określający ułamek pochłoniętego promieniowania o energii 5.9 keV, 6.5 keV w warstwie SiO<sub>2</sub> wyznaczony na podstawie prawa osłabienia wiązki promieniowania; dla dwutlenku krzemu o grubości 1 μm wynoszą odpowiednio: 0.022 i 0.017

$\frac{\mu_{K\alpha}}{\rho}$ ,  $\frac{\mu_{K\beta}}{\rho}$  – masowe współczynniki absorpcji fotonów o energiach 5.9 keV, 6.5 keV w warstwie izolatora.

Do pierwszych pomiarów radiacyjnych użyto dwóch detektorów o grubości 500 μm z głęboką warstwą p<sup>+</sup>, wymiarach padu 500 μm x 500 μm, odstępnie 50 μm i grubości SiO<sub>2</sub> ok. 1 μm z systemem odczytu RXPv2. Zostały one naświetlone promieniowaniem ze źródła Fe-55 od strony padów. W czasie naświetlania temperatura otoczenia sensorów była utrzymywana na poziomie 20°C. Badania charakterystyk prądowo-napięciowych oraz pojemnościowo-napięciowych były wykonywane dla pierwszego z nich. W ciągu 250 godzin otrzymał on dawkę pochłoniętą w dwutlenku krzemu równą 320 Gy (moc dawki 1.28 Gy(SiO<sub>2</sub>)/h).



Podczas naświetlania były monitorowane wartości pojemności między padem z centralnej części detektora a wszystkimi pozostałymi padami oraz wartości prądu upływu. Charakterystyki napięciowe tych parametrów były zbierane co każdą otrzymaną dawkę z krokiem 20 Gy. Po sesji naświetleniowej sensor pozostawiono w temperaturze pokojowej bez podawania napięcia polaryzacji na 48 dni (anilacja). Po tym czasie monitorowano prąd detektora przy napięciu 300 V przez kolejny tydzień. Pomiary pojemności były wykonane za pomocą precyzyjnego miernika RLC dla 5 różnych częstotliwości sygnału testowego: 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz, 1 MHz oraz 2 MHz. W czasie naświetlania zaobserwowano niewielki – ok. 5% wzrost wartości pojemności dla częstotliwości 1 kHz oraz 10 kHz, natomiast dla wyższych częstotliwości pojemność się nie zmieniła. Rysunek 8.1 A przedstawia pojemność padu dla sygnału testowego o częstotliwości 10 kHz w zakresie napięcia na detektorze 10 V – 300 V dla poszczególnych dawek, natomiast wykres B pokazuje wartości tych pojemności przy napięciu 300 V. Wzrost pojemności między padem centralnym a pozostałymi segmentami jest oczekiwana ze względu na pojawienie się dodatkowego nieruchomego ładunku w warstwie tlenku.

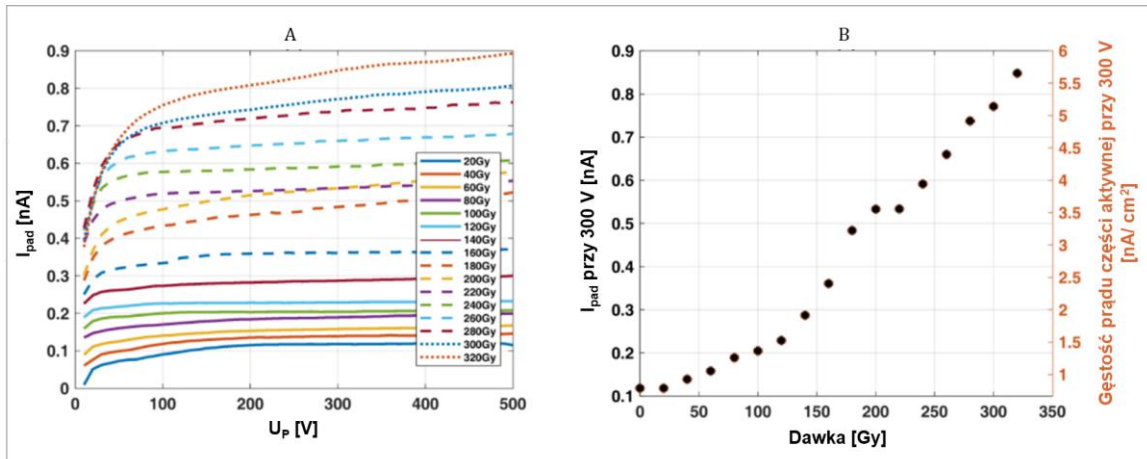


**Rysunek 8.1 A - charakterystyki pojemnościowo-napięciowe dla kolejnych wartości dawek dla częstotliwości sygnału testowego 10 kHz, B - pojemność międzypadowa w funkcji dawki dla napięcia 300 V dla częstotliwości sygnału testowego 10 kHz**

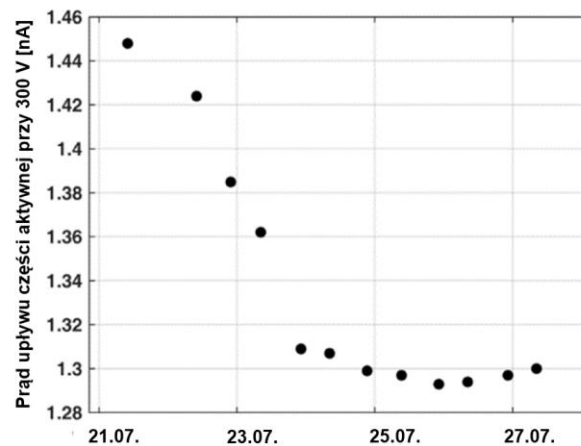
Po okresie anilacji zaobserwowano zwiększenie wartości pojemności, uzyskanej na końcu naświetlania, z 215 fF do 225 fF. Wartość ta została utrzymana przez kolejny tydzień pomiarów.

Charakterystyki prądowe były zbierane dla napięć detektora 10 V – 300 V z krokiem co 20 Gy (Rysunek 8.2 A). Rysunek 8.2 B przedstawia wartości prądu upływu podczas naświetlania dla napięcia polaryzacji 300 V. Dla dawki 320 Gy zaobserwowano zwielokrotnienie wartości prądu o jeden rząd wielkości.

Rysunek 8.3 prezentuje wyniki pomiarów wykonanych po okresie anilacji. Warto zwrócić uwagę na fakt, że po tym czasie wartość prądu wzrosła z 0.9 nA do 1.45 nA. Detektor spolaryzowany napięciem 300 V przez kolejny tydzień wykazuje nieznaczny spadek wartości prądu upływu, jednak nie wróciła ona do poziomu uzyskanego zaraz po zakończeniu naświetlania.



Rysunek 8.2 A - charakterystyki prądowo-napięciowe dla kolejnych wartości dawek, B – prąd upływu sensora przy polaryzacji 300 V w funkcji dawki

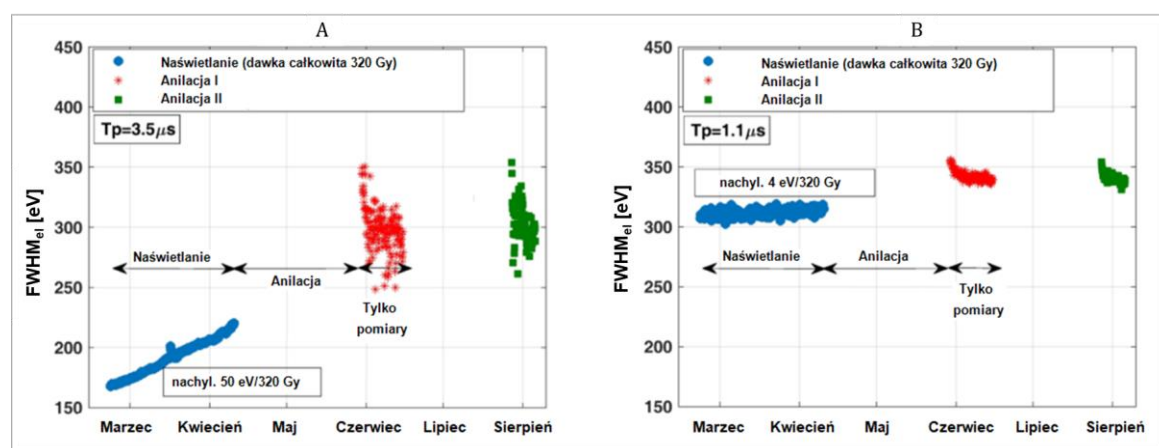


Rysunek 8.3 Prąd upływu detektora w funkcji czasu po naświetleniu dawką 320 Gy i kolejnych 48 dniach anilacji bez zastosowania polaryzacji detektora

Drugi sensor wykorzystano do pomiarów spektrometrycznych, w których monitorowano wartość FWHM dla energii 5.9 keV. Został on naświetlony z mocą dawki 0.44 Gy(SiO<sub>2</sub>)/h do skumulowanej dawki pochłoniętej 320 Gy podczas 728 godzin. Elektronika odczytu w czasie tej procedury została osłonięta przed promieniowaniem, aby mieć pewność, że degradacja energetycznej zdolności rozdzielczej wynika tylko z efektów radiacyjnych pojawiających się w strukturze sensora. Wartości ENC dla dwóch czasów kształtowania: 3.5  $\mu$ s oraz 1.1  $\mu$ s, uzyskiwane za pomocą układu wewnętrznej kalibracji, były rejestrowane co 3 godziny. Bezpośrednio po pomiarze ENC przy użyciu systemu wewnętrznej kalibracji następował trwający 52 min pomiar z użyciem niskoaktywnego źródła Fe-55 z mocą dawki równą 0.6 mGy(SiO<sub>2</sub>)/h tylko dla czasu kształtowania równego 3.5  $\mu$ s. Po naświetleniu sensor został pozostawiony na 48 dni w temperaturze pokojowej z odłączonym napięciem polaryzacji. Następnie przy nominalnych wartościach parametrów kontynuowano

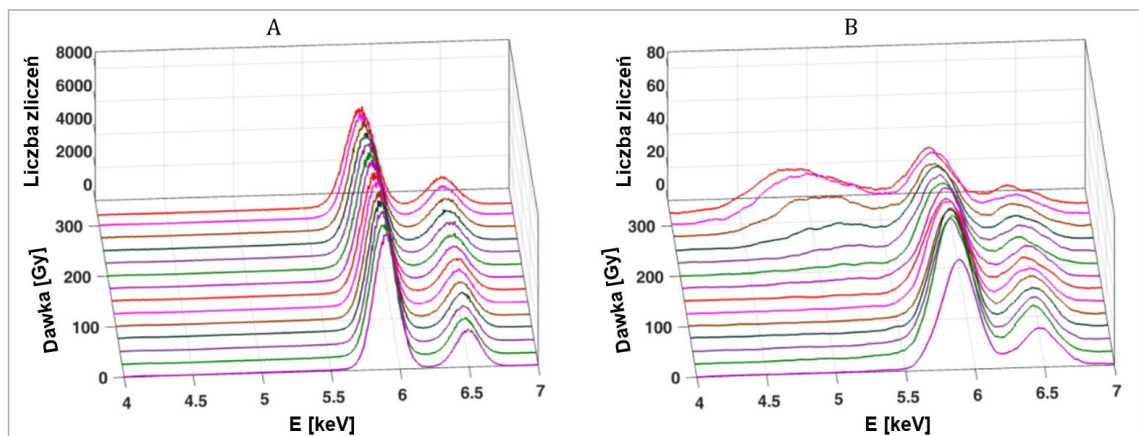
pomiary przez kolejny miesiąc. Po tym czasie nastąpił 18-dniowy okres anilacji w temperaturze pokojowej, po którym monitorowano wartości ENC i FWHM przez 20 dni.

Rysunek 8.4 przedstawia wartości szumów elektronicznych ( $FWHM_{el}$ ) uzyskane dla długiego (A) oraz krótkiego (B) czasu kształtowania impulsów w jednostkach FWHM. Wartość początkowa szumów elektronicznych jest dużo niższa dla długiego czasu kształtowania, ponieważ dominującą składową ENC w tym systemie jest szum napięciowy (szeregowy). W przypadku wyników przedstawionych na wykresie A obserwuje się wzrost wartości wraz ze skumulowaną dawką, co pokrywa się z systematycznym wzrostem prądu upływu detektora (Rysunek 8.2 B). Wzrost wartości  $FWHM_{el}$  dla czasu kształtowania 1.1  $\mu s$  podczas naświetlania wynosi ok. 4 eV. Jako, że dla krótkiego czasu kształtowania dominującą komponentą szumów elektronicznych jest szum napięciowy niezależny od prądu upływu, tłumaczy to mały przyrost wartości  $FWHM_{el}$  wraz z dawką. Zaobserwowany wzrost wartości szumów elektronicznych po okresach anilacji jest związany ze wzrostem prądu upływu po analogicznym okresie (Rysunek 8.3). Zauważalny jest również skorelowany z rozkładem wartości prądu wstecznego niewielki spadek wartości szumów elektronicznych w czasie pomiarów po anilacji.



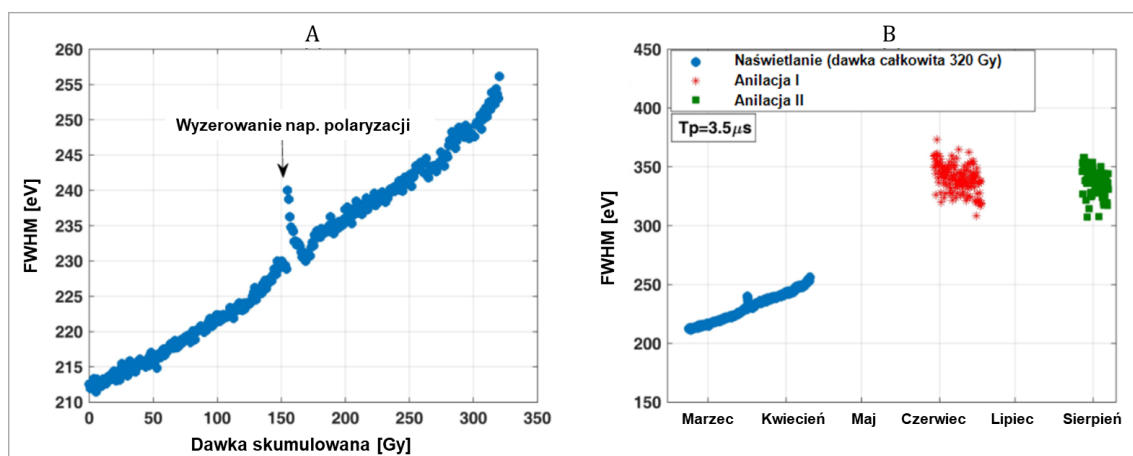
**Rysunek 8.4** Wartości szumów elektronicznych podczas naświetlania oraz okresów anilacji dla czasu kształtowania A - 3.5  $\mu s$  oraz B - 1.1  $\mu s$ ; widoczny jest anormalny przyrost wartości szumów elektronicznych po okresach anilacji związany ze wzrostem prądu upływu

Uszkodzenia radiacyjne poza wpływem na pojemność i prąd upływu mają również udział w sposobie zbierania ładunku przez elektrody. Nagromadzenie nieruchomego ładunku na powierzchni struktury pomiędzy kolejnymi segmentami powoduje zmianę rozkładu pola elektrycznego, co wpływa na podział generowanego przez promieniowanie ładunku. Rysunek 8.5 przedstawia zmianę kształtu widm energetycznych zdarzeń pojedynczych (A) oraz klastrow 2-sygnałowych (B) podczas procesu naświetlania. Piki widm zdarzeń 1-sygnałowych wraz z dawką stają się systematycznie szersze, co potwierdza analiza FWHM (Rysunek 8.6 A). Z kolei widma klastrow 2-sygnałowych ze zwiększającą się wartością dawki pochłoniętej ulegają znacznej degradacji – piki są poszerzone, wyraźnie obniżone oraz pojawia się trzeci pik dla wartości dawki pochłoniętej powyżej 200 Gy. Jest on prawdopodobnie spowodowany rekombinacją części wygenerowanej chmury ładunku w regionie między segmentami przy powierzchni  $SiO_2$ .



Rysunek 8.5 Zmiana widm energetycznych wraz z czasem podczas naświetlania dla dwóch przypadków: A - widm zdarzeń 1-sygnałowych, B - widm klastrów 2-sygnałowych z widoczną degradacją kształtu

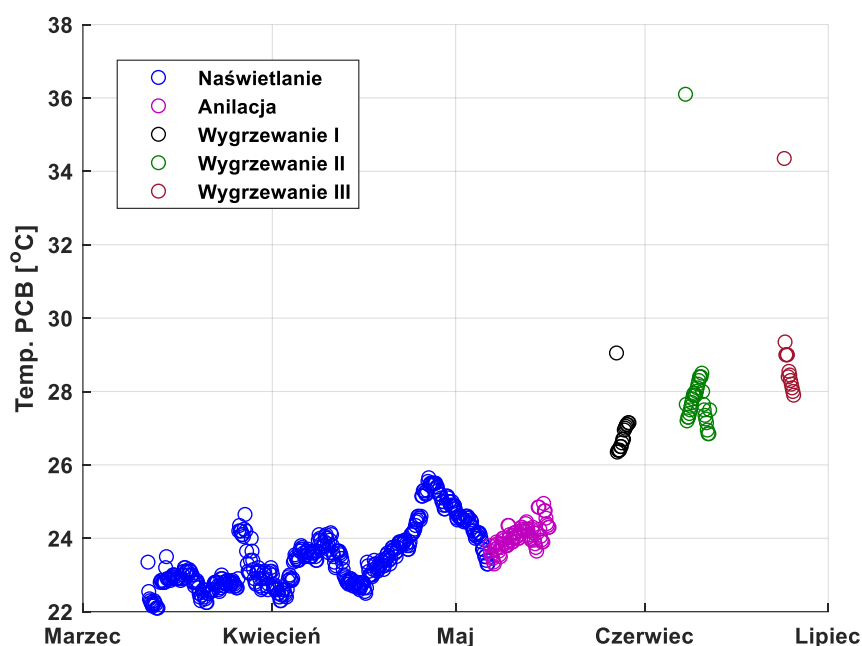
Rysunek 8.6 przedstawia wartość szerokości połówkowej wyznaczonej na podstawie piku 5.9 keV w funkcji dawki podczas okresu naświetlania (A) oraz FWHM w funkcji czasu (B). Podczas naświetlania nastąpiła awaria zasilania, co spowodowało wyzerowanie napięcia polaryzującego detektor. Po powrocie do nominalnej wartości tego parametru, zauważono wzrost wartości całkowitej szerokości połówkowej linii 5.9 keV, która następnie się ustabilizowała. Podobne zjawisko zaobserwowano dla pojemności międzypadowej, prądu upływu oraz ENC po ponownym dostarczeniu napięcia polaryzującego po okresie, w którym detektory pozostawiono niespolaryzowane. Wartości parametrów wykazywały wzrost w porównaniu do wartości zmierzonej przed wyzerowaniem napięcia. Po okresach anilacji nie zaobserwowano oczekiwanej poprawy wartości FWHM - jej wartość się pogorszyła o 40% w porównaniu z wartością zarejestrowaną w końcowym etapie naświetlania.



Rysunek 8.6 A - całkowita szerokość połówkowa piku 5.9 keV w funkcji skumulowanej dawki (w trakcie pomiarów nastąpiła awaria zasilania), B - wartości FWHM w czasie naświetlania oraz dla dwóch okresów anilacji; widoczny jest anormalny przyrost wartości FWHM po okresach anilacji

Obserwowany anormalny przyrost wartości parametrów po zakończeniu naświetlania detektora czasu nazwano *odwrotną anilacją*. Z obserwacji wynika, że kluczową rolę w tym zjawisku odgrywa rozkład pola elektrycznego w strukturze sensora. Następująca z czasem stabilizacja wartości, a w niektórych przypadkach nawet ich nieznaczne obniżenie, może wskazywać na dwa konkurujące ze sobą procesy: odwrotną anilację oraz typową anilację, charakteryzującą się dużo dłuższą stałą czasową. Obserwacje poczynione w czasie naświetlania po awarii zasilania również noszą znamiona odwrotnej anilacji.

Dla sensorów z płytką implantacją p<sup>+</sup> i systemem odczytowym RXPv3 również wykonano serię pomiarów przy oświetlaniu większą dawką promieniowania. Detektor o wymiarach: grubość 500 μm, wymiar padu 500 μm, odstęp 50 μm, głębokość implantacji 100 nm i grubości dwutlenku krzemu ok. 1 μm został naświetlony skumulowaną dawką pochłoniętą 350 Gy(SiO<sub>2</sub>). Po usunięciu silnego źródła monitorowano jego parametry w temperaturze pokojowej przez 10 dni, po czym nastąpiła sekwencja trzech 10-dniowych wygrzewań sensora w temperaturze 32°C – 34°C (co również jest anilacją, jednak dla odróżnienia tych etapów, okres utrzymywania detektora w temperaturze wyższej niż pokojowa będzie w tej pracy nazywane wygrzewaniem), które zostawały przerywane 3-5-dniowymi pomiarami w temperaturze pokojowej. Temperatura na płytce obwodu drukowanego tym razem bardzo różniła się pomiędzy kolejnymi pomiarami (Rysunek 8.7), dlatego w celu skutecznego porównania wartości FWHM oraz prądu upływu, które silnie od tego parametru zależą, wykonano ich skalowanie temperaturowe do 20°C.



**Rysunek 8.7** Temperatura na płytce drukowanej podczas pomiarów radiacyjnych

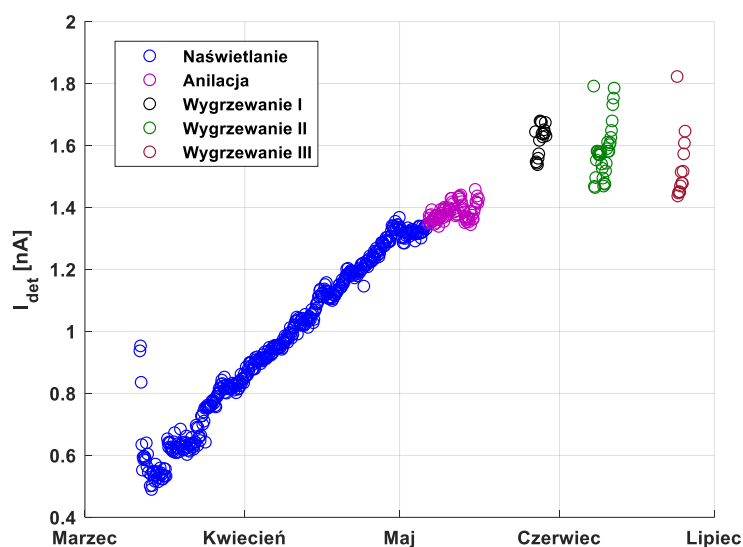
Skalowanie temperaturowe dla prądu upływu zostało przeprowadzone na podstawie wzoru (7.5) przy  $2\Delta_t = 0.1$  eV. W celu wyznaczenia zależności temperaturowej parametru FWHM wykonano pomiary w komorze temperaturowej dla sensora przed i po naświetlaniu.

Na tej podstawie dokonano normowania wyznaczonych w pomiarach z naświetlaniem wartości szerokości połówkowej piku dla energii 5.9 keV uwzględniając wpływ dawki pochłoniętej na zależność FWHM-temperatura. Do wyników dopasowano krzywą o formule zbliżonej do wzoru (5.21):

$$\text{FWHM} = \sqrt{A + B \cdot \exp(C \cdot T)}. \quad (8.2)$$

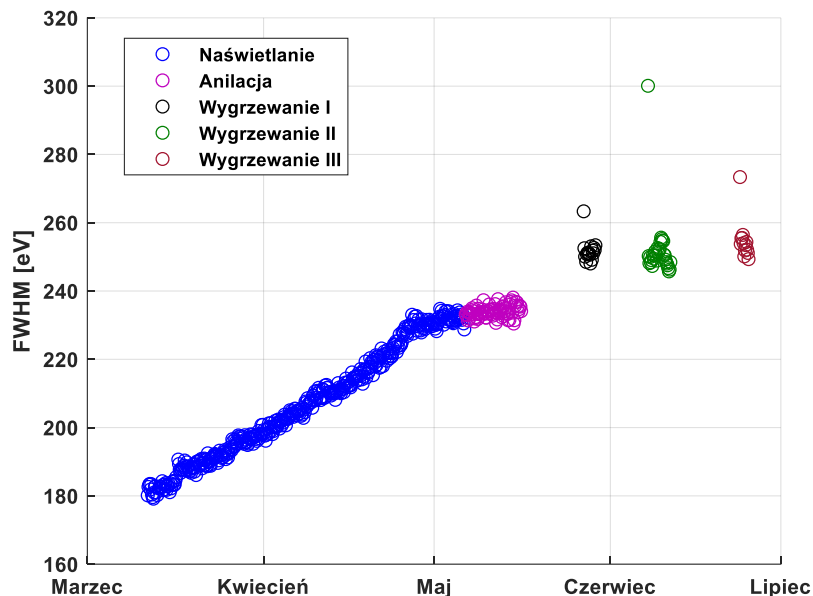
Następnie współczynniki A, B i C przedstawiono w funkcji dawki, a ich wartości pośrednie wyznaczono na podstawie regresji liniowej.

Rysunek 8.8 przedstawia wartości prądu upływu sensora po skalowaniu temperaturowym w czasie naświetlania, po anilacji oraz po kolejnych sekwencjach wygrzewania. Dla detektora o płytce implantacji również zauważalna jest degradacja jego wartości w czasie naświetlania ze względu na tworzenie warstwy akumulacyjnej pod warstwą tlenku. Widoczne jest zwiększenie wartości prądu podczas anilacji pomimo podtrzymywania polaryzacji sensora o wartości 300 V. Po okresie wygrzewania obserwuje się kolejny wzrost wartości prądu, jednak po kolejnych etapach utrzymywania sensora w temperaturze 32°C – 34°C następuje oczekiwane, jednak nieznaczne, obniżanie poziomu prądu, zapoczątkowywane podwyższeniem jego wartości w pierwszych pomiarach.



**Rysunek 8.8 Wartości prądu upływu detektora w czasie i po naświetlaniu**

Rysunek 8.9 prezentuje wartości FWHM po skalowaniu temperaturowym skorelowane z przedstawionymi wyżej wartościami prądu upływu. Wzrost wartości szerokości połówkowej linii 5.9 keV w trakcie naświetlania dla sensorów z różnymi głębokościami implantacji p<sup>+</sup> są porównywalne, dla płytkej wyniósł ok. 50 eV/350 Gy, natomiast dla głębokiej ok. 50 eV/320 Gy. Wzrost wartości szerokości połówkowej po okresie anilacji tym razem wyniósł ok. 10%, co może mieć związek z ciągłym utrzymywaniem polaryzacji sensora.



**Rysunek 8.9** Całkowita szerokość połówkowa piksu 5.9 keV w czasie i po naświetlaniu dla sensora z płytką implantacją p<sup>+</sup>

Wzrost pojemności międzypadowych wraz z dawką (w tym eksperymencie nie były one monitorowane), powinien być wyraźniejszy dla detektorów o płytszej implantacji p<sup>+</sup> niż tych z głęboką implantacją (1.2 μm) przy założeniu podobnego poziomu nagromadzenia ładunku dodatniego w warstwie SiO<sub>2</sub>. Ze względu na odwrotną anilację wyższa wartość pojemności powinna być podtrzymywana po naświetlaniu, co również wpływa na zwiększenie wartości parametru FWHM.

Pomimo, że pod względem minimalizacji szerokości połówkowej preferowaną konfiguracją pomiarową jest oświetlenie sensora od strony padów, to jak pokazują wyniki testów radiacyjnych, należy się w takim przypadku liczyć ze skutkami uszkodzeń radiacyjnych, które wpływają na degradację widm.





## 9. Podsumowanie

Zjawiska odpowiedzialne za degradację energetycznej zdolności rozdzielczej zostały szczegółowo przeanalizowane, a otrzymane wyniki pomiarów dla prototypowych detektorów testowych potwierdziły uzyskane wnioski. W szczególności pokazano eksperymentalnie, że uzyskanie energetycznej zdolności rozdzielczej na poziomie 200 eV FWHM dla linii 5.9 keV w temperaturze pokojowej jest możliwe dla detektora padowego o rozmiarach padów 500  $\mu\text{m}$  x 500  $\mu\text{m}$ . Bardzo dobre zgodności wyników pomiarowych i oszacowań analitycznych pozwolą na skalowanie analizowanych modeli w kierunku mniejszych rozmiarów padów, czyli poprawę przestrzennej zdolności rozdzielczej lub innych parametrów elektroniki odczytu w zależności od wymagań dotyczących natężenia rejestrowanego promieniowania X.

Szczególnie istotnym wynikiem jest weryfikacja hipotezy wpływu warstwy martwej sensora na poziom niskoenergetycznego tła w rejestrowanych widmach energetycznych promieniowania rentgenowskiego. Warto zaznaczyć, że problem ten znany z detektorów dla spektrometrii wysokiej rozdzielczości, nie był dotąd sygnalizowany w literaturze dotyczącej pikselowych detektorów promieniowania X. Jest to związane z ograniczeniami wszystkich opisywanych w literaturze detektorów pikselowych promieniowania X, uwzględniając również te najbardziej znane, jak Medipix czy PILATUS. Dla tych modułów detekcyjnych, badanych w niniejszej pracy skutków efektu warstwy martwej nie da się odseparować od efektów związanych z wpływem podziału ładunku i wysokiego poziomu szumów elektronicznych. Dopiero redukcja szumów elektronicznych ENC do poziomu 20  $e^-$  rms i eliminacja w systemie odczytu efektów podziału ładunku pomiędzy sąsiadujące pady ujawnia kolejne ograniczenie w postaci niekompletnego zbierania ładunku w warstwie martwej.

Oprócz parametrów wpływających na wartość FWHM, zbadano długofalowe skutki uszkodzeń radiacyjnych spowodowane miękkim promieniowaniem rentgenowskim. Okazały się one być realnym ograniczeniem dla niektórych zastosowań, gdyż powodują znaczne pogorszenie energetycznej zdolności rozdzielczej. Uszkodzenia radiacyjne nie mogą być zignorowane nawet dla dawek pochłoniętych poniżej 100 Gy, co jest osiągalne w aparaturach wykorzystujących lampy rentgenowskie. Eksperymenty ukazują wystąpienie swego rodzaju odwrotnej anilacji po naświetleniu, której podstawy fizyczne nie zostały jeszcze szczegółowo zbadane.

Eksperymentalne wyniki otrzymane dla krzemowych padowych sensorów pozycjoczułych potwierdzają możliwość zbudowania systemu spektralnego obrazowania rentgenowskiego z naprawdę wysoką energetyczną zdolnością rozdzielczą. Moduły detekcyjne posiadające energetyczną zdolność rozdzielczą poniżej 200 eV FWHM otworzą nowe możliwości w zakresie obrazowania z użyciem promieni X.

Zagadnienia opisane w niniejszej pracy nie wyczerpują w całości problematyki związanej z optymalizacją energetycznej zdolności rozdzielczej modułów detekcyjnych. W przyszłości należałoby przeprowadzić badania mające na celu znalezienie optymalnej segmentacji detektora, biorąc pod uwagę jego pojemność i efekt podziału ładunku nasilający

się ze zmniejszaniem elementów detekcyjnych. Porównanie różnych konstrukcji sensorów krzemowych (np. jako złącza n<sup>+</sup>-p n<sup>+</sup>-n lub p<sup>+</sup>-p) umożliwiłoby wybranie najlepszej konfiguracji pod względem zwiększenia odporności na uszkodzenia radiacyjne oraz ograniczenia prądów upływu. Zbudowanie detektora z materiałów półprzewodnikowych o wyższej liczbie atomowej niż krzem pozwoliłoby na ewentualne poszerzenie energetycznego zakresu detekcyjnego. Ważnym aspektem jest również opracowanie dedykowanych konstrukcji elektroniki odczytu (niskoszumowe technologie, dostosowanie pojemności przedwzmacniacza do pojemności detektora) pozwalające na ograniczenie szumów elektronicznych. Należałoby również zbadać efekt odwrotnej anilacji w celu identyfikacji zjawisk za niego odpowiedzialnych oraz usystematyzowania informacji na jego temat.

## Spis oznaczeń

$A_F$  – stała dla szumu typu  $1/f$

$A_R$  – efektywna stała Richardсона równa  $1.2 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2 K^2}$

$a$  – stała opisująca szum biały

$a_M$  – współczynnik charakteryzujący poziomy energii elektronów w atomie, między którymi doszło do przejścia elektronowego

$b_M$  – stała ekranowania

$b$  – współczynnik szumu termicznego

$C, C_D, C_B, C_T$  – pojemność; pojemność detektora; sumaryczna wejściowa pojemność przedwzmacniacza; pojemność całkowita

$C_N$  – częstość zliczeń fotonów docierających do sensora

$c$  – prędkość światła w próżni równa  $2,998 \cdot 10^8$  m/s

$c_{p,n}$  – koncentracja nośników ładunku

$D_n, D_p$  – stała dyfuzji dla elektronów, stała dyfuzji dla dziur

$\dot{D}$  – moc dawki pochłoniętej

$E, E_0$  – energia; energia padającego promieniowania

$E_F, E_V$  – energia poziomu Fermiego; energia górnej krawędzi pasma walencyjnego

$E_K, E_L$  – energia wiązania na powłoce K; energia wiązania na powłoce L

$E_{K\alpha}, E_{K\beta}$  – energia fotonów dla linii  $K_\alpha$  manganu równa 5.9 keV; energia fotonów dla linii  $K_\beta$  manganu równa 6.5 keV

$E_b$  – energia wiązania elektronu na powłoce

$E_e, E_h$  – energia elektronu; energia dziury

$E_f$  – średnia energia nośników niezdolnych do jonizacji

$E_g$  – energia przerwy energetycznej

$E_r$  – energia odrzutu

$E_s$  – energia fotonu rozproszonego

$E_{\text{trap}}$  – różnica między poziomem energetycznym defektu a poziomem Fermiego

$E_x, E_{x+1}$  – energia wiązania elektronu na powłoce bliższej jądra; energia wiązania elektronu na powłoce dalszej jądra

$E(x)$  – natężenie pola elektrycznego

$e$  – ładunek elementarny równy  $1,602 \cdot 10^{-19}$  C

$e\Phi, e\Phi_M, e\Phi_S$  – praca wyjścia elektronu; praca wyjścia z metalu praca wyjścia z półprzewodnika

ENC – ang. Equivalent Noise Charge, parametr opisujący poziom szumów

F – współczynnik Fano

$F_f$  – moduł przepustowości filtra pasywnego CR – RC

$F_{p,n}$  – strumień nośników

$\text{FWHM}, \text{FWHM}_{\text{coll}}, \text{FWHM}_{\text{el}}, \text{FWHM}_{\text{Fano}}, \text{FWHM}_{\text{tot}}$  – szerokość połówkowa piku; przyczynek do energetycznej zdolności rozdzielczej związany z efektem podziału ładunku; przyczynek do energetycznej zdolności rozdzielczej związany z szumami elektronicznymi; odchylenie

standardowe fluktuacji generowanego ładunku w detektorze; całkowita szerokość połówkowa piku

$FWHM_{1-hit}$ ,  $FWHM_{2-hit}$  – szerokość połówkowa piku widma zdarzeń pojedynczych; szerokość połówkowa piku widma klastrów 2-elementowych

$f$  – częstotliwość

$G$  – wzmacnienie ładunkowe układu

$h$  – stała Plancka równa  $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

$I$ ,  $I_D$ ,  $I_P$ ,  $I_R$ ,  $I_S$  – natężenie prądu; natężenie prądu detektora, natężenie ekwiwalentne źródła prądowego szumów elektronicznych; prąd upływu; prąd nasycenia złącza

$i_d(t)$ ,  $i_{p,n}(t)$  – prąd indukowany na elektrodzie  $d$  w czasie  $t$ , indukowany prąd dziur lub elektronów

$J_D$  – gęstość prądu dyfuzyjnego

$J_G$  – gęstość prądu generacyjnego

$J_{p,n}$  – gęstość prądu wygenerowanego przez ruch nośników

$K_i$ ,  $K_v$  – współczynniki zależne od stopnia filtru w układzie kształtującym

$K_{K\alpha}$ ,  $K_{K\beta}$  – współczynniki określające ułamek pochłoniętego promieniowania o energii 5.9 keV i 6.5 keV w warstwie materiału

$k$  – stała Boltzmanna równa  $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

$L$  – liczba elektrod

$M$  – masa molowa materiału

$m_0$  – masa spoczynkowa elektronu równa  $9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

$m_{p,n}$  – masa nośnika

$N$  – liczba wygenerowanych par elektron-dziura

$N_A$  – liczba Avogadro

$N_C$ ,  $N_V$  – efektywna gęstość stanów w paśmie przewodnictwa; efektywna gęstość stanów w paśmie walencyjnym

$N_K$  – liczba atomów wzbudzonych w wyniku wybicia elektronu z poziomu  $K$

$N_K^f$  – liczba fotonów promieniowania charakterystycznego serii  $K$

$N_a$ ,  $N_d$ ,  $N_p$  – koncentracja domieszek akceptorowych; koncentracja domieszek donorowych, koncentracja jonów zgromadzonych na powierzchni metalu

$n$ ,  $n_i$ ,  $n_{t0}$  – koncentracja elektronów; koncentracja nośników ładunku w półprzewodniku samoistnym; równowagowa koncentracja pułapkowanych elektronów

$OFF$ ,  $OFF_{iCal}$  – napięcie niezrównoważenia; napięcie niezrównoważenia uzyskane z pomiarów z systemem wewnętrznej kalibracji

$P$ ,  $P_{K\alpha}$ ,  $P_{K\beta}$  – prawdopodobieństwo wygenerowania  $N$  par nośników ładunku, prawdopodobieństwo emisji fotonu o energii 5.9 keV, prawdopodobieństwo emisji fotonu o energii 6.5 keV

$P(E)$  – prawdopodobieństwo zarejestrowania promieniowania o energii  $E$

$p$  – koncentracja dziur

$Q$ ,  $Q_D$ ,  $Q_0$  – wielkość ładunku ładunek; ładunek wygenerowany w detektorze; pierwotnie wygenerowany przez promieniowanie ładunek

$q$  – ładunek

$R, R_{eq}$  – rezystancja; ekwiwalentna rezystancja toru spektrometrycznego  
 $R_{SRH}$  – szybkość rekombinacji  
 $RCS$  – parametr opisujący wielkość podziału ładunku  
 $r_{E_r}$  – część energii nośników ładunku przekazywana sieci krystalicznej  
 $r_e$  – klasyczny promień elektronu równy  $2.82 \cdot 10^{-15}$  m  
 $\vec{r}_n(t)$  – chwilowy wektor położenia ładunku  
 $S(E_T)$  – wydajność systemu z odczytem analogowym  
 $S_I$  – gęstość widmowa mocy szumu prądowego  
 $S_{ox}$  – powierzchnia warstwy narażonej na promieniowanie  
 $T$  – temperatura  
 $T_E$  – energia kinetyczna wybitego elektronu  
 $T_p$  – czas kształtowania  
 $t$  – współrzędna czasowa  
 $U, U_p$  – napięcie, przyłożone do złącza napięcie polaryzujące  
 $U_{bi}$  – wartość bariery potencjału złącza p-n  
 $U_D$  – wartość wbudowanej bariery potencjału złącza m-s  
 $V, V_d$  – potencjał elektryczny; potencjał elektrody d  
 $V_0$  – amplituda impulsu napięciowego  
 $V_{No}, V_S, V_y$  – napięcie ekwiwalentne szumów na wyjściu toru spektrometrycznego, napięcie ekwiwalentne źródła szumów elektronicznych, napięcie ekwiwalentne szumów elektronicznych na wyjściu przedwzmacniacza,  
 $V_o$  – napięcie sygnału na wyjściu toru spektrometrycznego  
 $v_h, \vec{v}_n(t), v_{p,n}(t)$  - prędkość dziur; prędkość chwilowa ładunku n; prędkość dryfu dziur lub elektronów  
 $W$  – energia potrzebna na wygenerowanie jednej pary elektron-dziura  
 $W_d, W_{dn}, W_{dp}$  – szerokość warstwy zubożonej; szerokość warstwy zubożonej w półprzewodniku typu n; szerokość warstwy zubożonej w półprzewodniku p  
 $x, y, z$  – współrzędne przestrzenne  
 $x_0, y_0, z_0$  – współrzędne początkowego położenia  
 $x_{mp}$  – parametr związany z wielkością transferu pędu  
 $Z$  – liczba atomowa materiału  
 $z_S$  – grubość sensora  
 $\alpha$  – kąt rozproszenia względem pierwotnego kierunku propagacji promieniowania  
 $\Delta_t$  – różnica między poziomem Fermiego a poziomem dominującej pałapki  
 $\epsilon_0, \epsilon(\vec{r}), \epsilon_S$  – przenikalność elektryczna próżni równa  $8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ ; przenikalność elektryczna w punkcie  $\vec{r}$ ; względna przenikalność elektryczna półprzewodnika (dla krzemu: 11.68)  
 $\eta_i$  – wydajność kwantowa detekcji i-tego piksu  
 $\lambda$  – długość fali fotonu  
 $\mu, \mu_{abs}, \mu_{Com}, \mu_{koh}$  – liniowy współczynnik osłabienia; liniowy współczynnik absorpcji; liniowy współczynnik rozproszenia Comptona; liniowy współczynnik rozproszenia koherentnego

$\frac{\mu_{K\alpha}}{\rho}, \frac{\mu_{K\beta}}{\rho}$  – masowe współczynniki absorpcji fotonów o energiach 5.9 keV oraz 6.5 keV  
 $\mu_{p,n}$  – ruchliwość dziur lub elektronów  
 $\nu_0$  – częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego  
 $\rho$  – gęstość ośrodka  
 $\rho_C$  – rozkład ładunku przestrzennego  
 $\rho_R$  – rezystywność  
 $\sigma, \sigma_E, \sigma_{e_i}$  – odchylenie standardowe opisujące poziom szumów układu; odchylenie standardowe obejmujące tylko fluktuacje Fano oraz szумы toru spektrometrycznego; rozmycie szumowe sygnału dla i-tego piksu  
 $\sigma_{abs}, \sigma_{acc}, \sigma_{inter}, \sigma_{Com}, \sigma_{koh}, \sigma_{Thom}$  – przekrój czynny na absorpcję promieniowania; przekrój czynny na przechwycenie elektronu przez zjonizowany akceptor; makroskopowy przekrój czynny na interakcję kwantu promieniowania X z materią; makroskopowy przekrój czynny na rozproszenie niekoherentne fotonu; przekrój czynny na rozpraszanie koherentne; przekrój czynny na rozpraszanie koherentne na pojedynczym elektronie  
 $\sigma^2(N)$  – wariancja liczby generowanych par nośników  
 $\tau, \tau_{CR}, \tau_{RC}, \tau_{dh}, \tau_h$  – stała czasowa; stała czasowa filtra CR; stała czasowa filtra RC, stała czasowa zjawiska dejonizacji; stała czasowa uwalniania dziur z pułapek  
 $\tau_c$  – czas pomiędzy kolejnymi zderzeniami  
 $\tau_n, \tau_p$  – średni czas życia elektronów; średni czas życia dziur  
 $\tau_{pd,nd}$  – dielektryczna stała czasowa  
 $Y$  – atomowy czynnik normujący (ang. atomic form factor)  
 $\Phi, \Phi_0$  – natężenie promieniowania, pierwotne natężenie wiązki  
 $\Phi_{Ba}$  – wielkość bariery potencjału złącza m-s  
 $\vec{\Psi}_d(\vec{r}_n)$  – wagowe natężenie pola elektrycznego na elektrodzie d w położeniu n-tego ładunku  
 $\Omega$  – kąt bryłowy  
 $\omega$  – pulsacja  
 $\omega_K$  - wydajność fluorescencji

## *Spis rysunków*

Rysunek 2.1 Schemat zjawiska Thomsona [20].....	6
Rysunek 2.2 Schemat zjawiska Comptona [20].....	8
Rysunek 2.3 Schemat zjawiska fotoelektrycznego dla atomu krzemu [20] .....	10
Rysunek 3.1 Struktura pasmowa izolatora (a) oraz półprzewodnika (b) [31].....	16
Rysunek 3.2 Makroskopowy przekrój czynny poszczególnych zjawisk wpływających na osłabienie wiązki promieniowania przechodzącej przez krzem [41] .....	18
Rysunek 3.3 Średnia droga osłabienia promieniowania X w krzemie [41].....	19
Rysunek 3.4 Liniowy współczynnik osłabienia promieniowania X w wybranych materiałach półprzewodnikowych [41] .....	19
Rysunek 3.5 Model złącza diodowego przed (a) i po (b) połączeniu jego składowych [31] ...	20
Rysunek 3.6 Jednowymiarowy schemat niesymetrycznego złącza p-n, od góry: rozkład ładunku przestrzennego $\rho_C$ , natężenie pola elektrycznego $E(x)$ oraz potencjał elektryczny $V$ [31] .....	21
Rysunek 3.7 Model pasmowy złącza metal-półprzewodnik typu n przed (wyżej) i po (niżej) połączeniu jego składowych .....	25
Rysunek 3.8 Model pasmowy złącza metal-półprzewodnik typu p przed (wyżej) i po (niżej) połączeniu jego składowych .....	25
Rysunek 3.9 Jednowymiarowy schemat złącza metal-półprzewodnik typu n, od góry: rozkład ładunku przestrzennego $\rho_C$ , natężenia pola elektrycznego $E(x)$ oraz potencjału elektrycznego $V$ [31] .....	26
Rysunek 3.10 Model pasmowy złącza omowego dla półprzewodnika typu n (lewy) i typu p (prawy) .....	27
Rysunek 4.1 Konstrukcja wraz z podstawową zasadą działania detektora paskowego jednostronnego; padające promieniowanie generuje nośniki ładunku w objętości czynnej sensora, które następnie są unoszone w polu elektrycznym do odpowiednich elektrod.....	30
Rysunek 4.2 Schemat detektora paskowego dwustronnego z paskami izolującymi pomiędzy dolnymi paskami odczytowymi $n^+$ .....	31
Rysunek 4.3 Schemat detektora padowego/pikselowego.....	32
Rysunek 4.4 Przykładowe realizacje piksela w technologii monolitycznej CMOS: A - przedstawia izolację studni N-well od piksela tego samego typu przy pomocy głębokiej studni P-well, B - zastosowanie elektrody zbiorczej tego samego typu co podłoże, powoduje przesunięcie obszaru wysokiego pola na spód sensora, C - odczyt jest zrealizowany w środku elektrody odczytowej [58] .....	34
Rysunek 4.5 Porównanie technologii monolitycznych: A - standardowej CMOS i B – SOI CMOS [59].....	34
Rysunek 4.6 Zasada działania detektora SOI; wygenerowany przez promieniowanie ładunek jest zbierany przez odpowiednie elektrody, a dalej sygnał jest rejestrowany przez elektronikę odczytową znajdującą się w warstwie epitaksjalnej [60] .....	35
Rysunek 4.7 Schemat struktury HVCMOS [61] .....	35
Rysunek 4.8 Schemat detektora pikselowego hybrydowego oraz połączenie bump-bonding [63].....	36

Rysunek 4.9 Zasada działania pn-CCD. Wygenerowane przez promieniowanie elektrony zostają uwięzione w wytworzonej dolinie potencjału. Do kolejnych złącz p <sup>+</sup> -n tworzących elektrodę odczytową przykładą się okresowo zmienny potencjał, co zapewnia transport elektronów poprzez minimum potencjału do elektrody odczytowej n <sup>+</sup> [31].....	38
Rysunek 4.10 Przekroje poprzeczne przez sensor planarny (lewy) i 3D (prawy) porównujące budowę oraz sposób zbierania ładunku [69].....	39
Rysunek 4.11 Porównanie struktury sensora: A - konwencjonalnej i B - bezkrawędziowej [73] .....	41
Rysunek 4.12 Porównanie detekcji pojedynczych fotonów i odczytu całkowitego [78].....	43
Rysunek 4.13 Zasada działania przedwzmacniacza z przełączanym wzmocnieniem w systemie JUNGFRU. Kolejne kolory krzywych odpowiedzi odpowiadają poszczególnym kondensatorom podłączanym do przedwzmacniacza [78] .....	44
Rysunek 4.14 Schemat łączenia fotodiody oraz elektroniki odczytu w detektorze VIPIC [75] .....	47
Rysunek 5.1 Przykładowy przebieg prądu wyindukowanego na elektrodzie p <sup>+</sup> detektora półprzewodnikowego silnie niesymetrycznego p <sup>+</sup> -n w funkcji czasu .....	51
Rysunek 5.2 Zastępczy schemat szumowy toru spektrometrycznego [85].....	53
Rysunek 5.3 Przykładowe widma modelowe ukazujące skutki podziału ładunku; widoczne jest obniżenie amplitudy piku głównego oraz podwyższenie tła niskoenergetycznego.....	56
Rysunek 6.1 Schemat konstrukcyjny detektora padowego .....	59
Rysunek 6.2 Przekrój poprzeczny przez strukturę detektora padowego: A – z głęboką implantacją p <sup>+</sup> [87] oraz B - z płytką implantacją p <sup>+</sup> [88].....	60
Rysunek 6.3 Zdjęcie sensora połączonego z układami elektroniki odczytu.....	61
Rysunek 6.4 Schemat blokowy jednego kanału odczytu analogowego [51].....	62
Rysunek 7.1 Rodzaje widm uzyskiwanych podczas analizy wyników z systemu odczytowego RXP dla źródła Fe-55 .....	66
Rysunek 7.2 Widmo amplitudowe surowych danych z pomiaru ze źródłem Fe-55 i dopasowana do niego krzywa wraz z głównymi parametrami dopasowania; używana formuła niedostatecznie odwzorowuje tło niskoenergetyczne oraz dolinę między pikami fluorescencji manganu.....	67
Rysunek 7.3 Widmo amplitudowe uzyskane z pomiaru z wykorzystaniem systemu wewnętrznej kalibracji dla analogowego systemu odczytu wraz z dopasowaną krzywą i parametrami dopasowania.....	68
Rysunek 7.4 Znormalizowane widma surowych danych (czarny), przypadków pojedynczych (niebieski) oraz klastrow 2-elementowych (fioletowy). Widma zdarzeń 1-sygnałowych i surowych danych są w tej skali nierozróżnialne.....	69
Rysunek 7.5 A – widma amplitudowe przed kalibracją wraz z dopasowanymi krzywymi od punktu 500 LSB, B – krzywa kalibracji, C - widmo amplitudowe po kalibracji wraz z dopasowaną krzywą do widma manganu w celu wyznaczenia FWHM; parametry przedstawione na rysunkach dotyczą piku K <sub>α</sub> Mn.....	71
Rysunek 7.6 Geometria pomiaru z sensorami padowymi; niebieskie elementy wskazują różne pozycje ustawienia źródła promieniowania w trakcie testów.....	72
Rysunek 7.7 Zestaw widm pomiarowych źródła Fe-55 dla odczytu analogowego RXPv2 z sensorów padowych .....	73



Rysunek 7.8 Znormalizowane widmo surowych danych dla różnych stron oświetlenia detektora.....	74
Rysunek 7.9 Znormalizowane widma przypadków 1-sygnałowych dla różnych temperatur pomiaru .....	76
Rysunek 7.10 Całkowita szerokość połówkowa linii 5.9 keV w zależności od temperatury PCB .....	76
Rysunek 7.11 Pojemność sensora w funkcji napięcia polaryzacji dla różnych częstotliwości sygnału testowego.....	77
Rysunek 7.12 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla sensorów z płytką implantacją oświetlanych od strony kontaktu omowego .....	78
Rysunek 7.13 Widma zdarzeń pojedynczych dla różnych polaryzacji sensora z głęboką implantacją p <sup>+</sup> .....	79
Rysunek 7.14 Schematy używanych segmentacji elektrody górnej [87].....	80
Rysunek 7.15 Znormalizowane widma: A – surowych danych, B – zdarzeń pojedynczych dla różnych grubości detektora przy oświetlaniu detektorów od strony kontaktu omowego .....	81
Rysunek 7.16 Zestawy widm amplitudowych dla różnych odstępów między padami dla wymiarów padów: A – 500 μm, B - 750 μm, C - 1000 μm .....	82
Rysunek 7.17 Widma zdarzeń 1-sygnałowych, klastrów 2-sygnałowych oraz ich suma.....	84
Rysunek 7.18 Gęstość prądu upływu w funkcji napięcia polaryzacji w obszarze elektrod dla różnych segmentacji.....	86
Rysunek 7.19 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów implantacji p <sup>+</sup> uzyskane z pomiarów: A – źródło Fe-55, B – źródło z fluorescencją tytanu, C – źródło z fluorescencją chloru .....	90
Rysunek 7.20 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów oświetlenia sensora z płytką implantacją uzyskane z pomiarów: A – źródło Fe-55, B – źródło z fluorescencją tytanu, C – źródło z fluorescencją chloru.....	91
Rysunek 7.21 Znormalizowane widma dla sensora z płytką implantacją p <sup>+</sup> dla różnych energii fotonów; im niższa energia padającego promieniowania tym wyższe tło niskoenergetyczne	92
Rysunek 7.22 Znormalizowane widma przypadków pojedynczych dla dwóch typów implantacji p <sup>+</sup> uzyskane z pomiarów ze źródłem Fe-55 i fluorescencją chloru .....	92
Rysunek 7.23 Porównanie profili domieszkowania dla głębokiej i płytkiej warstwy p <sup>+</sup> w środku segmentu .....	94
Rysunek 7.24 Moduł wektora natężenia pola elektrycznego w strukturze dla polaryzacji sensora 300 V dla: A – głębokiej warstwy p <sup>+</sup> , B – płytkiej warstwy p <sup>+</sup> oraz C - jego profile dla środka segmentu.....	95
Rysunek 7.25 Potencjał wagowy w strukturze dla: A – głębokiej implantacji p <sup>+</sup> , B – płytkiej implantacji p <sup>+</sup> oraz C - moduł wektora pola wagowego dla przekroju w środku elektrody odczytowej.....	96
Rysunek 7.26 Wyindukowane na segmencie odczytowym p <sup>+</sup> prądy dziurowe i elektronowe dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji przy generacji pierwotnej 1620 par elektron-dziura na głębokości 100 μm od krawędzi kontaktu p <sup>+</sup> .....	97
Rysunek 7.27 Znormalizowane wyindukowane ładunki dziurowe i elektronowe na elektrodach odczytowych dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji .....	98

Rysunek 7.28 Znormalizowane wyindukowane ładunki dziurowe i elektronowe na elektrodach odczytowych - przybliżenie dla: A- głębokiej implantacji, B- płytkiej implantacji .....	99
Rysunek 7.29 Znormalizowane widma symulacyjne amplitudowe dla płytkiej i głębokiej warstwy $p^+$ . Wyniki symulacji potwierdzają zmniejszenie poziomu widma niskoenergetycznego dla sensorów z płytszą implantacją .....	100
Rysunek 7.30 A – ENC w funkcji temperatury dla różnych czasów kształtowania impulsów, B – FWHM dla linii 5.9 keV w funkcji temperatury dla różnych czasów kształtowania impulsów .....	101
Rysunek 7.31 A – ENC w funkcji czasu kształtowania dla różnych rozmiarów padów, B – FWHM w funkcji czasu kształtowania dla różnych segmentacji w temperaturze 18 °C ....	101
Rysunek 8.1 A - charakterystyki pojemnościowo-napięciowe dla kolejnych wartości dawek dla częstotliwości sygnału testowego 10 kHz, B – pojemność międzypadowa w funkcji dawki dla napięcia 300 V dla częstotliwości sygnału testowego 10 kHz.....	105
Rysunek 8.2 A - charakterystyki prądowo-napięciowe dla kolejnych wartości dawek, B – prąd upływu sensora przy polaryzacji 300 V w funkcji dawki.....	106
Rysunek 8.3 Prąd upływu detektora w funkcji czasu po naświetleniu dawką 320 Gy i kolejnych 48 dniach anilacji bez zastosowania polaryzacji detektora .....	106
Rysunek 8.4 Wartości szumów elektronicznych podczas naświetlania oraz okresów anilacji dla czasu kształtowania A - 3.5 $\mu$ s oraz B - 1.1 $\mu$ s; widoczny jest anormalny przyrost wartości szumów elektronicznych po okresach anilacji związany ze wzrostem prądu upływu .....	107
Rysunek 8.5 Zmiana widm energetycznych wraz z czasem podczas naświetlania dla dwóch przypadków: A – widm zdarzeń 1-sygnałowych, B - widm klastrów 2-sygnałowych z widoczną degradacją kształtu .....	108
Rysunek 8.6 A - całkowita szerokość połówkowa piku 5.9 keV w funkcji skumulowanej dawki (w trakcie pomiarów nastąpiła awaria zasilania), B – wartości FWHM w czasie naświetlania oraz dla dwóch okresów anilacji; widoczny jest anormalny przyrost wartości FWHM po okresach anilacji.....	108
Rysunek 8.7 Temperatura na płytce drukowanej podczas pomiarów radiacyjnych.....	109
Rysunek 8.8 Wartości prądu upływu detektora w czasie i po naświetlaniu .....	110
Rysunek 8.9 Całkowita szerokość połówkowa piku 5.9 keV w czasie i po naświetlaniu dla sensora z płytką implantacją $p^+$ .....	111

## *Spis tabel*

Tabela 3.1 Zestawienie parametrów najpopularniejszych półprzewodników w temperaturze pokojowej [32].....	17
Tabela 4.1 Porównanie wybranych parametrów detektorów krzemowych planarnych i 3D używanych w fizyce wysokich energii [69].....	39
Tabela 7.1 Skład liczbowy rejestrowanych zdarzeń dla widm uzyskiwanych przy pomocy detektorów o różnych rozmiarach padów .....	83
Tabela 7.2 Poszczególne składowe całkowitej szerokości połówkowej piku 5.9 keV w temperaturze 18 °C dla różnych segmentacji elektrody dla czasu kształtowania układu kształtującego 3.5 μs.....	83
Tabela 7.3 Całkowita szerokość połówkowa linii 5.9 keV dla widm zdarzeń jednosygnalowych, klastrów dwuelementowych oraz złożenia tych dwóch widm w temperaturze 18 °C dla różnych rozmiarów padów dla czasu kształtowania 3.5 μs .....	85
Tabela 7.4 Zmierzone wartości pojemności padów dla różnych segmentacji elektrody dla wartości napięcia polaryzacji detektora 300 V.....	87
Tabela 7.5 ENC oraz FWHM dla linii 5.9 keV wyznaczone z pomiarów w temperaturze 18 °C dla różnych rozmiarów padów i dwóch różnych czasów kształtowania .....	102



## ***Bibliografia***

- [1] R. Ballabriga, M. Campbell, X. Llopart, *ASIC developments for radiation imaging applications: The medipix and timepix family*, Nucl. Inst. and Meth. A, 878 (2018), s. 10-11.
- [2] P. Kraft, et al., *Performance of single-photon-counting PILATUS detector modules*, J. of Synch. Radiation, 16 (2009), s. 368.
- [3] R. Dinapoli et al., *EIGER: Next generation single photon counting detector for X-ray applications*, Nucl. Instr. and Meth. A 650 (2011), s. 79-82.
- [4] S. Hasn et al., *Improvement of TimePix energy resolution correcting threshold variations*, JINST 14 C01010 (2019), s. 8.
- [5] J. P. Ronaldson et al., *Characterization of Medipix3 with the MARS readout and software*, JINST 6 C01056 (2011), s. 6-8.
- [6] A. Allahgholi et al., *AGIPD, a high dynamic range fast detector for the European XFEL*, JINST 10 C01023 (2015), s. 1.
- [7] A. Koch et al., *Performance of an LPD prototype detector at MHz frame rates under Synchrotron and FEL radiation*, JINST 8, C11001 (2013), s. 1-4.
- [8] M. Porro et al., *Development of the DEPFET Sensor With Signal Compression: A Large Format X-Ray Imager With Mega-Frame Readout Capability for the European XFEL*, IEEE Trans. On Nucl. Sci., Volume 59, No. 5 (2012), s. 3339-3342.
- [9] S. Cartier et al., *Micron resolution of MÖNCH and GOTTHARD, small pitch charge integrating detectors with single photon sensitivity*, JINST 9, C05027 (2014), s. 2-3.
- [10] F. Leonarski et al., *Fast and accurate data collection for macromolecular crystallography using the JUNGFRÄU detector*, Nature Meth., Volume 15 (2018), s. 799-800.
- [11] M. Gtzin et al., *Increased separability of K-edge nanoparticles by photon-counting detectors for spectral micro-CT*, J. X-ray Sci. and Tech. 26 (2017), s. 707-726.
- [12] R. Panda et al., *Element-specific spectral imaging of multiple contrast agents: a phantom study*, JINST 13 T02001 (2018), s. 1-15.
- [13] D.P. Siddons et al., *Maia X-ray microprobe detector array system*, J. Phys.: Conference Series 499 012001 (2014), s. 1-10.
- [14] C. G. Ryan et al., *The Maia detector and Event Mode*, Synch. Rad. News 31 (2018), s. 21.
- [15] <https://www.amptek.com/products/sdd-x-ray-detectors-for-xrf-eds/x-ray-detector-selection-guide#Si-PIN-&-SDD-Selection-Table-and-Performance-Comparison/>, dostęp: 15.03.2020.
- [16] M. C. Veale et al., *HEXITEC: A High-Energy X-ray Spectroscopic Imaging Detector for Synchrotron Applications*, Synch. Rad. News 31 (2018), s. 28-30.
- [17] W. Dąbrowski, P. Wiącek et al., *Application of GEM-based detectors in full-field XRF imaging*, JINST 11 C12025 (2016), s. 1-8.
- [18] M. A. B. Whitaker, *The Bohr-Moseley synthesis and a simple model for atomic X-ray energies*, Eur. J. Phys. 20 (1999), s. 213.

- [19] K. Janssens et al., *Microscopical X-Ray Fluorescence Analysis*, John Wiley & Sons Ltd, s. 17-38.
- [20] J. T. Busbberg, *The AAPM/RSNA Physics Tutorial for Residents. X-ray Interactions, Imag. & Therap. Tech.*, Volume 18, Number 2 (1998), s. 457-464.
- [21] M. Brigida et al., *A full Monte Carlo Simulation code for silicon strip detectors*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 150 (2006), s. 58–61.
- [22] F. Scholze, M. Procop, *Modelling the response function of energy dispersive X-ray spectrometers with silicon detectors*, X-Ray Spectrom. 38 (2009), s. 314.
- [23] G. Wilson, J. R. Dennison, *Approximation of Range in Materials as a Function of Incident Electron Energy*, IEEE Trans. on Plasma Sci. 40 (2012), s. 294-296.
- [24] V. S. Vavilov, *On photo-ionization by fast electrons in germanium and silicon*, J. Phys. Chem. Solids 8 (1959), s. 225.
- [25] W. Shockley, *Problems related to p-n junctions in silicon*, Czech. J. Phys. B 11 (1961), s. 81.
- [26] P. Lechner et al., *Pair creation energy and Fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays*, Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1996), s. 206.
- [27] F. Scholze et al., *Determination of the electron-hole pair creation energy for semiconductors from the spectral responsivity of photodiodes*, Nucl. Instr. and Meth. A 439 (2000), s. 209.
- [28] U. Fano, *Ionization Yield of Radiations. The Fluctuations of the Number of Ions*, Phys. Rev., Volume 72, No. 1 (1947), s. 26-28.
- [29] F. Perotti et al., *Observed energy dependence of Fano factor in silicon at hard X-ray energies*, Nucl. Instr. and Meth. A 423 (1999), s. 356-363.
- [30] Z. A. Weinberg, G. W. Rubloff, E. Bassous, *Transmission, photoconductivity, and the experimental band gap of thermally grown SiO<sub>2</sub> films*, Phys. Rev. B 19 (1979), s. 3107.
- [31] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer (1999).
- [32] A. Owens, *Semiconductor materials and radiation detection*, J. Synchrotron Rad. 13 (2006), s. 146.
- [33] R. H. Redus et al., *Characterization of CdTe Detectors for Quantitative X-ray Spectroscopy*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Volume: 56, No. 4 (2009), s. 2525-2526, 2530.
- [34] G. Yang et al., *Study on the Properties of High Purity Germanium Crystals*, J. Phys.: Conf. Ser. 606 012013 (2015), s. 4.
- [35] R. H. Redus et al., *Fano Factor Determination For CZT*, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 487 (1998), s. 101.
- [36] A. Beyerle et al., *Characterization of Single Crystal Mercuric Iodide (HgI<sub>2</sub>) Using Thick Detector Structures*, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., Vol. 16 (1983), s. 195.
- [37] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, third edition, s. 353 – 356, 377.
- [38] A. Owens, *The hard X-ray response of HgI<sub>2</sub>*, Nucl. Instr. and Meth. A 479 (2002), s. 535.
- [39] H. Yücel et al., *A novel approach in voltage transient technique for the measurement of electron mobility and mobility-lifetime product in CdZnTe detectors*, Nucl. Engineering and Tech. 51 (2019), s. 731.

- [40] D. Bortoletto, *How and why silicon sensors are becoming more and more intelligent?*, JINST 10 C08016 (2015), s. 1-13.
- [41] <https://www.nist.gov/>, dostęp: 05.10.2018
- [42] S. M. Sze, Kwok K., *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc., 3rd Edition (2007), s. 95-97.
- [43] K. Korbel, *Profilaktyka i terapia antyszumowa układów elektroniki „Front-End”*, Preprint skryptu uczelnianego Nr 1523, Kraków (2006), s. 6-26.
- [44] W. Shockley, W. T. Read, *Statistic of the recombination of holes and electrons*, Phys. Rev. 87 (1952), s. 837-841.
- [45] I.E. Anokhin et al., *Distribution of electric field and charge collection in silicon strip detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 477 (2002), s. 110–113.
- [46] C. Jacoboni et al., *A review of some charge transport properties of silicon*, Solid-State Electronics, Volume 20, Issue 2 (1977), s. 77-84.
- [47] A. M. Litke, A. S. Schwarz, *The Silicon Microstrip Detector*, Sci. Amer. (1995), s. 76-81.
- [48] S. Takeda et al., *Double-sided silicon strip detector for x-ray imaging*, SPIE Newsroom (2008), s.1.
- [49] F. Hartmann, *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*, Springer Tracts in Modern Physics (2009), s. 41-42.
- [50] L. Evensen, A. Hanneborg, *Guard ring design for high voltage operation of silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1993) s. 44-45.
- [51] P. Wiącek et al. (W. Dąbrowski, M. Chudyba), *Limitations on energy resolution of segmented silicon detectors*, JINST 13 P04003 (2018).
- [52] P. Weilhammer, *Si pad detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 383 (1996), s. 89.
- [53] P. Maj et al., *Minimization of Charge Sharing Effect in Silicon Hybrid Pixel X-Ray Detectors Based on Pattern Recognition Algorithm*, IEEE International Conference on Industrial Technology (2012), s. 551.
- [54] A.C. Marques, et al., *Noise and trigger efficiency characterization of cooled silicon pad detectors*, Nucl. Instr. and Meth., A 572 (2007), s. 1056–1064.
- [55] A. Suden et al., *Development of silicon pad detectors and readout electronics for a Compton camera*, Nucl. Instr. and Meth. A 501 (2003), s. 273–279.
- [56] S. Proca, *X-ray and gamma imaging with Medipix and Timepix detectors in medical research*, Radiation Measurements 127 106104 (2019), s. 2.
- [57] M.L. Pryddercha et al., *A 512x512 CMOS Monolithic Active Pixel Sensor with integrated ADCs for space science*, Nucl. Instr. and Meth., A 512 (2003), s. 358.
- [58] W. Snoeys, *Monolithic pixel detectors for high energy physics*, Nucl. Instr. and Meth. A 731 (2013), s. 125-130.
- [59] R. Dasgupta et al., *Silicon pixel detector prototyping in SOI CMOS technology*, Electron Technology Conference, Proc. of SPIE Vol. 10175 1017505 (2016), s. 1-2.
- [60] R. Bugiel et al., *Test-beam results of a SOI pixel-detector prototype*, Nucl. Instr. and Meth. A 901 (2018), s. 173–174.
- [61] I. Peric et al., *Overview of HVCMOS pixel sensors*, JINST 10 C05021 (2015), s. 1-3.

- [62] P. Delpierre, *Pixels detectors and silicon X-rays detectors*, European Symposium on Frontiers in Science and Technology with Synchrotron Radiation (1994), s. C9-14-C9-15.
- [63] S. Bheesette et al., *Medipix3RX neutron camera for ambient radiation measurements*, Conference: IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC) (2017), s. 1.
- [64] F. Ehrler et al., *HVCMOS Pixel Detectors First Measurements on the Reticle Size Prototype for the ATLAS Pixel Layers*, IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and Room-Temperature Semiconductor Detector Workshop (NSS/MIC/RTSD) (2016), s. 1-2.
- [65] <https://medipix.web.cern.ch/>, dostęp: 25.11.2019.
- [66] R. Clarke, *CCD X-ray detectors: opportunities and challenges*, Nucl. Instr. and Meth. A 347 (1994), s. 531.
- [67] Y. R. Sipaubá Carvalho da Silva et al., *A Highly Robust Silicon Ultraviolet Selective Radiation Sensor Using Differential Spectral Response Method*, Sensors, 19, 2755 (2019), s. 5.
- [68] S. M. Gruner et al., *Charge-coupled device area X-ray detectors*, Rev. Sci. Instrum. 73, 2815 (2002), s. 2833-2835.
- [69] C. Da Via et al., *3D silicon sensors: Design, large area production and quality assurance for the ATLAS IBL pixel detector upgrade*, Nucl. Instr. and Meth. A 694 (2012), s. 321-322.
- [70] E. Currás et al., *Study of small-cell 3D silicon pixel detectors for the high luminosity LHC*, Nucl. Instr. and Meth. A 931 (2019), s. 127-128.
- [71] Y. Takahashi et al., *Performance of p-bulk microstrip sensors under  $^{60}\text{Co}$  irradiation at rates expected at the HL-LHC*, Nucl. Instr. and Meth. A 699 (2013), s. 107.
- [72] Y. Unno et al., *p-Bulk silicon microstrip sensors and irradiation*, Nucl. Instr. and Meth. A 579 (2007), s. 614-615, 620.
- [73] M.J. Bosma et al., *Edgeless silicon sensors for Medipix-based large-area X-ray imaging detectors*, JINST 6 C01035 (2011), s. 1-3.
- [74] S.I. Parker et al., *3D - a proposed new architecture for solid-state radiation detectors*, Nucl. Instrum. Meth. A 395 (1997), s. 328.
- [75] T. Hatsui, H. Graafsma, *X-ray imaging detectors for synchrotron and XFEL sources*, IUCrJ 2 (2015), s. 371-381.
- [76] E.F. Eikenberry et al., *PILATUS: a two-dimensional X-ray detector for macromolecular crystallography*, Nucl. Instr. and Meth. A 501 (2003), s. 260-262.
- [77] A. Mozzanica et al., *The JUNGFRÁU Detector for Applications at Synchrotron Light Sources and XFELs*, J. Synchrotron Rad. News, Volume 31 (2018), s. 16-17.
- [78] [https://indico.cern.ch/event/686575/contributions/2999076/attachments/1673650/2686017/Redford\\_JUNGFRÁU\\_good.pdf](https://indico.cern.ch/event/686575/contributions/2999076/attachments/1673650/2686017/Redford_JUNGFRÁU_good.pdf), dostęp: 26.11.2019.
- [79] A. Dragone et al., *ePix: a class of architectures for second generation LCLS cameras*, JoP: Conference Series (493), 17th Pan-American Synchrotron Radiation Instrumentation Conference SRI2013 19-21 June 2013, Gaithersburg, USA, s. 1-2.



- [80] L. Strüder et al., *Large-format, high-speed, X-ray pnCCDs combined with electron and ion imaging spectrometers in a multipurpose chamber for experiments at 4th generation light sources*, Nucl. Instr. and Meth. A 614 (2010), s. 483-485.
- [81] P. Denes et al., *A fast, direct X-ray detection charge-coupled device*, Rev. Sci. Instr. 80, 083302 (2009), s. 1-2.
- [82] T. Hatsui et al., *A direct-detection X-ray CMOS image sensor with 500  $\mu\text{m}$  thick high resistivity silicon*, Proceedings of the International Image Sensor Workshop (IISW), 12–16 June 2013, Snowbird, USA, Article 3.05., s. 1-2.
- [83] C. B. Wunderer et al., *The PERCIVAL soft X-ray imager*, JINST 9, C03056 (2014), s. 1-3.
- [84] G. W. Deptuch et al., *VIPIC IC — Design and test aspects of the 3D pixel chip*, Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC 2010), s. 1540–1541.
- [85] K. Korbel, *Układy elektroniki "front-end"*, Kraków (2005), s. 7, 18-22, 86-89.
- [86] J. Marchal, *Theoretical analysis of the effect of charge-sharing on the Detective Quantum Efficiency of single-photon counting segmented silicon detectors*, J. of Instr., Volume 5 (2010), s. 4-13.
- [87] P. Wiącek, *The standard silicon PAD sensor with deep p-implants*, internal raport (2019).
- [88] P. Wiącek, *The p-shallow implants silicon PAD sensors*, internal raport (2019).
- [89] International Atomic Energy Agency, *Update of x ray and gamma ray decay data standards for detector calibration and other applications. Volume 1: Recommended decay data, high energy gamma ray standards and angular correlation coefficients*, Vienna (2007), s. 5.
- [90] M. N. Mazziotta, *Electron–hole pair creation energy and Fano factor temperature dependence in silicon*, Nucl. Instr. and Meth. A 584 (2008), s. 437.
- [91] A. Chilingarov, *Temperature dependence of the current generated in Si bulk*, JINST 8 P10003 (2013), s. 2.
- [92] L. Biwei et al., *Temperature dependence of charge sharing and MBU sensitivity induced by a heavy ion*, J. Semicond. 30 074005, 2009 s. 2 – 6.
- [93] S. Kavadias et al., *Calculation of pixel detector capacitances through three dimensional numerical solution of the Laplace equation*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. Volume: 41 (1994), s. 397-400.
- [94] R. Hartmann, et al., *Low energy response of silicon pn-junction detector*, Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1996), s. 191-196.
- [95] P. Wiącek, *Analiza i optymalizacja przestrzennej zdolności rozdzielczej pozycjoczułych półprzewodnikowych detektorów promieniowania X - rozprawa doktorska*, Kraków 2006.
- [96] L. A. Hamel, M. Julien, *Generalized demonstration of Ramo's theorem with space charge and polarization effects*, Nucl. Instr. and Meth. A 597 (2008), s. 210.
- [97] W. Riegler, *An application of extensions of the Ramo–Shockley theorem to signals in silicon sensors*, Nucl. Instr. and Meth. A 940 (2019), s. 454, 456.
- [98] P. Wiącek, W. Dąbrowski, *X-ray radiation damage in silicon strip detectors*, A. Phys. Pol. B, Vol. 47, No. 2 (2016), s. 279-280, 283.

- [99] J. Zhang et al., *Investigation of X-ray induced radiation damage at the Si-SiO<sub>2</sub> interface of silicon sensors for the European XFEL*, JINST 7 C12012 (2012), s. 2, 8-9.
- [100] R. Klanner et al., *Challenges for silicon pixel sensors at the European XFEL*, Nucl. Instr. and Meth. A 730 (2013), s. 6.
- [101] H. Cember, T. E. Johnson, *Introduction to Health Physics*, McGraw-Hill Medical, fourth edition (2009), s. 215.