

# 博士論文

フォトンカウンティング CT への応用を目指した  
サブミリ SiPM アレイの開発

小山 晃広

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	背景 . . . . .	1
1.2	研究目的 . . . . .	7
1.3	本論の構成 . . . . .	8
<b>第 2 章</b>	<b>Silicon Photomultiplier を用いた硬 X 線イメージング</b>	<b>9</b>
2.1	原理 . . . . .	9
2.2	X 線を用いたイメージング手法 . . . . .	15
2.3	フォトンカウンティング CT 検出器 . . . . .	21
2.4	SiPM と計測回路の集積技術の検討 . . . . .	42
<b>第 3 章</b>	<b>数値計算を用いた SiPM 構造の検討</b>	<b>49</b>
3.1	SiPM の原理 . . . . .	49
3.2	TCAD を用いた解析と SiPM の試作 . . . . .	54
<b>第 4 章</b>	<b>サブミリピッチ SiPM の試作と評価</b>	<b>67</b>
4.1	SOI プロセスを用いた 250 $\mu\text{m}$ ピッチ SiPM アレイ . . . . .	67
4.2	標準プロセスでの 500 $\mu\text{m}$ ピッチ SiPM アレイ . . . . .	84
4.3	SOISiPM 特性改善に向けた考察と試作 . . . . .	90
<b>第 5 章</b>	<b>フォトンカウンティング CT に向けたイメージングデバイスの試作</b>	<b>99</b>
5.1	計数型ピクセルイメージャー SiPM-Count-Pixel の試作 . . . . .	99
5.2	フロアプランおよびピクセル回路 . . . . .	99
5.3	レイアウト . . . . .	108
5.4	実測結果 . . . . .	109
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>113</b>
6.1	考察とまとめ . . . . .	113
6.2	今後の課題と将来展望 . . . . .	114
<b>参考文献</b>		<b>116</b>
<b>謝辞</b>		<b>122</b>



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 背景

#### 1.1.1 医用イメージング

生体内の医学的な情報を工学的技術を駆使して画像化する医用イメージングは、疾患の早期発見に向けたスクリーニング診断だけでなく、手術に際した術前の生体情報取得による治療計画の作成、また術後の治療効果を含む予後評価等、今日の医療現場において不可欠なものとなった。技術の発達とともに様々な医用イメージング手法が提案され、代表的なものでは超音波の透過・反射特性を利用した診断 (Ultra Sound :US)、磁気と分子の共鳴を利用する Magnetic Resonance Imaging (MRI)、X 線を用いた Computed Tomography (CT)、蛍光特性を有する薬剤を投与し分布を観察する Fluorescence Imaging (FI)、 $^{18}\text{F}$ -Fluoro-2-deoxy-2-D-glucose (FDG) や  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  に代表される放射性薬剤を投与し分布を観察する Positron Emission Tomography (PET) や Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT) 等が実用化されている。これらは異なる原理原則に基づくイメージング技術であり、得られる生体情報も様々であることから、実際の医療現場においては観察対象と調べたい情報に応じた医用イメージング手法が選択されている。生体内の形態情報を得るためには主として超音波、MRI、CT 等を用いた診断が、生体内の代謝情報や機能情報を得るためには主として PET、SPECT 等を用いた核医学診断が行われることが多い。加えて表 1.1 に示したように形態情報もしくは機能情報を得る手法の中でも分解能や感度、イメージング（撮像）時間といった仕様が異なっている。

表 1.1 医用イメージング手法の分類と特性 [1]

Modality	Imaging Time	Spatial Resolution	Sensitivity
US	Seconds-Minutes	0.01-2 mm (Depends on depth)	$< 10^{-12}$ mol with micro-bubbles
CT	Minutes	0.5-1 mm (Clinical Use)	ND
MRI	Minutes-Hours	$< 1$ mm (Clinical Use)	$10^{-3}$ to $10^{-5}$ mol
PET	Minutes	5-7 mm (Clinical Use)	$10^{-11}$ to $10^{-12}$ mol
SPECT	Minutes	8-10 mm (Clinical Use)	$10^{-10}$ to $10^{-11}$ mol
FI	Seconds-Minutes	2-3 mm	$< 10^{-9}$ to $10^{-12}$ mol

なかでも放射線を用いた手法である CT、PET、SPECT はその放射線の透過性を活かし身体内部の情報を非侵襲的に、比較的短い時間で観察可能であることから臨床で使用される機会も多く、また歴史的にみても医用イメージングの礎を築いている。1895 年に X 線の存在が Wilhelm Conrad Rontgen により発見され、また身体透過像を得る医学応用への有効性が報告されてから、X 線を用いた透過型の診断技術に関する技術開発が盛んとなる。1970 年頃には体軸に沿って回転させながら X 線透過像を取得し、断層像 (Tomography) を構成

する手法 Computed Tomography (CT) が Godfrey Newbold Hounsfield により発明され、通常の二次元透過像としての X 線撮像で観察が難しい実質臓器の形態情報を得られるようになった。X 線照射管の回転方式（スキャン法）に関する研究も進み、1980 年代には体軸方向へ螺旋状に連続撮像を行うヘリカルスキャンが登場し、得られる画像は二次元断層像から体軸方向を含めた三次元画像での高空間分解能化が進むようになる。加えて X 線検出器も単列検出器から多列検出器へと展開され、一度のスキャンで複数の断層像を得られるようになり、スキャン時間は大幅に短縮されることとなる。一方で、CT が登場した時期と重なる 1950 年代以降には、放射性薬剤を投与し、その分布観察による機能診断を目的とした核医学（シンチグラフィ）に関する研究も盛んであった。放射性同位元素を生成するための加速器技術の進展に加え、放射線を光子としてエネルギー計測する技術が必要となり、1958 年に HO.Anger によって開発された NaI(Tl) シンチレータと光電子増倍管で構成されたガンマカメラ（アンガーカメラ）は現在のシンチグラフィ技術の先駆けとなった。CT で開発された断層像の概念はシンチグラフィ技術へと展開され、ガンマカメラを体軸周りに回転させながら生体内部からの放射線を検出し、放射性薬剤の分布の断層像を得る SPECT が開発されることとなる。SPECT のガンマカメラではコリメータを用いて入射する放射線に対して指向性をもたせることで、放射性薬剤の位置を特定する。また SPECT の登場から程なくして、陽電子放出核種を薬剤として利用し、陽電子と電子が結合する際に生じる対消滅ガンマ線を用いたイメージング手法の PET が開発される。PET では生体内に集積した核種からの二本の対消滅ガンマ線を体軸周りに配置した検出器で同時計数することで核種の分布を反映した断層像を取得する。コリメータを必要とせず光子の飛来方向を特定できることから、SPECT に比べ感度が高い利点がある。しかしながら PET、SPECT は生体内部の実質臓器等の詳細な形態情報は得にくいいため、実際の診断では比較的良好な空間分解能のもとに形態情報を反映可能な CT と組み合わせた PET/CT 検査が施行されることがある。複数の医用イメージングの併用は生体を多様な観点で観察できるものの、撮像や診断に必要な時間が長期化し、患者や医師への負担は増加してしまう。一方で放射線を用いない医用イメージングに関しては、CT が登場する 1970 年代以降には核磁気共鳴現象を利用した医用イメージングとして MRI の開発が始まっている。MRI は均一静磁場中における原子核スピンの対し、位相が異なる磁場パルス（グラジエント）を照射し核スピンの緩和過程で放射される核磁気共鳴信号を利用するものであるが、緩和過程での信号時定数は磁場パルスを与える間隔（TR）と検出するまでの時間（TE）が組織ごとの特性を反映することが知られており、TR・TE をともに短く設定することで脂肪組織が強調された画像を（T1 強調画像）、逆に TR・TE を長く設定することで脂肪組織だけでなく水や粘性成分を含む組織も強調する画像が得られる（T2 強調画像）。これらの特徴から一般に MRI では組織コントラストに優れ、特に軟組織の形態情報を高い空間分解能のもとに得ることができる。また、超音波を用いたイメージングの生体応用については 1900 年代初頭には既に研究が始まっている。1930 年頃に R.Pohlman によって生体での超音波吸収特性が報告され、1950 年代には現在の超音波診断の基礎となる超音波の反射波を用いた組織境界の画像化技術に関する研究が進められるようになる。超音波診断では透過時の強度減衰情報を利用した組織間コントラスト、反射波の検出時間を利用した組織境界の画像化に加え、ドップラー効果を利用した動的な血流速度や方向等の画像化が可能であることが強みである。このような技術開発背景の中で、近年では形態診断に有利な MRI や超音波診断、CT においても撮像時に特異的な情報をもたらす薬剤を投与し、生体内での分布を観察する機能診断への展開が注目されている。MRI、超音波診断、CT に用いられる造影撮像について以降に詳細を述べる。

## MRI における造影撮像

MRI では免疫機能に関連したクッパー細胞に分布する超常磁性酸化鉄製剤（Super Paramagnetic Iron Oxide：以下 SPIO）や肝細胞に分布するガドリニウム系造影剤としてガドキセト酸ナトリウム Gd-EOB-DTPA 等が

注目されている。前者は血液やクッパー細胞の有無または機能の可視化に貢献するのに対し、後者は細胞間質にも分布し、血行動態の差異と肝細胞機能の差異を可視化する。しかしながら MRI 自身の短所である検出感度の低さが撮像時間の長時間化を招き、造影剤を用いる際には十分な信号量を得るため多量の造影剤を投与する必要が有ることから、患者への負担が大きくなる課題がある。また MRI では常磁性体を含む造影剤が体内の水素原子核に与える間接的な影響をコントラストとするため、MRI 造影剤の濃度と画像の信号強度の間には比例関係がないことが指摘されている [1]。

### 超音波診断における造影撮像

超音波診断の造影剤としては空気を含んだバイオポリマーによって 1–2  $\mu\text{m}$  径程度のマイクロバブル (microbubbles) を作成し、これを撮像時に投与することで血管のコントラストを向上させる試みがある。マイクロバブルは通常の撮像時に比べ血管のコントラストを数桁改善させることが可能とされ、検出感度の向上及び撮像時間の短縮化に大きく貢献する。撮像時間の短縮化は空間の動的撮像を可能とし、血流速度や方向等の代謝情報が得られるだけでなく、マイクロバブルの表面に用いるバイオマテリアルの選択によっては、腫瘍等への特異的な集積特性を持たせたイメージングが可能である。しかしながら超音波の減衰特性により身体深部の観察は難しく、また超音波の反射特性により強い骨や空気を含む肺等の内部観察には不向きである。また現状のマイクロバブルは高周波音波に対する堅牢性が弱く、空間分解能を向上させるための高周波数超音波の使用が難しい課題がある。

### CT における造影撮像

CT では MRI 等に比べ軟組織におけるコントラストが原理的に弱くなることから、これを克服するための手段として造影剤が使用される。代表的な造影剤としてはヨード系造影剤が挙げられ、造影剤の X 線吸収度の違いが直接的にコントラストに反映される。しかしながら CT では MRI 同様に造影剤に対する感度が弱く、コントラスト向上には造影剤の投与量を増加させる必要があり、腎機能低下等患者側への負担が大きくなる。アレルギー、肝障害、甲状腺障害のある患者ではヨード系造影剤の使用が原則禁忌とされている。このような背景の中で、近年ヨード系造影剤だけでなく様々な造影剤の開発が進みつつある。X 線減弱が大きく、また前立腺癌に特異的に付着する金ナノ粒子はその一つであり、悪性腫瘍の細胞・分子レベルでのイメージングを目指す研究が行われている。診断だけでなく金ナノ粒子に前立腺癌の進行を抑制する薬剤を標識させることで、治療にも役立てる試みもあり、CT を取り巻く環境では機能診断と治療効果の評価を同時に行う新たな医用イメージングへの展開が期待されている [2]。

以上のように、歴史的に見れば医用イメージングでは観察対象と得たい情報に沿って、空間分解能や撮像時間等様々な要求に応じて適切な技術が選択されてきた。一方で近年の CT, MRI, 超音波診断の造影剤を用いた機能・代謝診断の可能性は、形態情報と機能情報を同時に詳細取得可能にするものや、治療を兼ねた効果を観察可能とするもの等、一度の撮像でより多角的な観点での診断を可能とする潜在性を秘めている。とりわけ CT では高い空間分解能、撮像時間の短さ、造影剤に対するコントラストの定量性といった利点があり、機能診断への展開が進んでいくことは想像に難くない。以降ではこの CT に着目し、X 線 CT の技術展開について詳細を述べる。

### 1.1.2 X線 CT

既に述べたように、CT やマンモグラフィー等を代表とする今日の医療用 X 線撮像技術は、悪性腫瘍や肺炎等病態の形態診断にあたり不可欠な技術となっている。2017 年にキャノンメディカルシステムズより発表された Aquilion Precision では、検出器の画素寸法が  $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$  程度まで微細化され、 $150\ \mu\text{m}$  程度の空間分解能を実現しており、冠動脈の狭窄や、脳動脈瘤から分岐する微細血管、肺がんを特徴づける陰影の構造等の観察を可能としている [3]。これら CT は全て X 線を照射し、その透過強度から物質の密度、原子番号に依存して変わる線減弱係数を算出、コントラストを形成している。一方で、この線減弱係数は、厳密には入射する X 線のエネルギーによっても変わるため、従来の幅広いエネルギー帯を有する白色 X 線照射環境では、とくに高エネルギー X 線の減衰情報が影響を与えやすく、低エネルギー X 線の有する減衰情報は失われがちになる。これは硬い組織に覆われた軟組織等の信号強度 (CT 値) が真値より高く検出されてしまう線質硬化 (ビームハードニング) 等の問題につながる。また密度と原子番号の関係によっては、異なる組織であっても同等の画像強度として出力してしまうことがあり、特に軟部組織の形態に関して定量的な評価が難しい問題があった。これらの課題を克服するため、近年では X 線光子がもつエネルギーを考慮したコントラストを形成することで、軟組織のコントラスト改善を目指す試みが存在する。キャノンメディカルシステムズや GE Healthcare で開発されている Dual-Energy CT (DECT) はその一つであり、平均エネルギーの異なる 2 種類の白色 X 線を照射する [4, 5]。この際組織の減弱特性が X 線のエネルギーごとに異なることに着目し、通常の CT とは異なるコントラスト画像を得ることが可能である。腎臓断面像における腎腫瘍、尿酸、カルシウムの分離や、通風の診断等に応用が期待されている。加えてこのような X 線エネルギーを考慮したイメージング手法は、ビームハードニングを補正し、高密度の皮質骨に覆われた低密度の海綿骨のような部分における骨密度を定量的に測定することができる。既に骨粗鬆症の診断等に有効であるとされ、実際に臨床での利用が期待されている [6]。

#### フォトンカウンティング CT と Multiple Contrast Agents Imaging への展開

DECT の考え方は二色の X 線を利用したイメージングであるが、この考え方はより多色にエネルギー分解可能な CT の実現へと展開されており、究極的には X 線光子一つ一つのエネルギーを調べ、各エネルギーの線減弱係数を調べることで可能なフォトンカウンティング型の CT (Photon Counting Computed Tomography: PCCT) が提案されている。従来混合された情報となっていた対象組織の密度および原子番号を分離してコントラスト形成が可能であるだけでなく、造影剤の特異的な X 線減弱特徴である K 殻吸収端をより強調したイメージングが可能となる。これは従来のヨード系造影剤に変わる新たな造影剤の開発を促し、また図 1.1 に示したようなヨード系造影剤に限らず K 殻吸収端の異なるガドリニウム系造影剤やビスマス系造影剤等の併用によって生体内からより多くの機能情報を一度の診断で取得する多核種造影 (Multiple Contrast Agents Imaging) を可能とする技術となる [7]。これら造影剤は K 殻吸収端の違いだけでなく、標識されている物質の分子量の違い等が影響し体外に排泄されるまでの時間や滞在する箇所により異なる。この造影剤ごとの時間的な特異性や滞留箇所の特徴を用いて腎機能評価や腎不全の可能性の検査につなげる研究が進められている [7]。

既に歯科領域用の小型のものやマンモグラフィ、小動物用 CT 等で開発が進み、骨密度測定や乳腺の検出等における有用性が報告されている [8, 9]。しかしながら未だ技術的な課題も多く、全身用のフォトンカウンティング CT で実用化されたものはほとんどない。この理由は X 線検出器への要求が厳しく、実現には 20 – 120

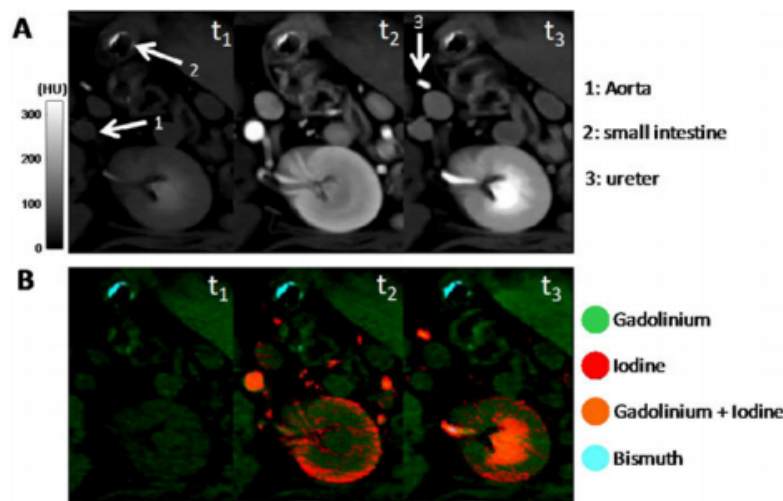


図 1.1 (A) 従来 CT による積分画像及び (B) K 殻吸収端を考慮したフォトンカウンティング CT 画像。どちらもヨード系造影剤、ビスマス系造影剤、ガドリニウム系造影剤を併用し、腎領域断面での断層像を表示している。図内画像 t1, t2, t3 はそれぞれガドリニウム系造影剤投与後 100 秒、200 秒、300 秒における撮像画像である。あらかじめビスマス系造影剤を投与しておき、24-72 時間後にガドリニウム系造影剤を投与し、ヨード系造影剤は 300 秒後の t3 の時間に投与している。[7]

keV を対象とした高速高計数率のパルス計測型放射線検出器が必要とされ、加えて製造コスト等、商業的な実現性を有することが求められるためである。近年では比較的安価に製作可能なシンチレータを用いた間接変換型の検出器が注目されているものの、組み合わせる光検出器や処理回路の制約が厳しい等の課題がある。以上の観点を踏まえると、フォトンカウンティング CT は従来の形態情報に加えて生体の機能情報も取得するために有望な技術であるものの、その実現には X 線検出器や周辺信号処理回路等要素技術の成熟が不可欠である。次項には放射線検出器の一般的な構成とそれに関する半導体技術開発の重要性を要説する。

### フォトンカウンティング CT 実現に向けた課題

従来の X 線 CT で用いられる検出器は、積分型のイメージング素子で構成されており、これはシンチレータと呼ばれる X 線に対して蛍光特性を有する物質とフォトダイオードをベースとした CMOS イメージング素子によって構成されている。シンチレータで X 線のエネルギーや強度に応じた可視光へと変換した後、フォトダイオードによって検出する。一定時間中のシンチレータ発光強度を検出する積分型のイメージング技術は、使用する X 線の照射スペクトルが単一のものである場合に検出信号強度と X 線光子数の間に比例関係が得られる。しかしながら実際に CT で用いられる X 線エネルギーはおおよそ 20–120 keV 程度のエネルギーに幅広く分布する連続スペクトルであり、厳密には検出信号強度と検出した X 線光子数の間の比例関係は失われてしまっている。理想的には X 線のエネルギーごとの X 線減弱係数を取得可能な検出システムが望ましく、PET や SPECT で用いられるような放射線のエネルギーを測定可能なフォトンカウンティング型の検出システムにする必要が有る。CT では検出器に入射する放射線量子数の数が PET や SPECT に比べて圧倒的に多いため、検出器ピクセルサイズを小さくしながら高速に信号処理できるシステムが必要となる。従来の CT ではフォトダイオードと組み合わせるシンチレータとして発光量、X 線阻止能ともに大きなセラミックシンチレータ (Gadolinium oxysulfide : GOS) 等が用いられていたが、発光減衰時間が 1  $\mu$ s 以上と長く高計数率下では飽

和してしまう問題がある。また DECT のように検出器側ではなく X 線照射管側の工夫によって二種類の平均エネルギーの異なる白色 X 線の照射とその応答特性によるビームハードニング補正技術が既に登場しているが、二度の X 線照射が必要となることによる被曝量の増加等課題がある。近年の CT では造影剤を用いた機能診断が今後の技術開発における一つのキーワードとなっており、ヨード系造影剤に限らず様々な K 殻吸収端を有する物質の造影剤としての可能性を展開するため、エネルギー分解する範囲をより柔軟に決められるような検出器側の要素技術の進展が不可欠となっている [7]。

## 半導体集積技術の進展

フォトンカウンティング CT の実現には高い計数率をもって X 線を検出するために発光減衰時間の短いシンチレータの利用に加え、各ピクセルで高速に応答可能なセンサーや信号処理技術の開発が最も重要となる。最新の CT では冠動脈の狭窄部分等の詳細な観察のため 250  $\mu\text{m}$  角程度のピクセルサイズのものが開発されており [3]、今後開発するフォトンカウンティング CT 用の検出器においても一つの達成目安であると考えられる。加えて造影剤の K 殻イメージングや軟組織の高コントラスト化といった要求から、エネルギー情報と検出位置情報を合わせて測定するマルチチャネルスペクトロスコーピーの実現が求められる。これは各ピクセルで出力信号の波高値解析を行える信号処理回路を必要とし、多列検出器での膨大なチャネル数に対応した特定用途向け集積回路 (Application Specific Integration Circuit : ASIC) の利用が必要となる。加えて今日の Internet of Things (IoT) やディープラーニングに代表されるデータ処理量の増加、データ解析技術の高度化は膨大な CPU 演算能力を要求し、様々な場面でバックエンドシステムの複雑化を招いている。信号処理回路に代表されるフロントエンドシステムにおいてどれだけ情報を処理できるかが鍵であり、より多くの機能が集積された ASIC 開発が必要となっている。こういった ASIC の集積性については、Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) プロセスに代表される半導体集積技術はおよそ 1.5 年から 2 年おきに集積度が倍になるというムーアの法則に従い、年を追うごとに単位面積あたりの集積度が増加してきた。トランジスタのチャネルサイズの微細化が進み、トランスコンダクタンスの上昇や寄生容量の低下によるサブスレッショルド特性の向上等、集積特性だけでなく回路自体の高速性といった恩恵を受けられるようになった。しかしながらムーアのスケールリング則に従う微細化は 2020 年頃には頭打ちになることが予測されている。この理由としてはこのままチャネルサイズの微細化が進むと、近い将来にはおよそ 0.1 nm の原子一個の大きさに迫る限界に達することが予想され、配線を構成する原子やチャネルを制御する電子等の量子自体の大きさが微細化の制限となるからである。このような集積化の限界の中で、従来の CMOS 技術 (Bulk-CMOS) とは全く異なる材料や動作原理に基づく技術により集積化を実現しようとする、「Beyond CMOS」が注目されている。代表的なものとしては、スピン Field Effect Transistor (FET) と呼ばれる、トランジスタのソースドレイン電極を磁性体に置き換え、ゲート電極の電界で電子の有するスピンの向きを変更させてドレイン電流を制御するものや [10]、チャネル中のバンド間トンネリングを積極応用したトンネル FET [11]、シリコンより電流密度 2 桁以上大きい、直径が nm オーダーの炭素円筒 (カーボンナノチューブ) をチャネルとして用いる試み等様々である [12]。こういった背景のなかで、国際デバイス及びシステムロードマップ (IEEE International Roadmap for Devices and Systems) によれば、図 1.2 に示したように平面的な微細化や異種材料、新たな動作原理に基づくスケールリングは 2025 年頃を境とし収束に向かい、それ以降では複数のチップやデバイスを垂直方向に積層させる三次元集積技術が Beyond CMOS を実現する上で次の世代の鍵となる指針が示されている [13]。

三次元集積技術は貫通電極 (Through Silicon Via : TSV) やフリップチップボンディング等の垂直方向の配線でチップ間接続を実現するものである。しかしながら垂直方向の配線形成には未だ課題が多く、従来 Bulk-CMOS の数 100  $\mu\text{m}$  にも及ぶ厚いシリコン基板では、長い貫通電極がもたらす微小亀裂による動作不良

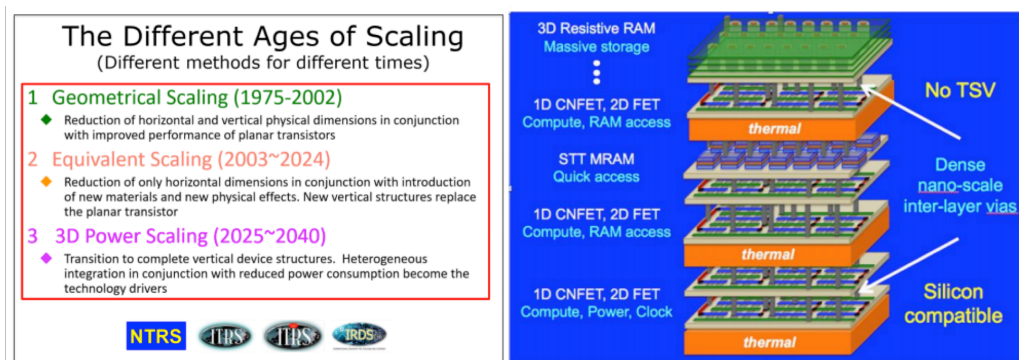


図 1.2 国際デバイス及びシステムロードマップが示す、今後の集積化技術の予測。チップやデバイスの三次元集積化技術が今後の技術開発潮流となる。[13]

等が問題となっている [14]. このような背景の中で、1990 年代に登場する絶縁膜上にトランジスタを含む薄いシリコン層を形成させるプロセス技術、Silicon On insulator (SOI)-CMOS が注目されるようになる。この SOI は数 10 nm から数 100 nm オーダーの厚さにまでトランジスタ層を薄くすることが可能であり、Beyond CMOS を目指した三次元集積技術と相性がよいことが報告されている [15]. 加えて厚いシリコン基板を有する従来の Bulk-CMOS 回路に比べて、寄生容量が小さく、また基板中性領域へのリーク電流が抑えられることから、10–20 % 程度的高速化や 30 % 程度の消費電力抑制効果が見込めることが報告されている [16, 17]. 近年では SOI ウェハを使用してセンサーを構成するシリコン基板側と、信号処理回路を構成するシリコン層を絶縁膜を挟んで垂直方向に配置する三次元集積型イメージングデバイスも提案されている [18]. SOI ウェハを用いたセンサーと信号処理回路の集積は、センサー回路間の寄生容量を低減し、高速性にもつながる。これらの観点から、SOI-CMOS プロセスでセンサーと信号処理回路を集積させた新たなデバイスを実現できれば、フォトンカウンティング CT で必要となる高速計数能力と微細化に伴う信号処理チャンネル数の肥大化を解決できると考えられる。

## 1.2 研究目的

CT の空間分解能は 200  $\mu\text{m}$  を切り、生体内のあらゆる形態情報を詳細に観察可能となった。今後の技術開発課題として、空間分解能だけでなくエネルギー情報を用いた機能診断への展開がある。X 線光子一つ一つのエネルギーを弁別計数し、コントラストを形成するフォトンカウンティング CT はまさしく次世代の CT と言え、軟組織の高コントラスト化や造影剤の K 殻吸収端イメージングによる生体代謝情報の取得により、PET や SPECT 等の他の医用イメージングの役割を代替できる可能性を有している。一方でフォトンカウンティング CT の実現には検出器や信号処理回路等の要素技術の成熟が不可欠であり、商用的な実現性等も求められる。本研究では従来の CT の検出器構成であるシンチレータを用いた間接変換型の検出器に焦点をあて、それを実現するための光センサ及び信号処理回路の要素技術開発を進めた。フォトンカウンティング CT で必要となる高速計数能力を実現するため、Silicon on insulator-CMOS (SOI-CMOS) プロセスを利用した光センサと信号処理回路の集積化に取り組み、少なくとも 3 Mcps/mm<sup>2</sup> 以上に対応可能なデバイスの開発を目指した。



### 1.3 本論の構成

第2章の Silicon Photomultiplier を用いた硬 X 線イメージングでは、X 線のイメージング原理から始まり、フォトンカウンティング CT 用検出器に要求される計数率と分解能の考察を論じている。既存のフォトンカウンティング CT 検出器をレビューしつつ、現状の課題を克服するための新しい検出器として SOI ウェハを利用した間接変換型 X 線イメージャーの提案をしている。このアイデアに基づくことで潜在的に通常のバルク CMOS プロセスで作成した検出器に比べ回路の高速化や消費電力抑制効果、またバルク裏面照射構造の導入を行うことで検出器開口率の大幅な向上等が見込めることを示している。第3章の数値計算を用いた SiPM 構造の検討では、SOI プロセスを用いた SiPM という新しい領域を提示する実証器を製作するための設計を論じている。半導体プロセス・デバイスシミュレータである Technology Computer Aided Design (TCAD) を用いた数値解析を行い、センサ構造の検討を行っている。実際に様々なセンサ構造を載せた Test Element Group (TEG) チップの試作を行い、前述したシミュレーションの評価結果と比較検討している。第4章のサブミリピッチ SiPM の試作と評価では、第3章で検討したセンサ構造をもとに PCCT に向けたアレイ型の SiPM の試作・評価を行っている。最新の CT で採用されている  $250\text{ }\mu\text{m}$  角のピクセルサイズで  $6\times 6$  チャンネルを有する SiPM アレイを設計し、また評価を行うための測定環境や実装基板の準備を含め、光子計数機能を有する SiPM の製作に成功している。加えて、本章では試作品の性能のリファレンスとして、標準プロセスで試作された SiPM との性能比較を行い、性能改善に向けた考察を行った。第5章のフォトンカウンティング CT に向けたイメージングデバイスの試作では第4章で議論した内容をもとに、X 線エネルギーを弁別するための計数型回路を搭載したモノリシックイメージングデバイスとしての SiPM について論じ、実際に SOI-CMOS プロセスで開発した SiPM と信号処理回路を集積させた  $8\times 8$  チャンネルのデバイスを設計試作している。設計にあたってはセンサ出力の時定数およびゲインから等価回路による模擬入力信号を定義し、回路シミュレーションを行っている。多チャンネル化に伴う回路規模の増大及びバックエンドシステムの複雑化を回避するため、計数値をピクセル間でシリアル転送可能な設計を導入した。実際に製造されたチップの実装及び計数率評価を行い、目標とした  $3\text{ Mcps/mm}^2$  を達成可能であることを確認した。以上のように本論文はフォトンカウンティング CT への応用目指したサブミリピッチでの SiPM を回路集積可能な SOI プロセスで設計試作し、またエネルギー分解可能な高速計数型検出器の要素技術研究について述べたものである。



## 第 2 章

# Silicon Photomultiplier を用いた硬 X 線イメージング

本章では X 線の物理から始まり、各 X 線診断手法の検出原理をより詳細に説明する。様々な X 線診断手法の中でのフォトンカウンティング CT の位置付けと重要性、及びその実現に向けた要素技術と先行研究について要説する。

### 2.1 原理

X 線は制動 X 線と特性 X 線に大別される。前者は物質に入射した荷電粒子が原子核内のクーロン場でエネルギーを失う過程で放出されるものであり、後者は光電吸収時に原子の外殻軌道電子が内殻軌道に遷移する際に放出されるものである。診断用の X 線管では主に高電圧で加速させた電子をタングステン等で構成されるターゲットに入射させ、その際に生じる制動 X 線を利用している。X 線管内には陰極と陽極とよばれる 2 つの電極があり、陽極側にターゲットが、陰極側にはフィラメントと呼ばれる熱電子を生成させるための金属製の細線が含まれている。フィラメントに数 V 程度の電圧を加え、熱電子生成により飛び出した電子を陰極と陽極間にかかる数 kV から数 100kV の電位差に従って加速させ、ターゲットへと入射させる。フィラメントで生成される熱電子の数は主に X 線管の強度に影響し、また電極間に印加する電子を加速させるための電圧は主に制動 X 線のエネルギー分布に影響する。通常前者をフィラメントに流す電流値として管電流と呼び、後者を電極間に印加する電圧値として管電圧と呼ぶ。また、ターゲットの材質によって特性 X 線のエネルギーが異なる。図 2.1 に示すように、タングステンの場合、印加する管電圧に従った連続的な制動 X 線照射スペクトルがあり、さらに不連続な特性 X 線のピークが生じる。最終的な照射 X 線量は式 (2.1) に従う。

$$I = K \times V^2 \times A \times Z \quad (2.1)$$

$I$  は照射 X 線量 (intensity),  $K$  は定数,  $A$  は管電圧 (kV),  $C$  は管電流 (mA),  $Z$  はターゲット物質の原子番号である。生じた X 線光子は撮像対象となる物質内の軌道電子や原子核と相互作用する。この際数 MeV 程度までのエネルギー帯の X 線もしくはガンマ線と原子との主な相互作用として、図 2.2 に示すように、入射エネルギー全てを物質原子核周りの軌道電子に与える光電効果 (光電吸収)、一部を物質原子核周りの軌道電子に与え散乱ガンマ線となるコンプトン散乱、入射光子が軌道電子に当たった後同じエネルギーの X 線を放出する干渉性散乱、原子核クーロン場において入射光子が消失し電子及び陽電子を生成する電子対生成過程があ

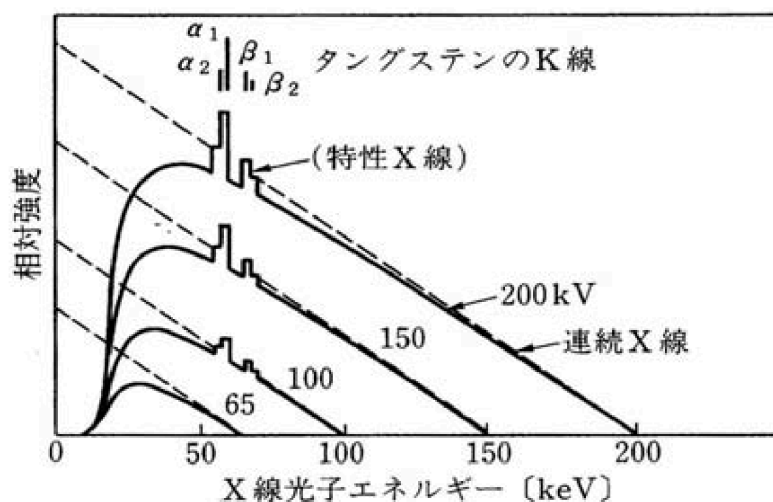


図 2.1 X 線管からの照射 X 線分布 [19]

る。干渉性散乱では、実質上エネルギーの移行はなく、入射光子のエネルギーは散乱後も保持されている。干渉性散乱の確率は高い原子番号の物質では重要となるが、平均の偏向角はエネルギーとともに減少する。電子対生成については、入射光子のエネルギーは電子の静止エネルギーの 2 倍である 1.022 MeV 以上である必要がある。図 2.3 は光電効果、コンプトン散乱、電子対生成について、異なる吸収物質と入射光子のエネルギーに対する相対的な重要性を示したものであり、左側の線は光電効果とコンプトン散乱の確率が等しくなるエネルギーを、右側の線はコンプトン散乱と電子対生成の確率が等しくなるエネルギーを示している。臨床用の X 線でのエネルギー帯域である 120 keV 程度までの範囲では電子対生成は殆ど起こらないことが確認できる。本研究で対象とする X 線エネルギー領域で重要となる光電効果、コンプトン散乱について、各相互作用の詳細を以降に述べる。

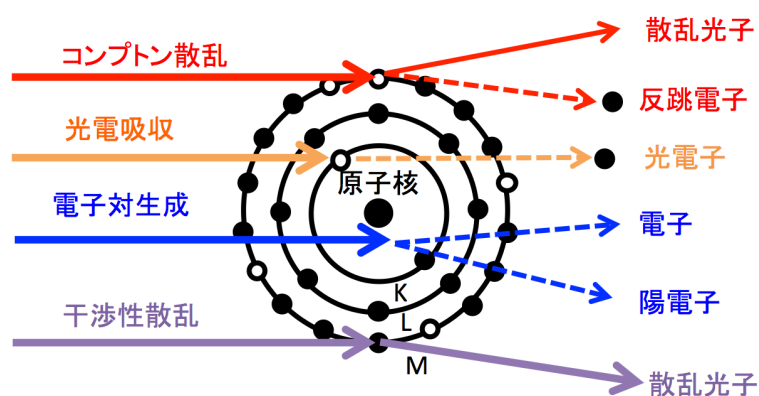


図 2.2 入射 X 線・ガンマ線光子と原子との相互作用

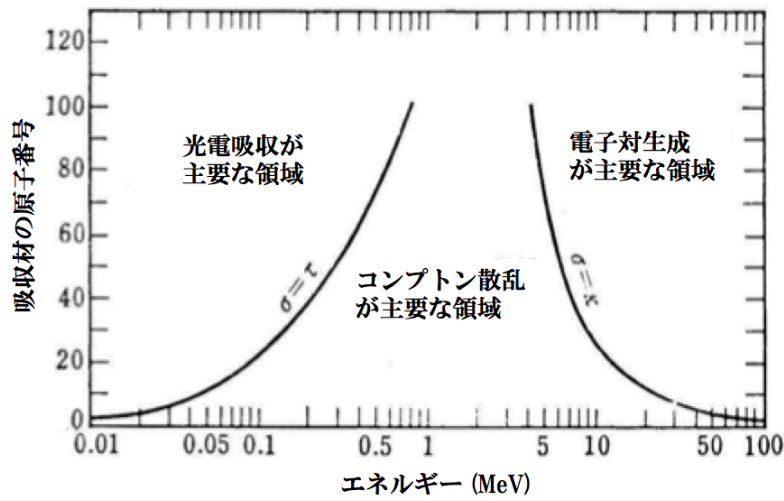


図 2.3 入射光子のエネルギーおよび原子番号に関して，優勢となる相互作用 [20]

### 2.1.1 光電効果

光電効果とは，入射 X 線もしくはガンマ線光子のエネルギー全てが原子核軌道電子に付与され，軌道電子が電離する現象である．この際入射光子は実質上物質内で消失したものとみなせるものから，光電吸収とも呼ばれる．式 (2.2) に示すように，光電子のもつ運動エネルギー  $E_e$  は入射光子のエネルギー  $h\nu$  から相互作用した殻の電子結合エネルギー  $E_b$  を差し引いた値となる．エネルギーの高いガンマ線等では，K 殻からの光電子の放出が最も起こりやすく，その結合エネルギーは物質密度によって，数 keV－数 10 keV 程度となる．運動量保存則に従えばこの過程で原子が反跳するが，その反跳エネルギーは通常は無視できるほど小さい．光電吸収確率は物質および入射光子のエネルギーに依存するため，単一的に説明できる解析式はないものの，部分断面積の粗い近似式として式 (2.3) がある．

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.2)$$

$$\tau = A \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.3)$$

指数  $n$  は入射光子のエネルギーの範囲によって 4 と 5 の間で変化するとされ [21, p.698]，光電吸収の確率が吸収物質の原子番号の  $n$  乗に比例することから，原子番号の大きな物質で構成される検出器が選ばれる．一方で入射光子がより内殻の電子を電離可能なエネルギーに到達すると，式 (2.3) に従う右下がりの部分断面積から非連続な吸収端を示す．電離される電子軌道によって K 殻吸収端，L 殻吸収端と呼ばれる．図 2.4 は CT の造影剤として用いられる三種（ヨード，ビスマス，ガドリニウム）それぞれの線減弱係数を示したものである．ヨウ素は約 33 keV 付近に，ガドリニウムは 50 keV 付近に，ビスマスは 90 keV 付近に K 殻吸収端に基づく線減弱係数の不連続性が確認できる．

光電子放出後，電子殻に出来る空孔はより外殻の軌道にある電子が遷移し再配列することで埋められる．遷移時にポテンシャルとしての結合エネルギーが減少し，その差分が特性 X 線もしくはオージェ電子の形で放

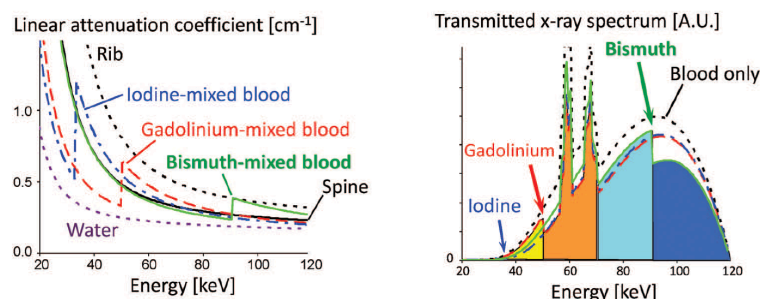


図 2.4 (左図) 入射光子のエネルギーに対する線減弱係数. (右図) 各物質の線減弱係数を考慮したスペクトル形状 [22].

出される. なかでも特性 X 線の励起源として X 線を用いたときに発生するものは蛍光 X 線と呼び, またその遷移過程は各電子軌道を構成する主量子数, 方位量子数, 全角運動量による選択則に従う. 図 2.5 に示すように, K 殻軌道に空孔が形成された場合には, L 殻, M 殻等のよりエネルギーが高い電子軌道から K 殻に電子が遷移し X 線を生じる. 一方でその際に生じる特性 X 線は空孔のある軌道の主量子数に対して 1 だけ多く, また全角運動量が同じもしくは 1 だけ多い  $L_{II}$  殻,  $L_{III}$  殻,  $M_{II}$  殻,  $L_{III}$  殻からの遷移に由来する. 従って各遷移過程のエネルギーに該当する X 線として,  $K_{\alpha 2}$  線,  $K_{\alpha 1}$  線,  $K_{\beta 3}$  線,  $K_{\beta 1}$  線が発生する.

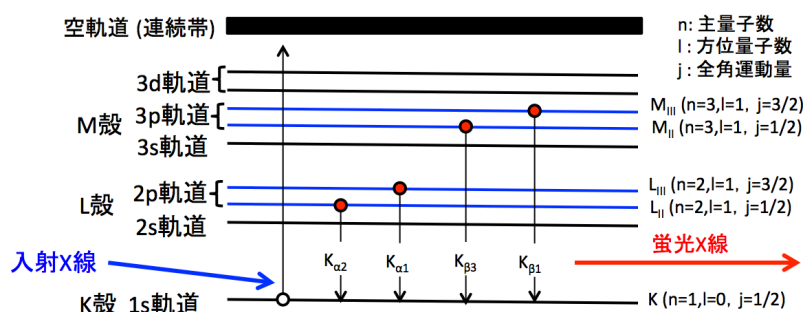


図 2.5 K 殻遷移に基づく蛍光 X 線

例としてヨウ素中では全体の約 88 % が特性 X 線として放出されることが知られており, 通常吸収原子内により弱く結合している電子殻との光電効果によって吸収される [20]. 光電吸収が検出器表面近くで起こった場合等, 特性 X 線が検出器外に逃げってしまう場合には元々の入射光子のエネルギー値から特性 X 線のエネルギーを差し引いた値のエネルギーが検出されることとなる. 応答関数としてのエネルギースペクトルには, もとからの入射光子エネルギーによる光電ピークから特性 X 線エネルギーピークだけ低い位置に新しいピークが現れ, これを X 線エスケープピークと呼ぶ. 弱く結合した K 殻よりも外殻の電子との相互作用やその遷移によるわずかな効果も原理的には存在するが, それに対応する X 線のエネルギーが非常に小さいことから, 全エネルギーピークからエスケープピークを分離するのは困難とされる.

## 2.1.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱では入射ガンマ線光子は最初の飛来方向に対してある角度をもって散乱するが, このとき光子はそのエネルギーの一部を原子核軌道上の電子に与え, その電子は反跳電子として原子核軌道上より弾き出

される。

散乱ガンマ線のエネルギー  $h\nu'$  は、その散乱角に依存し、ガンマ線光子の散乱前および散乱後のエネルギー保存則、および運動量保存則の連立方程式を解くことで導出される。

特殊相対性理論にもとづき、入射ガンマ線が粒子性に加え波動性をもち、光の速度  $c$  ( $3.0 \times 10^8$  [m/s]) と等速度で運動しているとすれば、入射ガンマ線の運動量  $p$  はそのエネルギー  $h\nu$  ( $h$ : プランク定数,  $\nu$ : 振動数) を用いることにより

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (2.4)$$

と表すことができる。同様に散乱ガンマ線の運動量  $p'$  は

$$p' = \frac{h\nu'}{c} \quad (2.5)$$

とあらわせる。散乱位置を原点として入射ガンマ線の方に  $x$  軸,, その法線方向に  $y$  軸をとった座標系において、衝突における反跳電子の運動量を  $p_{\text{recoil}}$  とおけば、入射ガンマ線光子, 散乱ガンマ線光子, 反跳電子の運動量保存則により

$$X \text{ 軸方向: } p = p' \cos \theta + p_{\text{recoil}} \cos \phi \quad (2.6)$$

$$Y \text{ 軸方向: } 0 = p' \sin \theta + p_{\text{recoil}} \sin \phi \quad (2.7)$$

となる。式 (2.4),(2.5),(2.6),(2.7) より反跳電子の運動エネルギーは

$$X \text{ 軸方向: } p_{\text{recoil}} \cos \phi = \frac{(h\nu - h\nu' \cos \theta)}{c} \quad (2.8)$$

$$Y \text{ 軸方向: } p_{\text{recoil}} \sin \phi = -\frac{(h\nu' \sin \theta)}{c} \quad (2.9)$$

である。式 (2.8),(2.9) は反跳電子の  $x$  軸,  $y$  軸方向の各ベクトル成分であり、運動量のスカラー値  $|p_{\text{recoil}}|$  は

$$|p_{\text{recoil}}| = \sqrt{\left(\frac{h\nu - h\nu' \cos \theta}{c}\right)^2 + \left(-\frac{h\nu' \sin \theta}{c}\right)^2} \quad (2.10)$$

である。ここで、エネルギー保存則を考える。コンプトン散乱前における、入射ガンマ線のもつエネルギー  $h\nu$ , および衝突する軌道電子の静止質量エネルギーを  $m_0 c^2$  とする。コンプトン散乱後の散乱ガンマ線のエネルギー  $h\nu'$  とし、ここで反跳電子のもつエネルギー  $E_{\text{recoil}}$  は特殊相対性理論により、その運動量  $|p_{\text{recoil}}|$  を用いて

$$E_{\text{recoil}} = \sqrt{(m_0^2 c^4 + p_{\text{recoil}}^2 c^2)} \quad (2.11)$$

と表せる。コンプトン散乱の前後におけるエネルギー保存則により式 (2.11) を用いて

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + \sqrt{(m_0^2 c^4 + p_{\text{recoil}}^2 c^2)} \quad (2.12)$$

式 (2.11),(2.12) より

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + \sqrt{(m_0c^4 + (h\nu - h\nu' \cos \theta)^2 + (h\nu' \sin \theta)^2)} \quad (2.13)$$

となる．式 (2.13) の両辺を二乗し，式変形により

$$\begin{aligned} h\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' - 2h\nu'm_0c^2 + 2h\nu m_0c^2 &= -2h^2\nu\nu' \cos \theta + (h\nu' \cos \theta)^2 + (h\nu' \sin \theta)^2 \\ &\quad - h\nu\nu'(1 - \cos \theta) = m_0c^2(\nu' - \nu) \\ -\nu'h\nu(1 - \cos \theta) + m_0c^2 &= -m_0c^2\nu \\ \nu' \frac{h\nu(1 - \cos \theta)}{m_0c^2} + 1 &= \nu \end{aligned} \quad (2.14)$$

式 (2.14) より，散乱ガンマ線のエネルギー  $h\nu'$  は

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{h\nu}(1 - \cos \theta)} \quad (2.15)$$

ここで散乱前後の軌道電子が受け取ったエネルギー  $\Delta E_{\text{electron}}$  は式 (2.11),(2.12),(2.15) より

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{electron}} &= E_{\text{recoil}} - m_0c^2 \\ &= h\nu - h\nu' \\ &= \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{h\nu}(1 - \cos \theta)} \end{aligned} \quad (2.16)$$

と導出され，コンプトン散乱時に入射ガンマ線が落とすエネルギー値は式 (2.16) に，またその散乱ガンマ線のエネルギーは式 (2.15) に基づくこととなる．コンプトン散乱においては角度ごとの散乱確率がことなる．これを定式化したものが Klein-Nishina の式であり，次式であらわされる微分散乱断面積  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  に対する散乱線ガンマ線の角度分布にもとづき，コンプトンカメラでは仰角ごとの検出効率の偏りが存在する．図 2.6 に示すよ

原点Oを中心とした半径Rの立体球

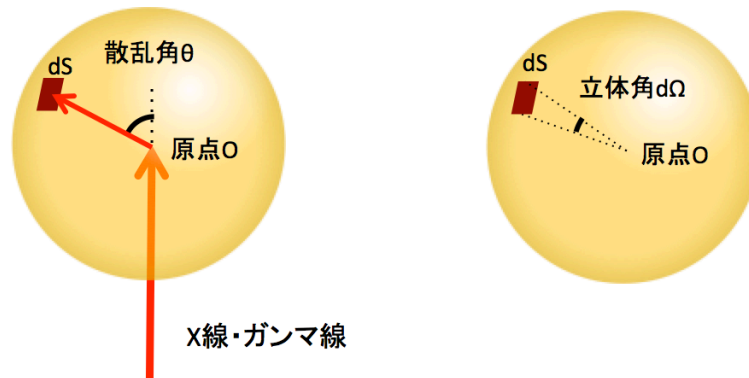


図 2.6 散乱断面積の模式図

うに原点  $O$  に同一の方向成分をもったガンマ線が  $N$  本入射する状況を考える．この際原点  $O$  で光子が入射

方向に対して  $\theta$  の角度をもって散乱する場合，原点周りの半径  $R$  をもった球面上の微小面積  $dS$  に，その散乱した光子の入る数  $\Delta N$  は  $\theta$  ごとの散乱確率を  $\sigma(\theta)$  とおけば

$$\Delta N = \sigma(\theta) N \frac{dS}{4\pi R^2} \quad (2.17)$$

とあらわせる．ここで原点  $O$  から  $R$  の距離にある微小面積  $dS$  を見込む立体角  $d\Omega$  を

$$d\Omega \simeq \frac{dS}{R^2} \quad (2.18)$$

とおけば

$$\delta N = \sigma(\theta) N \frac{d\Omega}{4\pi} \propto \sigma(\theta) N d\Omega \quad (2.19)$$

となり，これは入射光子数  $N$  のうち立体角  $d\Omega$  内へと散乱されて入射する光子数  $\Delta N$  は，その散乱角での散乱確率  $\sigma(\theta)$  と入射光子数  $N$ ，立体角  $d\Omega$  の大きさに比例することを示す．立体角を定数とし，純粋な散乱確率  $\sigma(\theta)$  の変化分が  $\Delta N$  にあたえる変化量として微分散乱確率を  $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$  と定義すると，コンプトン散乱の場合は Klein-Nishina の式に基づき以下のような散乱角度  $\theta$  ごとの確率分布をもつ [20, 23].

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = Z r_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[ \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right] \left[ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right] \quad (2.20)$$

ただし  $\alpha \simeq \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ ， $r_0$  は古典電子半径， $Z$  は散乱体の密度である．

また，上記は光子 1 個と電子 1 個の微分散乱断面積であり，全立体角にわたって積分すると，全入射光子数  $N$  に対する散乱した全光子数の割合（コンプトン散乱事象がおこる確率）となり以下のような式で表される [23].

$$\delta_{\text{total}} = \int_0^{2\pi} Z r_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[ \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right] \left[ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right] \sin \theta d\theta \quad (2.21)$$

従って，物質中でのコンプトン散乱の起こる割合は原子番号  $Z$  に対して比例して増加する．

## 2.2 X線を用いたイメージング手法

### 2.2.1 X線撮影

一般的な X 線撮影とは，医療用や工業用の X 線レントゲン撮影のことを指し，照射 X 線に対する透過 X 線量から撮像対象内部構造を二次元像として投影し，非破壊的に観察するものである．入射 X 線光子の強度を  $I_0$  とすれば，透過 X 線の強度  $I$  は，対象の厚みを  $t$  とすれば

$$I = I_0 \exp(-\mu t) \quad (2.22)$$

として表せる．この際の  $\mu$  を線減弱係数と呼び，吸収物質の種類及び密度，X 線のエネルギーに依存する．また，式 (2.23) に示すように，線減弱係数を密度で割ったものを質量減弱係数と呼ぶ．

$$\text{質量減弱係数} = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.23)$$

与えられた X 線のエネルギーに対し、質量減弱係数は吸収物質の物理状態（液体、気体、固体）に依存しない。化合物や混合物の場合、質量減弱係数  $\frac{\mu}{\rho}_c$  は  $i$  番目の元素の重量比を  $w_i$  とすれば、式 (2.24) のように表される。

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_c = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (2.24)$$

透過 X 線の検出には、古くは感光板もしくは乾板と呼ばれる、X 線が入射した部分のみ黒く写る原理を利用したフィルムを用いていた。人体であれば、おおよそ組織の密度にあたる情報を X 線透過度の違いとしてフィルム上の明暗として観察することが可能である。感光材としてゼラチン母材中にハロゲン化銀粒子を分散した乳剤をガラス板に塗布したものが使用されていたが、X 線感度（量子効率）が 1–2% と低く、またフィルムの繰り返し利用が出来ないこと等の問題から、現在はイメージングプレートやフラットパネルディテクターと呼ばれる、透過 X 線強度をデジタルデータとして取得できる方法が主流である。イメージングプレートでは X 線を吸収した蛍光体を特定の波長のレーザー光で励起発光させ、その際の光強度分布によってコントラストを作成する。一方フラットパネルディテクターでは、X 線検出器と電荷結合素子により直接 X 線量にあたる電気信号を測定することでコントラストを作成する。X 線検出器としては、直接 X 線を電気信号に変換する素子を用いた直接変換型と、シンチレータと呼ばれる X 線に対して蛍光特性を有する物質と光センサを用いた間接変換型のものに大別される。

## 2.2.2 X 線 Computed Tomography

1 章で紹介したように、X 線 Computed Tomography (CT) とは、透過 X 線による人体内部の投影像を利用する点では X 線レントゲン撮影と同じであるが、被写体の内部の断面像を得られる点が異なる。一度の撮像で複数回の X 線照射を行う CT は被曝量の多さが課題であるが、組織の三次元的な形態情報等、X 線レントゲン撮影では取得できない画像を得ることができる。長年の開発の中で、半導体技術の進歩に基づく処理高速化や、X 線検出器の高性能化、新たな撮像動作の登場等により CT の性能は格段に向上している。空間分解能について注目すればキャノンメディカルシステムズから発表された Aquilion Precision は画素サイズ 250  $\mu\text{m}$  角の検出器と用いて 150  $\mu\text{m}$  の空間分解能を達成しており、冠動脈狭窄部等の生体内における微細構造観察を実現している [3]。また撮像時間について注目すれば、1970 年代に製作された EMI 社の全身用 CT スキャナでは一枚の断面撮像に 20 秒かかっていたが、現在ではおよそ 0.3 秒程度まで短縮されている [4]。また、国内外を見ても特に日本における CT の普及率は高く、人口あたりの設置台数としては世界一位を誇っており [24]、CT 技術の進歩が与える影響が大きさ、CT に対する関心の高さが伺える。

通常、CT 画像は体軸に対し複数の向きから投影像を作成、コンピュータ処理により再構成することで任意断面の X 線減弱係数の分布の観察を可能とする。減弱係数の空間的な分布を反映した被写体分布を  $f(x, y)$  とすれば、透過 X 線強度  $I$  は強度  $I_0$  を有する入射 X 線が被写体内の透過経路  $L$  での減弱係数の線積分値に従うものとして以下のように表される。

$$I = I_0 \exp\left(-\int_L f(x, y) dL\right) \quad (2.25)$$

X 線 CT の場合には、被写体の二次元的な線減弱係数の分布を得るため、被写体中心に対して X 線源と検出器を回転させながら、角度ごとの X 線透過強度分布を得る。ある角度  $\theta$  において照射する X 線の投影位置 X ごとの分布は、透過経路  $L$  での減弱係数の線積分値を用いて



$$I(X, \theta) = I_0 \exp\left(-\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dL\right) \quad (2.26)$$

のように表される。X 線の照射強度  $I_0$  が既知であるとして、透過度は

$$\frac{I(X, \theta)}{I_0} = \exp\left(-\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dL\right) \quad (2.27)$$

ここで、右辺の上下を入れ替え、両辺の自然対数をとったもの  $g(X, \theta)$  は

$$g(X, \theta) = \ln \frac{I_0}{I(X, \theta)} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dL \quad (2.28)$$

となり、これを投影データとよび、この変換をラドン変換と呼ぶ。単純逆投影法による CT 画像は次式に従い、投影データを被写体の方向に向かって直線上にデータを加えていく処理によって得られる。

$$f'(X, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(X, \theta) d\theta \quad (2.29)$$

CT 画像のコントラストは線減弱係数の二次元的な分布を含む CT 値によって表現され、水の X 線減弱係数に対する相対値として以下の Hounsfield Unit (HU) もしくは Hounsfield number に変換される。

$$\text{CT 値} = \frac{\mu_m - \mu_w}{\mu_m} \times 1000 \quad (2.30)$$

ここで  $\mu_m$  は被写体の X 線減弱係数、 $\mu_w$  は水の線減弱係数である。被写体が水である場合には常識右辺は 0 となり、空気の場合は  $\mu_m = 0$  であることから上式右辺は -1000 となる。このように、CT 値で用いる線減弱係数は物質の実効的な原子番号と照射 X 線エネルギーに依存する質量減弱係数と密度の積で表されるため、同一の CT 値であっても原子番号の異なる物質である可能性がある。また X 線 CT の再構成原理は、照射する X 線が単一のエネルギーであることを仮定したうえで成立しているが、実際には既に述べたように照射する X 線のエネルギーは連続的な分布をもっている。従って照射する X 線の平均エネルギー値 (実効エネルギー) と物質を透過した X 線の実効エネルギー値は必ずしも一致せず、とくに低エネルギー側の透過度が相対的に低くなることによる実効エネルギー値の高エネルギー側へのシフトが生じる。吸収体が厚く、また原子番号が大きく、密度の高い物質ほどこのシフト量は顕著になり、投影データ上での CT 値が不均一な分布となることがある。これをビームハードニング (線質硬化) と呼び、均一組織であっても、図 2.7 に示すように、被写体中心に近いほど CT 値が低くなるカップリング現象等が生じる。また、CT では軟組織のコントラストを向上させることを目的として、水に対して実効原子番号が大きいヨードやガドリニウム等の造影剤を投与した上で撮像を行うことが可能である。水に対する相対的な減衰値をコントラストとして画像化するものであるが、造影剤の量を定量的に測定することは難しく、また高いコントラストを得るために造影剤の量を増やすことは患者側の負担の点から望ましくない。少ない投与量でも高いコントラストで画像化でき、また定量的に評価できる手法が必要となる。この際の造影剤の量と画質もしくは照射線量と画質との関係は Contrast Noise Ratio (CNR) を用いて考察可能であり、CT 画像における関心領域の平均 CT 値  $ROI_M$  と背景領域の平均 CT 値  $ROI_B$  の差分をコントラスト  $C$  とし、背景領域 CT 値の標準偏差 (雑音成分) を  $\sigma$  とおくと、CNR は式 (2.31) のよう

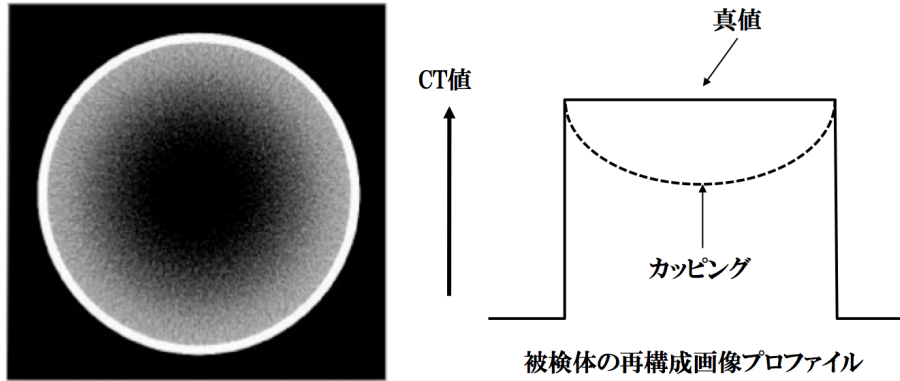


図 2.7 ビームハードニングによるカップリング現象 [25]

になる。

$$\begin{aligned} \text{CNR} &= \frac{ROI_M - ROI_B}{\sigma} \\ &= \frac{C}{\sigma} \end{aligned} \quad (2.31)$$

同じ照射線量下のもと異なる手法で 2 枚の CT 画像  $A$  および  $B$  を取得した状況を考える。CT 画像  $B$  の CNR が、CT 画像  $A$  の CNR より  $(1 + \alpha)$  倍向上していた場合、CT 画像  $B$  のコントラスト  $C_B$  及び背景領域 CT 値の標準偏差  $\sigma_B$ 、CT 画像  $A$  のコントラスト  $C_A$  及び背景領域 CT 値の標準偏差  $\sigma_A$  とすると

$$\frac{C_B}{\sigma_B} = (1 + \alpha) \frac{C_A}{\sigma_A} \quad (2.32)$$

ここで、画像  $B$  を取得した撮像方法において照射線量を  $(1 - \beta)$  倍した場合の CNR が CT 画像  $A$  の CNR と等価となった場合を考える。この際コントラスト  $C_B$  は照射線量に依存せず、雑音成分のみが増加し  $\sigma_{B'}$  となった場合を仮定すると式 (2.33) が成り立つ。

$$\frac{C_B}{\sigma_{B'}} = \frac{C_A}{\sigma_A} \quad (2.33)$$

画像  $B$  の背景領域の雑音成分が照射線量の二乗根に半比例して増加するものとすれば、雑音成分  $\sigma_{B'}$  は式 (2.34) のように表せる。

$$\sigma_{B'} = \frac{\sigma_B}{\sqrt{1 - \beta}} \quad (2.34)$$

式 (2.32), (2.33), (2.34) より、照射線量の減少度  $\beta$  と画質の向上度  $\alpha$  の関係は式 (2.35) のようになる。

$$1 - \beta = \left( \frac{1}{1 + \alpha} \right)^2 \quad (2.35)$$

例として、ある照射線量に対する画質 (CNR) が 2 倍 ( $1 + \alpha = 2$ ) に改善された場合、従来の画質は  $1 - \beta = \frac{1}{4}$  程度の照射線量で実現可能となる。これは造影剤の投与量に関する議論にも展開可能であり、造影 CT 画像  $B$  は造影 CT 画像  $A$  より  $(1 - \gamma)$  倍少ない造影剤投与量で同等の画質が達成可能である状況を仮定すれば

$$\frac{C_A}{\sigma_A} = (1 - \gamma) \frac{C_B}{\sigma_B} \quad (2.36)$$

式 (2.32),(2.36) より, 式 (2.37) のようになる.

$$1 - \gamma = \frac{1}{1 + \alpha} \quad (2.37)$$

例として, ある照射線量に対する画質 (CNR) が 2 倍 ( $1 + \alpha = 2$ ) に改善された場合, 従来の画質は半分程度の造影剤量で実現できることとなる.

## 2.2.3 Dual Energy CT

既に述べたように, 広く普及する X 線を用いたイメージング手法は線減弱係数に従うコントラストを作成するものであり, 物質の密度と実効原子番号の分離までを行うことは難しい. またビームハードニングと呼ばれる低エネルギー X 線の高吸収特性に従うアーチファクトは, 骨密度測定や硬い組織に覆われた領域の定量評価を困難にしてしまう. そのような課題を解決するために, 近年では複数のエネルギーレベルの線減弱係数を調べることで, 密度情報の定量評価を行う試みがある. その一つが Dual Energy CT (DECT) であり, 照射する X 線を高エネルギー領域と低エネルギー領域に分けて断層撮像することで, ビームハードニングの補正等が可能となる. DXA 法等, X 線レントゲン分野等では骨密度測定等のため既に多くの医療機関で利用されている. DECT では X 線管で 2 種類の実効エネルギーをもつ X 線を生成するタイプと, 検出器側でエネルギーを分離する方法があり, 各医療メーカーで様々なモデルが開発, 販売されている [4, 5]. 2 種類の実効エネルギーを利用する方法では, 1 回転ごとに管電圧を変えて撮像する 2 回転方式, 2 つの X 線管球から実効エネルギーの異なる X 線を照射し撮像する 2 管球方式等がある. 図 2.8 に示したように, 例として 80 kVp と 140 kVp の 2 種類の管電圧によってデータ収集を行う場合, 管電圧 80 kVp の平均エネルギーは 52 keV 程度 [26] となり, これは造影剤に用いるヨード, 骨, カルシウム, 水, 軟部組織との X 線減弱差を十分に与えるエネルギーである. 高エネルギー側については管電圧 140 kVp を超える場合だと軟部組織のコントラストが低下し, また出力が不安定になる可能性がある. Dual Energy CT イメージングでは各管電圧での平均 X 線

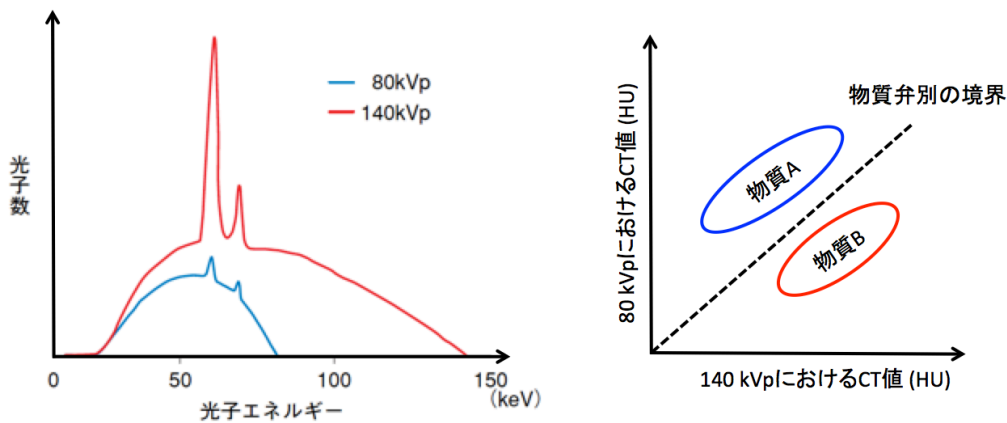


図 2.8 2 種の管電圧による X 線スペクトルの例および Dual Energy CT での物質弁別手法 [27]

エネルギーに対する線減弱係数を  $\mu_{80\text{kVp}}$ ,  $\mu_{140\text{kVp}}$  とすれば, それらの比  $\frac{\mu_{80\text{kVp}}}{\mu_{140\text{kVp}}}$  は原子番号に従い単調に増加する. ただしこの仮定が成り立つのは非連続な K 殻吸収端の減弱特徴のないエネルギー領域であり, K 殻吸収端がある場合にはそれ以上のエネルギー領域に平均エネルギーを設定し撮像する必要がある. 図 2.8 内右

のグラフのように横軸と縦軸を各管電圧における線減弱係数を反映した際の二種類の物質の CT 値の分布を作成すれば、 $\frac{\mu_{80\text{kVp}}}{\mu_{140\text{kVp}}}$  に基づく適切な分離線によって物質に基づくコントラスト形成が可能となる。一方で二種の X 線エネルギーによるコントラストを従来の CT 程度に得るため、被曝量もおおよそ倍になる問題がある。また従来の CT で用いられる積分型検出器を使用し、照射する X 線も平均エネルギーを変えた白色 X 線であることに変わりはないため、二枚の画像間には重なり合うエネルギー領域が存在し、必ずしも望ましい二色 X 線画像を与えない場合がある。一方で管電圧を一種類に固定して行う方法もあり、これは検出器側の工夫によってエネルギーを分離する二層式検出器方式と呼ばれる [28]。検出器は上層、下層の二種類に分かれており、上層では低エネルギー側の X 線を、下層では上層を通過するような比較的高いエネルギー側の X 線を検出する原理にもとづいている。一種類の X 線エネルギー照射で実現可能である簡便さがあるが、高いエネルギーの X 線が上層を通過する際に及ぼす散乱等の相互作用が画質を低下させる課題がある。

## 2.2.4 フォトンカウンティング CT

上述したように DECT の考え方は 2 色の X 線を利用したイメージングであるが、この考え方はより多色にエネルギー分解可能な CT の実現へと展開されており、X 線光子一つ一つのエネルギーを調べ、各エネルギーの線減弱係数を調べるフォトンカウンティング型の CT (Photon Counting Computed Tomography :PCCT) が提案されている。図 2.9 に示すように、原理的には特定のエネルギー帯域のみを抽出して線減弱係数を調べることが可能であり、Dual Energy CT では難しかった K 殻吸収端による物質特定や、軟組織のコントラストが高い低エネルギー側の透過特徴を考慮したイメージングが可能となる。被曝量の増加なく高画質化が達成できる点に加え、異なる X 線エネルギーに対する検出強度の連立方程式を解くことで原子番号に由来した新たな特徴量を取得できる。技術的には複数の平均エネルギーをもった白色 X 線によるイメージング手法もあるが、得られる画像間にエネルギー情報の混在 (クロストーク) があるため必ずしも理想的な多色 X 線画像を与えとは言えず、また被曝量の観点からみても望ましいとはいえない。図 2.10 に示すように、検出器側の工夫により一度の X 線照射で得られる透過 X 線をエネルギーごとに分離して各減衰特徴を調べることができれば、従来の CT と同じ照射線量もしくは少ない照射線量で、様々な造影剤の K 殻吸収端の X 線減弱特徴を利用したイメージングや、物質原子番号分解を可能とするような定量性あるイメージングが可能となる。原子番号分解の原理については様々提案されているが、ある物体の照射エネルギー  $E$  に対する線減弱係数  $\mu_n(E)$  を、有限な定数の組み合わせ  $\{a_i, i = 1, 2\}$  とエネルギーに依存して変わる応答関数の積和として表されるものと仮定し、式 (2.3)、式 (2.21) にて導出した光電変換項と Clein-Nishina のコンプトン散乱断面積  $\delta_{\text{total}}(E)$  を利用して次式のように表したモデルがある [29]。

$$\mu_n(E) \simeq \frac{a_1}{E^{3.5}} + a_2 \delta_{\text{total}}(E) \quad (2.38)$$

減弱係数の空間的な分布を考慮し、対象の透過経路に沿った線積分により

$$\int \mu_n(x, y : E) dL \simeq \frac{\int a_1(x, y) dL}{E^{3.5}} + \int a_2(x, y) dL \delta_{\text{total}}(E) \quad (2.39)$$

ここで  $A_1 = \int a_1(x, y) dL$ 、 $A_2 = \int a_2(x, y) dL$  として、これらを決定するため異なるエネルギーによる検出強度  $I_1, I_2$  測定の結果を用いて次のように表現できる。

$$I_1(A_1, A_2) = T \int S_1(E) \exp\left[-\frac{A_1}{E^{3.5}} - A_2 \delta_{\text{total}}(E)\right] dE \quad (2.40)$$

$$I_2(A_1, A_2) = T \int S_2(E) \exp\left[-\frac{A_1}{E^{3.5}} - A_2 \delta_{\text{total}}(E)\right] dE \quad (2.41)$$

ここで  $T$  は全測定時間、 $S_1, S_2$  は照射するエネルギーに対応した応答関数であり、 $I_1, I_2$  は測定されるエネルギー積算値に対応する。フォトンカウンティングでは  $I_1, I_2$  はあるエネルギー閾値で区切った 2 領域のカウント数にあたる。厳密な応答関数  $S_1, S_2$  は単色の X 線エネルギーを既知の物質に入射した際の出力測定によって求められる。 $S_1, S_2$  が決定されていれば、これらを代入した連立方程式を解くことにより任意の物質の原子番号を決定できる。エネルギーの弁別数が多い程物質弁別の精度は向上し、最終的な物質強調画像の画質は向上する。しかしながら膨大なエネルギーの弁別数を設定し、各ピクセルごとに連続的な X 線エネルギーごとの減弱情報を処理することはシステムの複雑化を招き、ある程度量子化したエネルギーごとの減弱情報を用いることが現実的である。医学的見地からみても主に水分量とカルシウム濃度が分かれば、多くの生体組織の弁別が可能である報告もあり、これは二種類のエネルギー情報のみで事足りる [29]。一方で同程度の水分量の組織を有し、カルシウム濃度だけでは差のつきにくい軟骨や脂肪組織と血管領域をさらに明確に区別するために造影剤を利用することの重要性も報告されている [30]。これは水、カルシウムに比べ原子量の大きい物質（ヨードやガドリニウム等）を投与し、その K 殻吸収端付近の特異的な減弱特徴を利用するものである。この場合には水、カルシウムの減弱特徴を得るための二つのエネルギー弁別に加え、K 殻吸収端付近の非連続な減弱特徴を得るための三つ目のエネルギー領域の情報が必要となる。加えて近年では多核種造影のように二つ以上の造影剤の投与による診断への展開も注目されており、必要なエネルギー弁別数は三つもしくは四つは必要とされている。空間分解能の向上や撮像時間が大幅に短縮された現在の CT では、この造影剤を用いた機能診断が今後の技術開発における一つのキーワードとなっており、エネルギー分解する範囲をより柔軟に決められるようなフォトンカウンティング CT はまさに機能診断への展開に沿った次世代の CT であると言える。その影響はヨード系造影剤に変わる新たな造影剤の開発や、三つ以上のエネルギー領域弁別による多核種造影（Multiple Contrast Agents Imaging）等生体内動的代謝診断への展開、金ナノ粒子といった診断だけでなく治療も可能にするような造影剤等、様々な技術開発を連鎖的にもたらすことは想像に難くない [7, 31]。小動物用のものや、歯科領域診断用等の小型のものでは既に実用化されつつある [8, 9]。しかしながら全身用 CT の実現には未だ障壁があり、特に検出器側での要素技術開発が必須であるとされる。現状の検出器に求められている課題を以降に述べる。

## 2.3 フォトンカウンティング CT 検出器

### 2.3.1 検出器要求性能

現在研究の進む主要なフォトンカウンティング CT プロジェクトを表 2.1 に示す。

Medipix3RX は欧州素粒子原子核研究機構 (Conseil European pour la Recherche Nucleaire : CERN) で開発されたフォトンカウンティング CT 含む様々な応用先への利用が可能な汎用 ASIC であり、 $256 \times 256$  のピクセル数、ピクセルサイズ  $110 \mu\text{m}$  ( $55 \mu\text{m}$  タイプも開発している)、八つのエネルギー窓をもっている。 $130 \text{ nm}$  CMOS プロセスで製作され、通常の読み出し手法である Single Pixel Mode (SPM) に加え、Charge Summing Mode (CSM) と呼ばれる、検出時に隣接するピクセルの電荷を合計することで検出時に電荷が複数のピクセルにまたがってしまうようなチャージシェアリングを補正する機能が特徴である。図 2.11 は  $^{241}\text{Am}$  のスペクトルを各モードで取得した結果であり、CSM でのチャージシェアリング補正により  $60 \text{ keV}$  のピークが測定できていることが確認できる。カウンターのビット数は計数率に合わせ 24/12/6/1-bit の四段階から選択可能であ

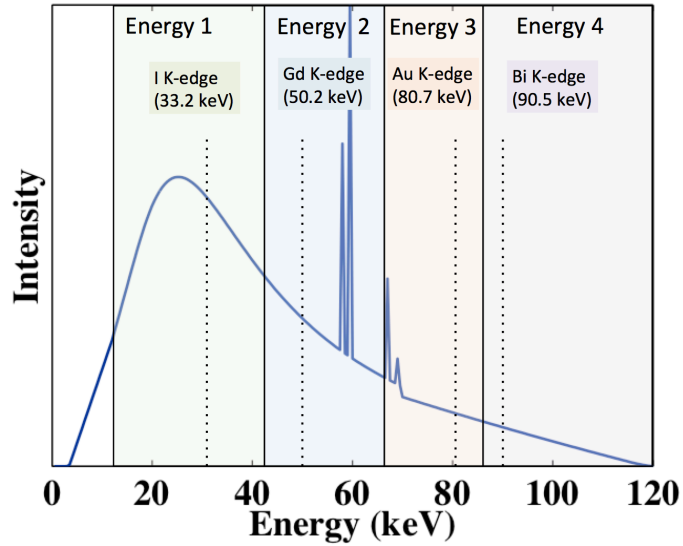


図 2.9 X 線スペクトルをエネルギーごとに四領域に分けた場合の模式図

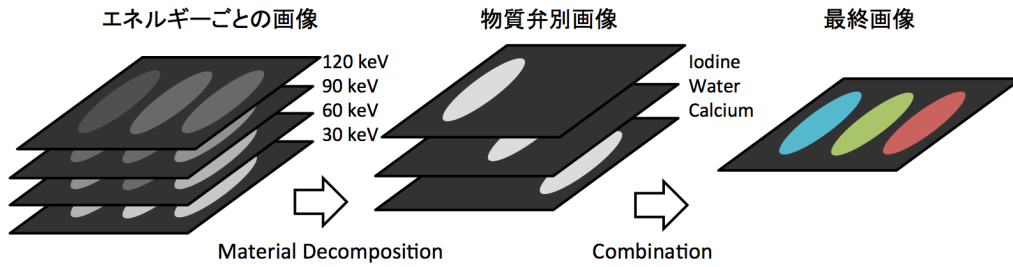


図 2.10 エネルギー閾値を用いた物質弁別にに基づくカラー画像化 [30]

表 2.1 現行の Photon Counting CT 検出器一覧

Name/ASIC	Pixel size [mm <sup>2</sup> ]	Detector Material	Maximum count rates [Mcps/pixel]	No. of energy threshold per pixel
MediPix3RX (spectroscopic, single pixel mode) [32, 33]	0.11 × 0.11	CdTe	0.145	8
Philips Healthcare, spectral Photon counting CT [34, 35]	0.5 × 0.5	CZT	NA	5
GE Healthcare, High dose efficiency CT [36]	0.5 × 0.5	CZT	NA	5
DXMCT-2[37]	0.3 × 0.3	CZT	5.5	4
GMI-CA3[38]	0.4 × 1	CZT	2	6
Telesystems, EBPC detector[39]	0.2 × 0.2	CdTe	0.4	4
KTH Royal Institute of Technology [40]	0.5 × 0.4	Silicon-strip	2.5 or 7.5	8
Siemens, dual detector [41]	0.225 × 0.225	CdTe	NA	2
Caeleste CVBA, QX2010 [42]	0.1 × 0.1	Photo Diode + CsI	1	2
Waseda University [43, 44]	1 × 1	SiPM + Ce:YAP	5	4
Iwate Medical University [45]	3 × 3	SiPM + Ce:YAP	0.028	2
Medirentech JSC [46]	3 × 3	SiPM + GAGG	2.5	1

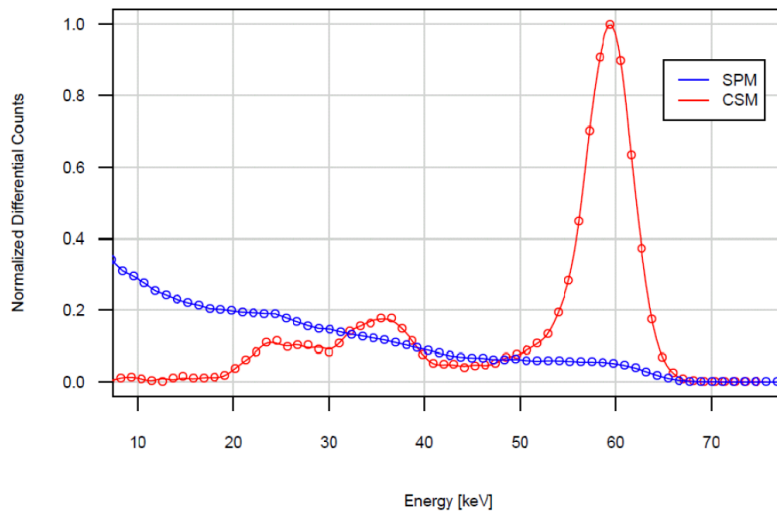


図 2.11 Medipix3 RX における SPM モードと CSM モードそれぞれで取得した  $^{241}\text{Am}$  のスペクトル [47]

る。SPM では計数率  $145 \text{ kcps/mm}^2$  であるが、CSM では読み出し時の実効的なピクセルサイズが大きくなるため、計数率は低下し、 $2 \text{ mm}$  程度の CdTe 検出器と組み合わせたものでは計数率  $34 \text{ kcps/mm}^2$  である。エネルギー分解能は  $7\%$  ( $@60 \text{ keV}$ ) 程度が報告されている [48, 33]。

Philips Healthcare 等が中心となって進めている Spectral Photon counting CT (SPCCT) では  $0.5 \text{ mm}$  角で 5 個のエネルギー閾値の検出器を用いて、主にヨードやガドリニウム等複数の造影剤を対象とした K 殻吸収端のイメージングに関する研究を進めている。再構成時は  $640 \times 640$  の領域でボクセル分解能は  $250 \mu\text{m}$ 、1 スキャン 1 秒で 2400 枚の投影データを取得可能である。実際にガドリニウムやヨード造影剤のファントムを用いた試験では各造影剤の量を再構成画像から得られる測定量で高い精度（相関係数  $R^2 = 0.99$ ）で測定できることを示している [35]。また図 2.12 に示すように PEG 膜で覆われた金ナノ粒子、ヨード造影剤を用いて分布の違いを反映した生体機能画像を取得している。

High dose efficiency CT は GE Healthcare, Stanford University 等が共同研究によって進めているプロジェクトであり、X 線 CT における位相シフトの利用手法の開発、X 線エネルギー弁別に向けた微細ピクセルサイズかつ高計数特性を有し 5 つ程度のエネルギー窓を有する検出器の開発、低被曝化に向けた再構成やセンシング技術の開発を進めている。Royal Institute of Technology (Sweden Stockholm) で進める Photon counting - Silicon strip detector は各シリコン基板の厚みは  $0.5 \text{ mm}$  程度であるが、X 線感度をもたせるため長さ  $30 \text{ mm}$  程度を有する側が X 線入射方向に対して並行になるような検出器を配置している。図 2.13 に示したように各ストリップは計数率をもたせるため X 線が入射する深さに応じてさらに 16 分割され独立に読み出せる構成となっている。50 個のストリップを配置し、160 channel を処理可能な ASIC を 5 枚配置して読み出しを行っている。X 線入射方向に対して垂直な面での実効的なピクセルサイズは  $500 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  であり、計数率は  $300 \text{ Mcps/mm}^2$  を、低計数率下ではエネルギー分解能  $3.7\%$  ( $@40 \text{ keV}$ ) を達成している。ファントム試験ではストリップ間に生じるコンプトン散乱、チャージシェアリング補正をソフトウェアを用いた解析的手法によって行うことで、ガドリニウム、ヨード、カルシウムの弁別画像の再構成を実現している。

Siemens が主に開発を進める dual detector は、2 つの  $90$  度スキャン位置をずらしたところに X 線管を二つ配



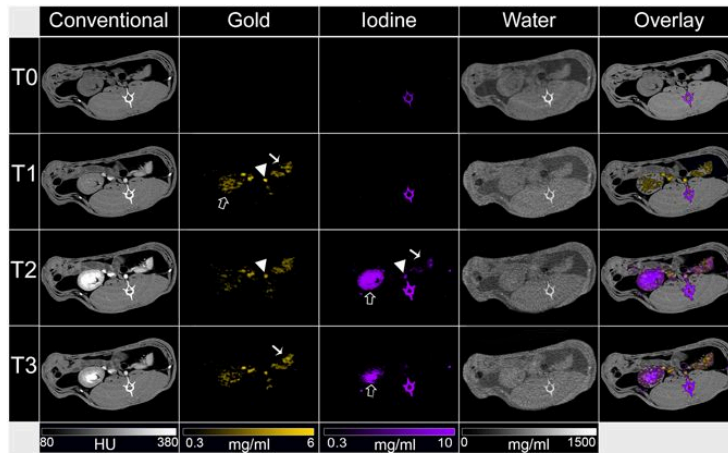


図 2.12 SPCCT を用いたウサギの胸部断面における多核種造影 CT 画像 [2]

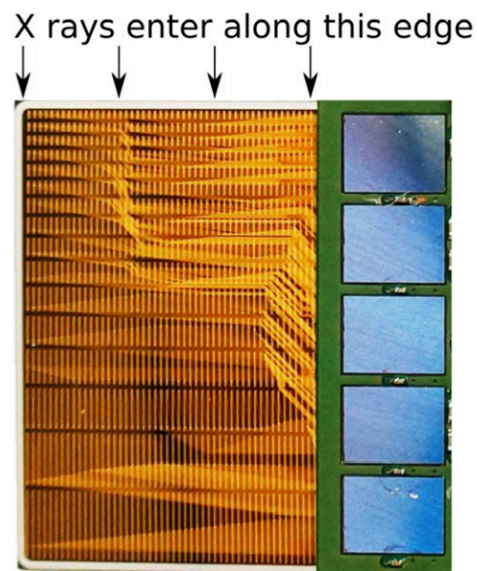


図 2.13 高計数率に対応したシリコンストリップ検出器 [40]

置し，それに対し検出器側で従来の積分型の検出器 (Energy Integration Detector :EID) とフォトンカウンティング型の検出器 (Photon Counting Detector : PCD) を割り当てる構成をとっている．これにより一度のスキュンで従来の積分 CT 画像とフォトンカウンティング型の CT 画像を同時に得ることが可能となる．積分型の検出器では GOS シンチレータによる間接変換型を，フォトンカウンティング型の検出器では CdTe による直接変換型を採用し，これはフリップチップボンディングにより ASIC と接合している．ピクセルは  $225\text{ }\mu\text{m}$  角であり，各ピクセルには二種類のエネルギー閾値（一つは  $20\text{--}50\text{ keV}$ ，一つは  $50\text{--}90\text{ keV}$ ）によって弁別可能な回路構成をとっている．また図 2.14 に示したように Macro Pixel と呼ばれる，チャージシェアリング対策として最大  $4\times 4$  の領域をまとめたサブピクセルとして， $0.9\text{ mm}$  角ピッチで読み出すことも可能としている．



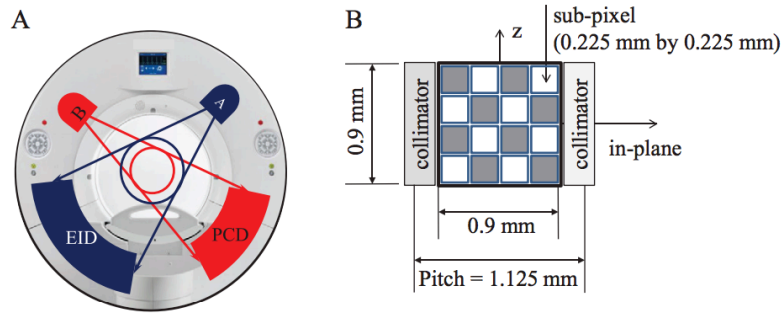


図 2.14 左: Dual detector の構成 右: PCD 用 ASIC における Macro Pixel の概観図 [41]

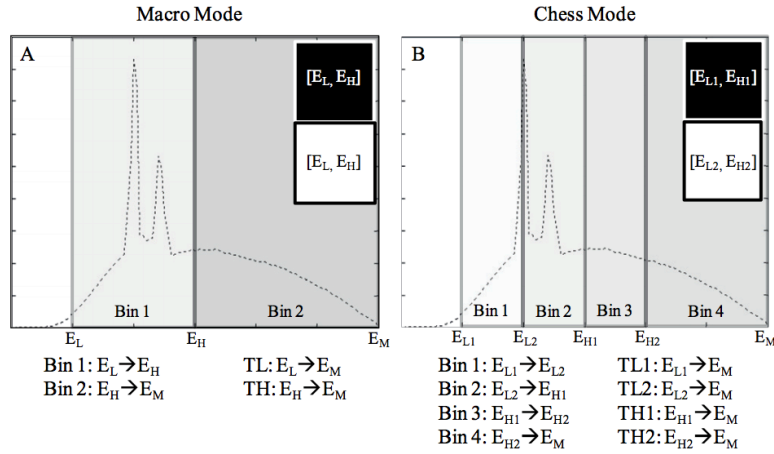


図 2.15 読み出し時の Macro Mode 及び Chess Mode それぞれの閾値設定におけるイメージ図 [41]

CT で用いる際には検出器は全部で 32 列，各列 480 個の Macro Pixel で構成している．PCD 前面には被写体からの散乱線対策のため格子状のコリメータを配置し，この配置のため Macro Pixel のピッチは 0.9 mm から 1.125 mm へと拡大されている．データ取得時には，図 2.15 に示したように Macro Mode 及び Chess Mode の 2 つの手法を選択可能としている．Macro Mode では全ての Macro Pixel において各閾値は揃えられたものが設定される．低エネルギー側閾値  $E_L$ ，高エネルギー側閾値  $E_H$  に加え，パイルアップ対策として X 線照射エネルギーの最大値に設定する  $E_M$  が設定可能である．出力データは 0.225 mm 角のピクセルごとの各エネルギー bin でのカウント数が出力される．一方の Chess Mode では，閾値を二組のエネルギー閾値の組み合わせを Chess 状にピクセルに割り当てる方式であり，Macro Pixel 内の 16 pixel では 8 pixel の閾値が  $E_{L1}$ ， $E_{H1}$ ， $E_M$ ，残りの 8 pixel が  $E_{L2}$ ， $E_{H2}$ ， $E_M$  の閾値として設定され，各計数値が出力される．従って，各ピクセルでは二つのエネルギー領域しか調べられないが，Macro Pixel でみれば最大四つのエネルギー領域の計数値をみる事が可能となる．測定により従来の積分型の検出器に比べフォトンカウンティング型の検出器 (Macro Pixel Mode) では 25.5 % 程度の CNR 向上が見られたことを報告している [41]．

Caeleste(Belgium) が中心となって開発している検出器 QX2010 は間接変換型のフォトンカウンティング CT 用検出器を構成している．イメージアレイを 180 nm CMOS プロセス (Tower Jazz) により製作し，画素サイズは 100  $\mu\text{m}$ ，画素数は  $92 \times 90$ ，回路構成は 80 % 程度の開口率のフォトダイオードに波形整形増幅器，二つの

波高弁別器に二つのアナログカウンタ及びアドレス指定読み出し用のマルチプレクサを搭載している。波形整形増幅器の整形時定数はフィードバック抵抗回路の外部バイアス電流により調整可能である。特長としては図 2.16 に示すように従来デジタルカウンタではなく、コンパレータ出力がキャパシタンスへ一定電荷量充電するアナログカウンタに接続されている点であり、これによりトランジスタ数を減らし、微細ピクセルでもフォトダイオードの開口率の低下を抑えている。一方でキャパシタンスの充電量の限界によって読み出しのフレームレートが制限され、最大計数率は 1 Mcps/pixel となっている。

CsI シンチレータと組み合わせて実際に白色 X 線照射によるエネルギー弁別画像の取得を実現している。

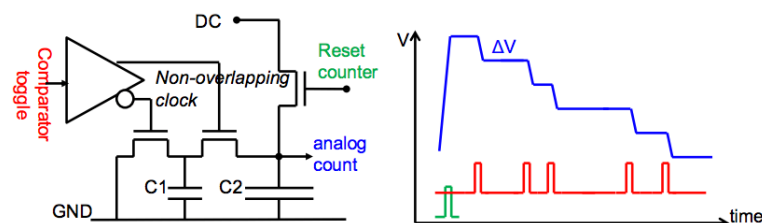


図 2.16 左:アナログカウンタの構成 右:アナログカウンタ，リセット，コンパレータ出力のタイミングチャート [42]

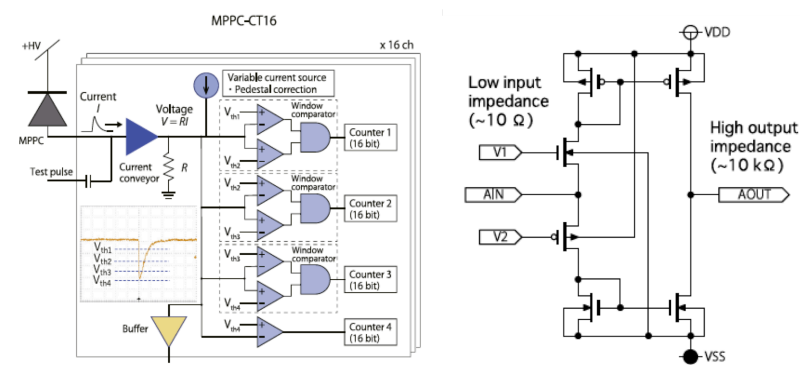


図 2.17 左:MPPC 用 16 ch パルス処理回路の概要 右:MPPC プリアンプ用 Current Conveyor 回路 [42]

このように間接変換型のフォトンカウンティング検出器は近年注目されつつあり、早稲田大学の研究チームでは、1 mm 角の Multi Pixel Photon Counter (SiPM) と Ce:YAP シンチレータを用いて四つのエネルギー領域でのパルス弁別計数に基づくフォトンカウンティング CT を開発している。図 2.17 に示したように MPPC の入力には低ゲイン電流入力タイプの増幅器を通してダブルディスクリミネータへ入力、四段の閾値弁別後に 16bit のカウンタで計数する 16ch の ASIC を用いている [49]。SiPM を用いることで従来のフォトダイオードベースの CT 画像より 10 倍以上の CNR 向上が見込めることを確認しており、ヨードやガドリニウム造影剤での K 殻吸収端強調画像への有効性や低被曝三次元 CT への展開性を示している。エネルギー分解能は 31 % (@ 60 keV) 程度であり、計数率は 3–5 Mcps/pixel である。同様に岩手医科大学の研究チームでは 3 mm 角の MPPC(SiPM) を用いた二色 CT の研究成果を報告している。SiPM を通常の動作電圧より低いサブバイガーモードで動作させ、ダークカウントのない状態でフォトンカウンティングを実現している。実際にエネルギー領域を考慮した CT 撮像を行い、ヨード、ガドリニウムの K 殻吸収端を考慮したコントラスト強調画像の形成に成功している。エネルギー分解能は <100 %(@60 keV)，最大計数率は 28 kcps/pixel である。また

Medrentech JSC (Russia) では 3 mm 角の SiPM に同じく 3 mm 角の GAGG シンチレータを接合し、15 ch のラインセンサを製作している。エネルギー分解能は 32 % (@60keV) であり、計数率は 2.5 Mcps/pixel (数え落とし 42 %) である。厚みの異なる鉛ファントムを用いて評価を行い、従来 CT に比べ 2.5–4 倍の CNR 向上を示している。

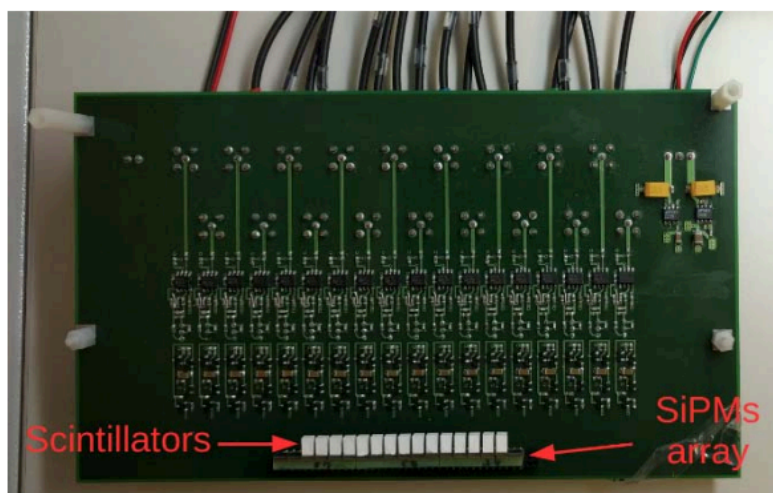


図 2.18 3 mm 角 SiPM を用いたフォトンカウンティング X 線イメージング用 15 ch ラインセンサ [46]

表 2.1 に示したように現在開発の進むフォトンカウンティング CT の検出器では CZT や CdTe 等の比較的高い原子番号を有する材質を用いた X 線直接変換型が主流であり、0.1 mm 角から 0.5 mm 角のピクセルサイズのものも多く開発されている。シンチレータを用いた間接変換型の検出器開発が進みつつ有るものの、未だ少なく SiPM タイプのものでは mm 角のものが殆どである [30]。これは直接変換型検出器の方が 20–120 keV 程度の硬 X 線に対してエネルギー分解能を保ちつつ小型のピクセルサイズを構成しやすいという点に基づいている。しかしながらエネルギーを 30 keV から 40 keV ごとに弁別計数するフォトンカウンティング CT では、多少エネルギー分解能が低くても十分 K 殻吸収端を考慮したイメージングや CNR 向上に十分貢献可能であることも近年の研究開発進捗によって示されつつある。また小型のピクセルサイズを構成する理由は主として計数率が関係しており、特に CZT 等の直接変換型検出器では X 線の光電変換によって生じた電子正孔対の収集時間が全体の計数率の律速要因となってしまうことも影響している。高強度の X 線照射量下では図 2.19 に示したようなパイルアップによるスペクトルの劣化が懸念され、特に一般的な X 線管からは 100 Mcps/mm<sup>2</sup> を超える強度があり、身体透過時の減衰を考慮しても平均 3 Mcps/mm<sup>2</sup> 程度を検出可能とする必要がある [22]。検出器の出力パルスは時間的にランダムに離れており、計数率が高い状況ではパルス間の干渉効果が生じる。これをパイルアップと呼び、大別するとテイルパイルアップとピークパイルアップがある。テイルパイルアップは直前のパルスが減衰中に与える長いテイルもしくはアンダーシュートの部分にパルスが重畳するものである。テイル、アンダーシュートの長さによっては、比較的低い計数率においてもテイルパイルアップの影響は著しく、エネルギー分解能を劣化させる。一方のピークパイルアップは 2 個のパルスが十分に近接し、重畳している場合、波高分析器では 1 個のパルスとして観測されてしまう現象のことである。個々のパルス波高の和に等しい波高をもつ 1 個のパルスはエネルギースペクトルにおいて、通常観測されるエネルギーピークよりも高いエネルギーとして現れ、スペクトルの形状に歪みをもたらす。ピークパイルアップの量

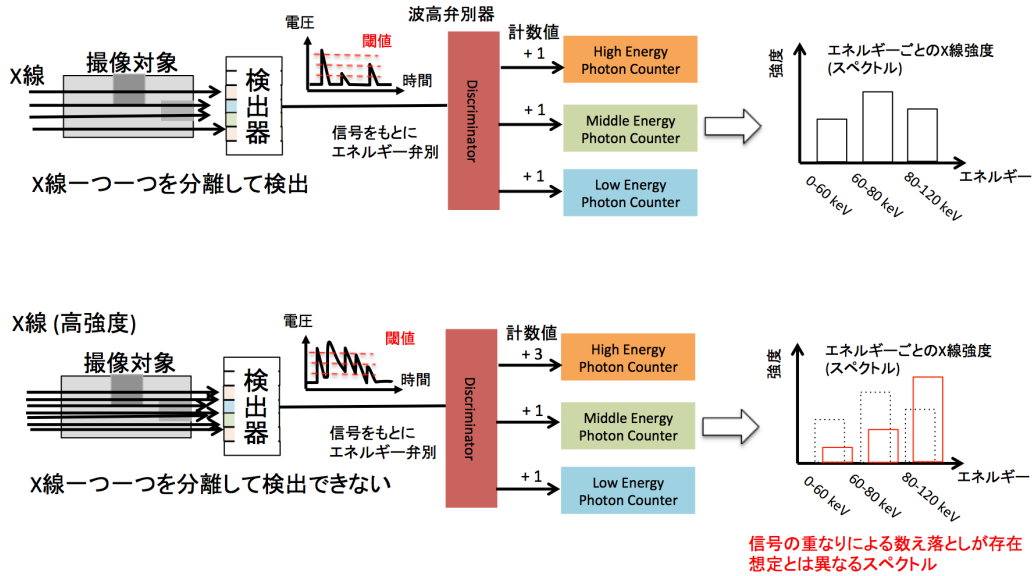


図 2.19 パイルアップ事象によるスペクトルの劣化

については検出器パルスの実効幅と計数率から見積もることが可能である。実効幅は理想的には矩形パルスで求めるのが望ましいが、ガウシアン状に整形したパルスの幅を使って評価することが出来る。実効パルス幅を  $\tau$  とすると、 $\tau$  より大きな間隔を観測する確率は、

$$P(> \tau) = \exp(-n\tau) \quad (2.42)$$

で与えられ、 $n$  は信号パルスの真の計数率である。パイルアップの回避のためには、パルス間隔が実効パルス幅  $\tau$  よりも大きくなる必要が有る。

実効パルス幅は検出器の不感時間となるため、真の事象の数より少ない数のパルスが検出されることとなる。ここで二つの事象がパイルアップを起こすことなく分離するために必要な最短時間を、パイルアップ分解時間  $\tau$  として定義する。事象の発生がポアソン分布に従うものとすれば、真の計数率と実際の計数率  $m$  の間には、検出器の不感時間の振舞により、まひ型と非まひ型に大別される。まひ型においては不感時間内に起こる事象によって不感時間がさらに延長するものであるのに対し、非まひ型はその延長がないものである。

ここで真の計数率を  $n$ 、実際の計数率を  $m$ 、不感時間を  $\tau$ 、とおく。非まひ型の場合には、検出器の単位時間に占める不感時間の割合は  $m\tau$  で与えられることから、単位時間あたりに数え落とされる計数値は真の計数率と単位時間あたりの不感時間の積として  $nm\tau$  となる。非まひ型検出器の場合、これは数え落としの時間率である  $n - m$  と等価であることから、

$$n - m = nm\tau \quad (2.43)$$

となり、これを  $m$  について解くと、

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \quad (2.44)$$

となる。一方でまひ型の場合には、不感時間は必ずしも一定とはならず、数え落としの時間率を真の計数率と実際の計数率の差として表すことはできない。真の計数間の時間間隔が不感時間  $\tau$  を超える事象のみが検出さ

れるものとみなせば、実際の計数率  $m$  は平均発生率が  $n$  で発生しているランダムな事象間の時間間隔としてポアソン分布の議論に従うこととなる。微小時間  $dt$  の間に一つの事象が発生する微小確率  $dp$  は  $ndt$  である。時刻の始点を  $t = 0$  とし、時間  $t$  を経た後の微小時間  $dt$  の間に次の事象が起こる確率  $I(t)dt$  は、時刻  $t$  まで事象が起こらない確率  $P(0)$  と、その後の微小時間  $dt$  中に事象が起こる確率の積として、

$$I(t)dt = P(0) \times ndt \quad (2.45)$$

ここで  $P(x)$  はある一定の時間もしくは繰り返しの試行の中で、一定の発生確率をもった事象が  $x$  回発生する確率を示す、離散事象に適応される確率分布であり、ポアソン分布と呼ばれる。有限な時間間隔  $t$  に対し、事象の平均発生数は  $nT$  であるとすれば

$$P(x) = \frac{(nt)^x e^{-nt}}{x!} \quad (2.46)$$

であり、事象が全く起こらない確率は  $x = 0$  として

$$P(0) = e^{-nt} \quad (2.47)$$

となる。ここで

$$I(t)dt = ne^{-nt}dt \quad (2.48)$$

であり、これはランダムな離散事象の時間間隔の確率分布と言い換えることができる。また、不感時間が  $\tau$  より長くなる確率は上式を  $\tau$  から  $\infty$  まで積分することで得られ、

$$m = ne^{-n\tau} \quad (2.49)$$

となり、実際の計数率は真の計数率および不感時間に対して指数関数に従って減衰する分布となることがわかる。不感時間についてみれば式 (2.50) のように表せる。

$$\tau = -\frac{m}{n} \ln n \quad (2.50)$$

一方で、上のポアソン統計による議論は事象の単位時間あたりの発生確率を一定とみなした上でのものであり、実際の検出器上では短い時間の間に連続して発生してしまう事象等の存在により時間間隔の分布は通常の指数関数型から変動する。この変動量は単位時間あたりの数え落としの数  $n\tau$  が大きいほど顕著となる。一般にポアソン統計に従ったものとして計数率の補正等のためには、数え落とし  $n\tau$  が 10 ないし 20 % 以下に抑えられていることが望ましい。

従って、真の計数率 3 Mcps/mm<sup>2</sup> 程度を数え落とし 10% 程度で検出する場合に要求される不感時間は、式 (2.50) より

$$\begin{aligned} \tau &= -\frac{(100 - 10) \%}{100 \%} \ln(3 \times 10^6) \\ &= 35.1 \text{ ns} \end{aligned} \quad (2.51)$$

である。数え落としを抑えるためには、検出器の不感時間を少なくするか、もしくは検出器サイズを小さくし、処理される真の事象数(計数率)を下げる必要がある。一方でフォトンカウンティング CT で検出器サイズを小さくすることは図 2.20 に示すように、原子番号の増加に比例して増加する(式 (2.21)) コンプトン散乱や、K 殻エスケープ、電荷分割等(直接変換型の検出器)の発生確率を増加させ、正確なエネルギーが検出されないイベントが増えてしまいスペクトルが劣化する可能性がある。これは X 線検出効率を上げるために原

子番号の大きい材質を選ぶ場合に、発生する特性 X 線のエネルギーも高くなってしまいうことに由来する。例として CdTe 等では Cd からの 23 keV 程度の特性 X 線は平均自由行程が  $110\ \mu\text{m}$  程度であり、これ以下のピクセルサイズになると K 殻エスケープによるエネルギースペクトルの劣化が顕著となる。図 2.21 はピクセルサイズごとの、検出器に必要とされる計数率および K 殻エスケープの確率 (CdTe 検出器) を示したものである。

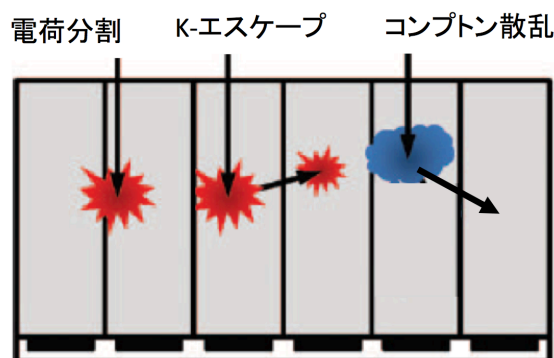


図 2.20 ピクセル間にまたがった検出事象 [22]

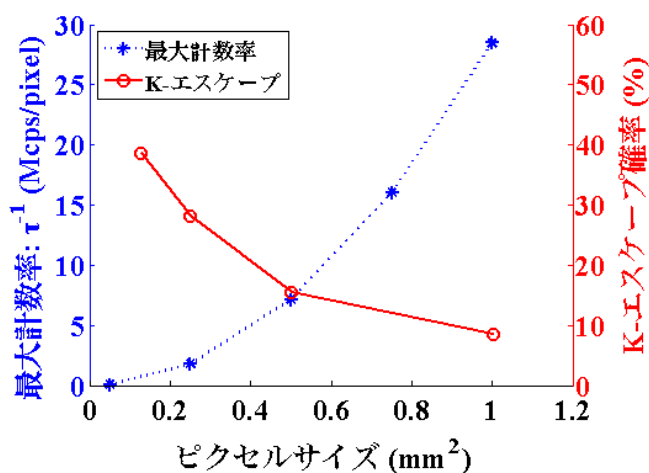


図 2.21  $3\ \text{Mcps/mm}^2$  を数え落とし 10 % 以下で実現するために要求されるピクセルごとの最大計数能力及び K-エスケープ確率の関係。最大計数率は要求される検出器不感時間の逆数として算出。

単位面積あたりの X 線強度が  $3\ \text{Mphotons/mm}^2$  程度である場合、 $1\ \text{mm}$  角の検出器では、数え落としを 10% 程度に抑えるためおよそ 10 倍の  $30\ \text{Mcps}$  程度の計数能力が要求される。一方で  $0.5\ \text{mm}$  角程度の検出器では  $7\ \text{Mcps}$  程度の計数能力 (許容される不感時間としては  $140\ \text{ns}$  程度に相当)、 $0.25\ \text{mm}$  角程度の検出器では  $1.77\ \text{Mcps}$  程度の計数能力 (許容される不感時間としては  $561\ \text{ns}$  程度に相当) となり、ピクセルサイズの微細化は各ピクセルへの高速性の要求低下に大きく貢献する。一方でピクセルサイズの減少はコンプトン散乱や K 殻エスケープ等の他のスペクトル劣化要因を増加させるため、ピクセルサイズは小さい程望ましいという訳ではなく、CdTe 等の検出器ではピクセルサイズ  $200\text{--}300\ \mu\text{m}^2$  が望ましいとする報告もある [50, 51]。空間分



解能についてもピクセルの微細化による恩恵は大きいですが、ファンビーム（扇状）もしくはコーンビーム（円錐状）の X 線照射がほとんどである現在の CT では検出器上で投影される画像は 1.5 倍から 2 倍程度まで拡大されるため、1 mm 角の検出器でもサブミリの空間分解能を得ることは可能である。しかしながら X 線管の焦点寸法の微小化といった周辺技術の性能向上等も背景として、最新の CT では 200–300  $\mu\text{m}$  角のピクセルサイズで 150  $\mu\text{m}$  に程度の空間分解能が実現されており、冠動脈の狭窄部や脳動脈瘤から分岐する微細血管、肺がんを特徴付ける陰影の構造等を観察可能としている [3]。これらの観点から、フォトンカウンティング CT の検出器でも同等の空間分解能を実現可能なピクセルサイズにすることは技術的、医学的に意義があると考えられる。以上の観点から、本研究では最低限身体透過 X 線強度の平均とされる 3 Mcps/mm<sup>2</sup> 程度を検出可能な計数率を有し、またファンビーム CT において二倍程度拡大率が見込めるという条件のもと、空間分解能を 100  $\mu\text{m}$  から 150  $\mu\text{m}$  程度を実現できるピクセルサイズとして、目標とする仕様を表 2.2 のように設定した。

表 2.2 本研究におけるフォトンカウンティング CT 検出器の目標値

X 線強度	3 Mphotons/mm <sup>2</sup>
ピクセルサイズ	200-300 $\mu\text{m}$ 角
数え落とし	10 % 以下
不感時間	1 $\mu\text{s}$ 以下

フォトンカウンティング CT に使用される検出器の種類は図 2.22 に示すように検出過程によって直接変換型検出器と間接変換型検出器に大別される。それぞれ研究開発が進んでいるが、検出原理が異なるためフォトンカウンティング CT の検出器を実現する際に解決すべき具体的な課題に違いがある。以降に詳細を述べる。

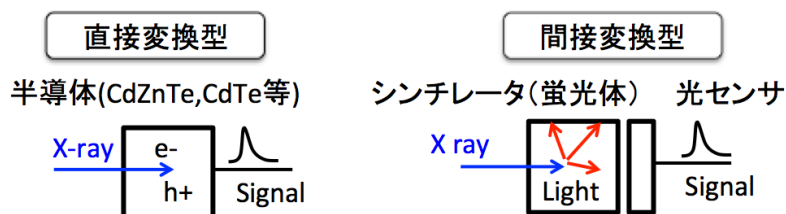


図 2.22 直接変換型と間接変換型の検出過程の違い

## 2.3.2 直接変換型検出器

直接変換型検出器は入射 X 線もしくはガンマ線のエネルギーを直接電荷として変換した後、収集する手法に基づいている。半導体内で X 線は光電吸収やコンプトン散乱といった相互作用により高速電子へと変換される。生じた高速電子は、検出器内を走向しながら近傍の原子核軌道上の電子と連続的に相互作用し、X 線から付与されたエネルギーを失っていく。この際高速電子の飛跡上では連続的な電離によって、電子及び正孔による電流成分が生じる。半導体内での電子正孔対生成過程の詳細は 3 章に譲るが、1 対の電子正孔対を生成する際に費やされる平均エネルギーは電離エネルギーと呼ばれ、検出器を構成する物質のバンドギャップに依存する。電離エネルギーの一般的な値として、Si では 3.6 eV、CdZnTe (CZT) で 4.6 eV、CdTe で 4.43 eV 程度である。検出器に用いられる半導体はそれ自身の硬 X 線やガンマ線に対する阻止能が検出効率に直結するため、CZT や CdTe といった高密度かつ原子番号の大きい材質が使われる必要が有る。例として結晶厚みが

500  $\mu\text{m}$  のものの場合では、80 keV の X 線に対する検出効率は Si で 2–3 % しかないのに対し、CdTe では 60 % 程度である。表 2.3 は各種半導体物質の特性をまとめたものであり、フォトンカウンティング CT で一般的な 20-120 keV の X 線に対して、検出効率を上げるため Si 以外で原子番号の大きい材質が直接変換型の検出器として選択される場合が多い。直接変換型検出器では、検出過程が半導体によって X 線のエネルギーを直

表 2.3 半導体特性一覧

半導体	密度 [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	原子番号	バンドギャップ [eV]	電離エネルギー [eV]
Si	2.33	14	1.12	3.6
Ge	5.33	32	0.67	2.9
CdTe	5.85	48,52	1.44	4.43
CdZnTe	5.81	48,30,52	1.6	4.6
GaAs	5.32	31,33	1.42	4.3

接電気信号へと変換し取り出すものであるため、後に述べる間接変換型に比べるとエネルギー伝搬過程での損失や統計的変動の影響を受けにくく、良好なエネルギー分解能が期待できる。また小型のピクセルサイズを構成しやすい点もあり、現在フォトンカウンティング CT 用の検出器開発の主流となっている。しかしながら、未だ使用可能な検出器材料の製造コストが高い点、大面積多ピクセル構成時の性能均一性の担保が難しい点、半導体特性に由来する電荷転送時の特性や長時間使用時の安定性に注意が必要となる点等、検出器としての扱いづらさに課題があり、実用化に障壁がある。また X 線の光電変換によって生じた電子正孔対の収集時間が全体の計数率の律速要因となるため、小型のピクセルサイズを構成せざるを得ず、また収集した電荷量を良好な S/N のもとに検出可能な高いゲインを有するプリアンプが必要となるといった、検出原理に由来する扱いにくい点もある。またフォトンカウンティング CT で必要となる高計数率達成のためピクセルを小型化しても、チャージシェアリングと呼ばれる収集電荷のピクセルにまたがった広がりによるスペクトルの劣化特性が増加してしまうため、必ずしもピクセルサイズが細かいほど望ましいとは言えない問題がある [32]。

### 2.3.3 間接変換型検出器

間接変換型検出器は直接変換型検出器とは異なり、シンチレータと呼ばれる X 線もしくはガンマ線に対し蛍光特性を有する物質を介して間接的に検出する。X 線はシンチレータとの相互作用によって高速電子を生じることが、その高速電子は減速過程でシンチレータ内の原子核の再外殻軌道電子を連続的に励起させる。蛍光特性とは、この高速電子による励起で出来た空孔に自由電子が遷移（再結合）し、ポテンシャル差に基づく余剰エネルギーが光として放出されることである。結果的に X 線の持つエネルギーは、よりエネルギーの低い連続的な励起光の強度情報へと変換されることとなる。この励起光は一般に可視光のエネルギー帯域にあり、通常の光検出器での測定が可能となる。以下に間接変換型のシンチレータ及び組み合わせる光検出器の詳細を述べる。

#### シンチレータ

シンチレータは有機、無機、固体、液体等様々あり、それぞれ特性が異なる。一般的な 20 keV から 120 keV 程度の硬 X 線エネルギーにおいては、発光量が多く、また検出効率に関わる原子番号や密度が大きい無機の固体シンチレータが使用される。また、無機シンチレータにおいては不純物の種類や量等の添加量を調整することにより、発光効率等の特性を変えたものがある。不純物原子はバンドギャップ内の欠陥準位を介した間接



再結合率を増加させ、発光効率を向上させる。表 2.4 は代表的な無機シンチレータについてその特性をまとめたものである。間接変換型検出器では、エネルギー情報がシンチレータを介して間接的に測定されることか

表 2.4 無機シンチレータ一覧 [52, 53, 54, 55, 56, 57]

シンチレータ	密度 [ $g/cm^3$ ]	発光量 [photons/MeV]	発光波長 [nm]	減衰時間 [ns]
GOS	7.34	50000	512	3000
LuAG	6.7	22000	512	20
BGO	7.15	8000	480	300
LSO	7.4	26000	420	40
NaI	5.67	45000	415	250
CsI	4.53	56000	550	1050
CeBr <sub>3</sub>	5.1	60000	380	19
LaBr <sub>3</sub>	5.3	63000	380	16
SrI <sub>2</sub>	4.55	115000	435	1200
Gd <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Ga <sub>3</sub> O <sub>12</sub> (GAGG)	6.63	56000	520	88

ら、原理的には直接変換型に比べエネルギー分解能が低くなるとされている。またシンチレータの全発光量のうち 66 % が放出されるまでの時間を減衰時間と定義しており、この減衰時間が長過ぎると高計数率下で使用した際にパイルアップをもたらす可能性がある。しかしながら、間接変換型は直接変換型より比較的低コストに大面積の検出器を製作可能である点や、比較的高密度の大きいシンチレータが多く X 線検出効率が良好である点、また直接変換型検出器で問題となるポーラリゼーションによる経時劣化がない点等の魅力的な特性がある。特に近年では表 2.4 に示したように、CeBr<sub>3</sub> のように減衰時間が非常に短いながらも良好な発光量をもつものや、LaBr<sub>3</sub> や SrI<sub>2</sub> のような半導体検出器の性能に迫るエネルギー分解能 3 % (662 keV) 代が達成可能なものも出てきている [55, 56]。なかでも GAGG は潮解性がなく、比較的速い減衰時間と良好な発光量に加え、結晶自体の堅牢性から、図 2.23 に示すような数 10  $\mu m$  から数 100  $\mu m$  程度で微細分割された構造を有するアレイ型のものも開発されており、フォトンカウンティング CT への応用が期待される。

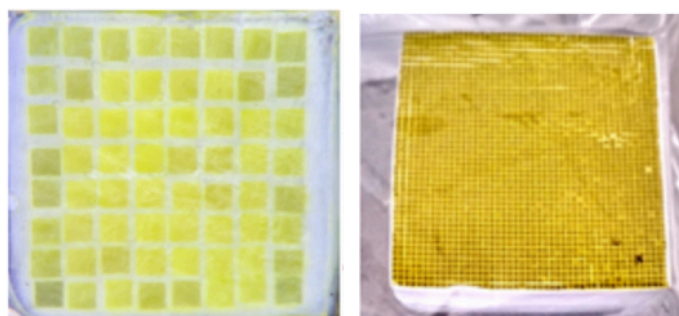


図 2.23 左: 500  $\mu m$  ピッチで 8 $\times$ 8 個並べられた GAGG シンチレータアレイ 右: 250  $\mu m$  ピッチで 48 $\times$ 48 個並べられた GAGG シンチレータアレイ

## 光検出器

間接変換型で Photon Counting X 線検出器を実現するためには、シンチレータだけでなく、高感度かつ高速に応答する光検出器が必須である。表 2.5 は代表的な光検出器についてその特性をまとめたものであり、図

2.24 はそれぞれの概観である。

表 2.5 光検出器一覧 [58, 59]. Photo Diode については浜松ホトニクス製 s1787 の仕様値をもとに算出。

光検出器名	内部ゲイン	微細ピクセル化 (< mm 角)	動作電圧 [V]	信号立ち上がり時間
Photomultiplier Tube	$1 \times 10^5 - 1 \times 10^7$	不可	700-1000	< 1 ns
Photo Diode	1	可	< 10	2500 ns
Avalanche Photo Diode	$10 - 1 \times 10^3$	可	< 1000	< 5 ns
Silicon Photomultiplier	$1 \times 10^5 - 1 \times 10^7$	可	< 100	< 1 ns

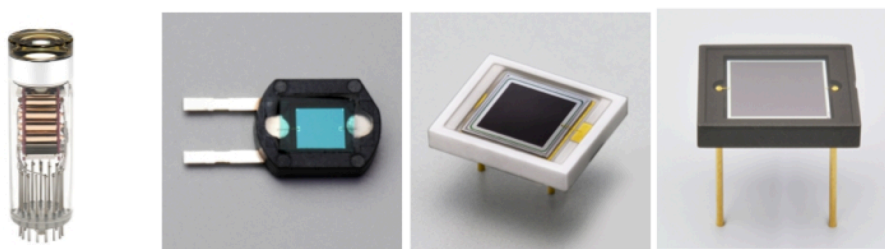


図 2.24 左から 光電子増倍管 (R7056-PMT), Photo Diode (s1776-4), Avalanche Photo Diode (s8664), Silicon Photomultiplier (S13360MPPC) の概観図. 全て浜松ホトニクス製 [58]

従来シンチレータに組み合わせる光検出器は、その応用先によって様々なものが提案、実用化されてきた。核医学用の診断装置や、素粒子物理学実験等、X 線もしくはガンマ線のエネルギーや検出タイミングの測定が重要となる分野では、高速性を有する検出器として、光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube: PMT) が広く使用されている。一方で CT や X 線撮像装置等、強度情報による撮像装置の場合では検出器の高速性より位置分解能に対する要求が強く、Silicon ベースの検出器として Photo Diode を用いた積分イメージャーが使用される場面が多い。しかしながらフォトンカウンティング CT というエネルギー測定が必要となる応用先の場合には、従来 CT で要求されてきた位置分解能に加え、高速性といった要求も満たす光検出器を選択する必要がある。特に高速性については計数率に関わるため、検出器の信号立ち上がり時間はシンチレータの減衰時間に対して十分に短い必要が有ると考えられる。以降に各光検出器特性の詳細を述べ、またフォトンカウンティング CT への応用可能性について考察する。

#### • Photomultiplier Tube (PMT)

PMT は図 2.25 に示すように、入射面を構成する光電陰極 (カソード) と、複数の光電電極が重なって配置されている二次電子増倍部 (ダイノード)、および最終的な信号を取り出す陽極 (アノード) で構成されている。光は入射窓を通り、カソードにおいて光電変換による光電子へと変換される。生成された光電子は、ダイノード部の電界によって加速され、再びダイノード部の光電電極に衝突する。この際電子がもつ運動エネルギーが十分高い場合、新たな光電子をたたき出すこととなり、ダイノードの段数分光電子が増倍されていくこととなる。従ってダイノード一段あたりの光電子の増倍数を  $\delta$  とすると、 $n$  段のダイノードで構成された PMT の場合、全体のゲインは  $\delta^n$  で表され、オーダーとしては  $10^5 - 10^7$  程度まで増倍されてアノードで収集される。また、電子を加速させ、十分な運動エネルギーを持たせるため、ダイノード間には通常 100 V 程度の電圧が印加される。全体の印加電圧はダイノードの数に依存し、一般的な 8-10 段程度のダイノードで構成された PMT の場合では 800-1000 V 程度が動作電圧となる。ダイノードの構造は一意ではなく、用途および求める性能に応じて様々なものが開発されている。光電陰極に使われる材質の電位障壁が高いため (3-4 eV 程度)、熱雑

音の影響を受けにくい、量子効率が 20 % 以下と低いものが多い。初段の光電陰極またダイノード間において電子を正確に加速させるため、磁場遮蔽及び高真空環境を持つ広い電子増倍部は必須であるため、検出器サイズの縮小化には課題がある。従って PMT では現状フォトンカウンティング CT で必要となる mm 以下のサイズを実現することは難しいと考えられる。

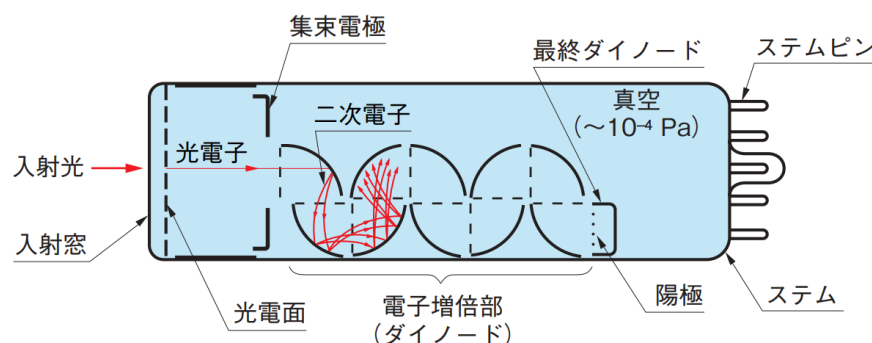


図 2.25 光電子増倍管の検出原理 [58]

#### • Photo Diode

微細化の難しい PMT とは異なり、シリコン基板上で作成可能な光検出器は、 $\mu\text{m}$  オーダーまで微細化が可能である。実際に CCD や CMOS イメージャーと呼ばれる可視光の撮像装置の多くで、Photo Diode が検出部に使用されている。しかしながら、フォトンカウンティング CT への応用には短い時間内に不連続に入射するシンチレータからの微弱光をパルス電圧として読み出し計数する必要があり、Photo Diode の感度が弱さ、また信号の遅さが問題となる。現在 2 個程度のエネルギー弁別が可能なものが研究段階にある [42] もの、Photo Diode の出力をパルス処理するため、後段の回路には雑音特性を考慮した増幅器や読み出し等複雑なビクセル設計が必要となる。特に 20 -120 keV 程度の領域で扱うシンチレータの光子数は数 1000 光子程度であり、これらをさらにエネルギー弁別するためには少なくとも 1000 電子以下の信号を低雑音に読み出し可能な電荷有感型増幅器が必要となる。シンチレータの発光量にも依存するが、エネルギー弁別の閾値数が多い程増幅器への低雑音性能の要求は大きくなる。既に報告されている電荷有感型増幅器における雑音特性は、プロセスのスケーリングとともに改善傾向にあるが、未だ 100–1000 電子程度の雑音レベル [60, 61, 62] であり、Photo Diode で複数のエネルギーを弁別可能なフォトンカウンティング CT 検出器を構成することは難しいと考えられる。

#### • Avalanche Photo Diode

Avalanche Photo Diode と呼ばれる検出器は、図 2.26 に示したように光電変換で生じた電子を強電界によってドリフトさせ、新たな電子正孔対を連続的にたたき出すアバランシェ現象を利用したデバイスである。Photo Diode とは異なり、アバランシェによって内部増倍された信号を出力するため、微弱光に対しても良好な S/N のもとに検出が可能である。一般的な一段の増幅回路において増幅率と高速性（帯域幅）は Gain Bandwidth (GB) 積に従うトレードオフの関係にあるとされ、高速性を担保するためには増幅器のゲインは低くならざるを得ない [63]。微弱光を良好な S/N のもとに高速検出するという観点に従えば、光検出器が内部ゲインを有

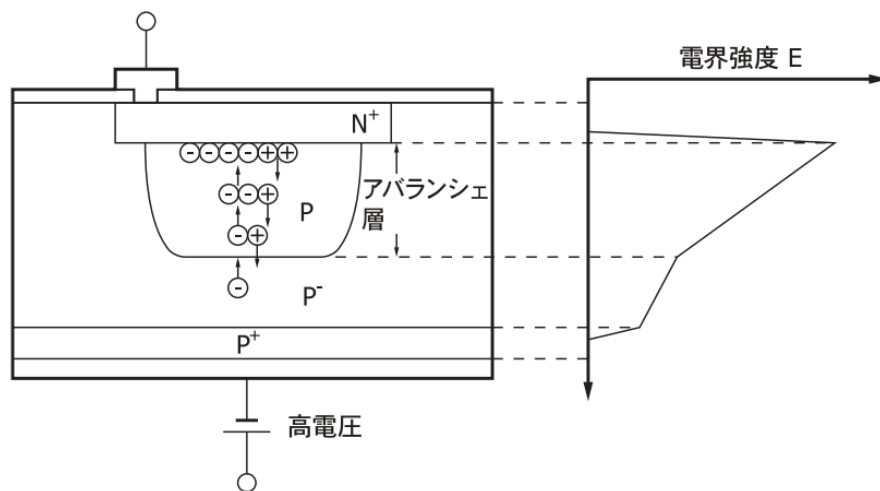


図 2.26 Avalanche Photo Diode の検出原理 [58]

し、増幅器のゲインが高なくて済む Avalanche Photodiode, もしくは次に述べる Silicon Photomultiplier が望ましいと考えられる。図 2.27 に示すように APD は降伏電圧と呼ばれる、大電流が流れ始める電圧の前で動作させる。動作電圧におけるアバランシェ増倍率が安定するよう、APD の降伏電圧は通常数 100 V 程度に設定されることが多い [58, 64]。APD は主に電子増倍を主としたものであるが、増倍過程で生じる正孔がアバランシェのトリガーとなることによる雑音成分がある。Excess noise factor と呼ばれ、ゲインの増加とともにその影響が大きくなる。APD のゲイン及び雑音特性は製造プロセスやウェハの種類の種類に強く依存し、フォトンカウンティング CT 応用に向けた mm 以下のピクセルサイズで安定した性能を実現するためには製造プロセスへの介入を含め、開発費用と期間が必要となる。

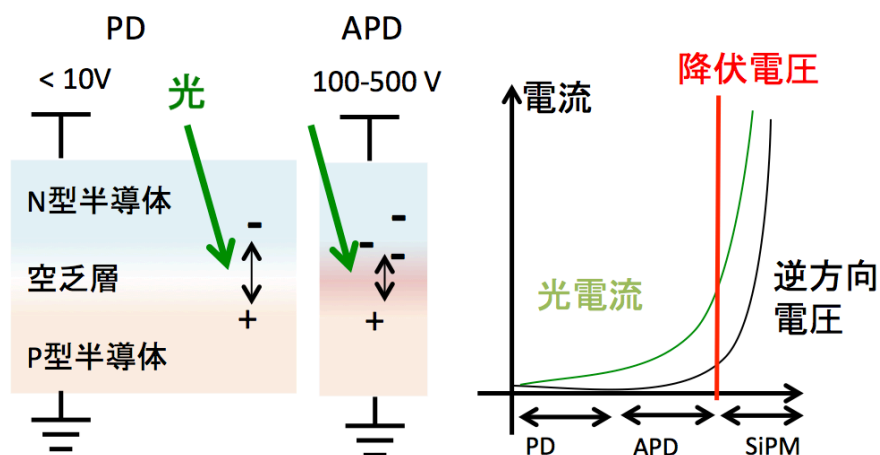


図 2.27 Si ベース光検出器の動作電圧について

- Silicon Photomultiplier (SiPM)

SiPM もしくは MPPC と呼ばれる検出器についても、APD と同じアバランシェ現象を利用したデバイスである。APD との違いは、図 2.27 に示したように降伏電圧以降での動作（ガイガー領域）を対象としている点であり、微弱光を降伏電流による大信号として取り出すことが可能である。ガイガー状態での APD においては検出器内の電圧変化に対して、降伏電流に基づき非常に高感度に電流が増加することになる。この降伏電流を負荷回路で強制的に収束させる過程がクエンチ過程であり、図 2.28 左に示すような抵抗などの受動素子を検出器に直列接続して実現するパッシブクエンチと、外部回路により実現するアクティブクエンチが存在する。ダイオードにクエンチ抵抗が直列接続したものをマイクロセルもしくは Single Photon Avalanche Diode (SPAD) と呼び、図 2.28 右に示すような降伏電圧以上の動作点にありながら降伏電流が流れる直前の状態になっている。光もしくは別の要因によって電子正孔対が生成されると、これをトリガーとしてガイガー増幅が起こり、降伏電流が流れる（図 2.28 内過程 1 に対応）。降伏電流が流れ始めると、クエンチ抵抗の両端では電圧降下が生じ、ダイオード両端にかかる電圧が降伏電圧以下まで低下する（図 2.28 内過程 2 に対応）。この際ガイガー状態にあったアバランシェは収束し、再び降伏電圧より少し高い動作点まで回復する（図 2.28 内過程 3 に対応）。一連の検出はクエンチ抵抗による負の電圧フィードバック過程であるが、マイクロセルの容量  $C$  の充放電としての振舞とみなすことが出来る。動作電圧  $V_{ov}$  から降伏電圧  $V_{br}$  を差し引いたオーバー電圧  $dV$  を式 (2.52) のように定義すれば、出力される電荷量は式 (2.53) のようになる。

$$dV = V_{ov} - V_{br} \quad (2.52)$$

$$dQ = C \times dV \quad (2.53)$$

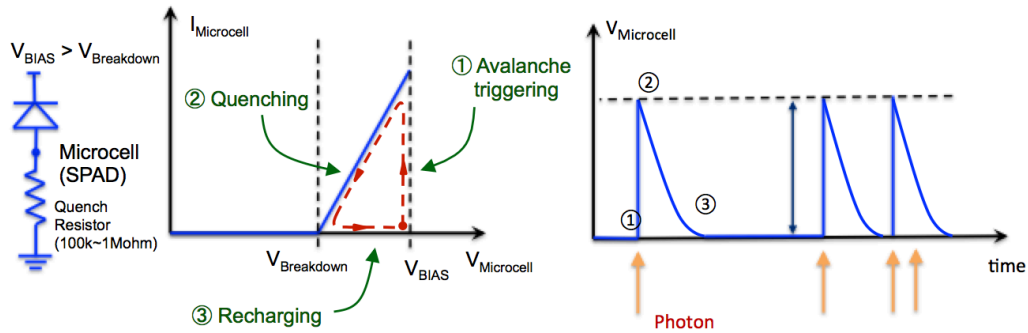


図 2.28 マイクロセルの動作機構

この放電過程における降伏電流は非常に大きく、入射光子数を反映しないものとなっている。マイクロセルの動作はまひ型に分類され、光子検出後に再び検出可能となるまでの時間は不感時間となる。光子検出後に再び光子検出可能な状態になるまでの時間を復帰時間もしくはリカバリタイムと呼び、その時定数  $\tau_q$  はクエンチ抵抗の値  $R_q$  およびマイクロセル容量  $C$  の積として式 (2.54) のように表される。

$$\tau_q = R_q \times C \quad (2.54)$$

従って一度に複数の光子がマイクロセルに入射した場合でも、出力は 1 光子にあたる情報しか得られない。そこで SiPM は図 2.29 に示すように複数のマイクロセルを並列に並べることで、入射光子数を出力のあったマイクロセル数の和として検出する構成となっている。単位時間あたりに検出できる光子数はマイクロセル数お



よび各マイクロセルのリカバリータイムに依存し、一般には入力光強度が高くなる程出力が一定に近づく飽和特性が存在する。

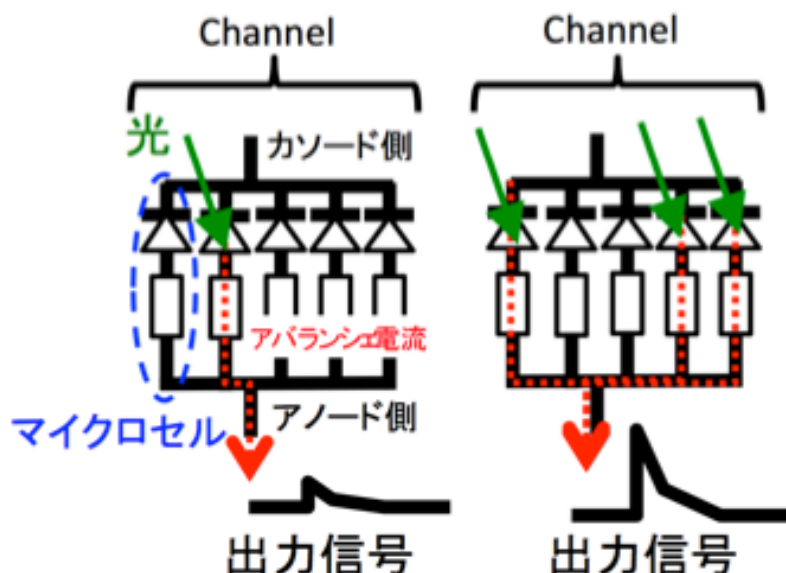


図 2.29 SiPM の動作機構

SiPM の 1 光子に対する出力電荷量を内部ゲインとすれば、その値は光電子増倍管に匹敵する  $10^5 - 10^7$  となる。印加電圧も数 10 V 程度と低いことから扱いやすく、半導体技術により比較的安価に大面積の検出器を実現できる。光電子増倍管や APD 程の高い動作電圧を必要とせず、また磁場不感であることから、三次元距離検出器や、細胞の蛍光イメージング用検出器、また Positron Emission Tomography (PET) に代表される放射線診断装置のシンチレーション検出器等、多岐にわたる領域での応用が期待される。加えて Silicon Photomultiplier は CMOS-Single Photon Avalanche Diode と呼ばれる検出器に代表されるように、商用の製造プロセスを用いて開発に取り組みやすい検出器といえる。SiPM の検出単位は数  $10 \mu\text{m}$  角のマイクロセルと呼ばれるものの集まりで構成されるため、検出器サイズのスケールアップはマイクロセルの数の調整で済む。フォトンカウンティング CT への応用についても注目されつつあり、とくに内部増幅率が高く応答も速い SiPM は後段の回路構成もシンプルなものでも済むため、パルス計数に基づくイメージングへの応用研究が既に報告されている [43, 49]。これらの観点から、本研究ではこの SiPM のフォトンカウンティング CT への応用を目指した数百  $\mu\text{m}$  ピッチでピクセル化された SiPM アレイに関する研究を進める。

### 2.3.4 光学的特性の考察

SiPM の出力は光子によってアバランシェ電流の流れたマイクロセルの数で決まる。従って 1 ピクセルにおいて同時刻に検出できる最大の光子数はマイクロセル数に依存し、ピクセルサイズの微細化は検出できる光子数を制限することとなる。一方で、シンチレータからの光はその材質に依存した減衰時間をもって発光し、また SiPM マイクロセルの回復時間（再び次の光子を検出可能となるまでの時間）との関係から実効的な検出可能な光子数（出力マイクロセル数）が決まることとなる。対象とする 20–120keV 領域の検出に向けたシンチ

レータのサイズや SiPM の要求を決定するため、シミュレーションライブラリである Geant4[65] を用いてセルサイズやリカバリータイムの影響を考察した。Geant4 とは GEometry ANd Tracking の略称であり、物質中での粒子の振る舞いをモンテカルロ計算によってシミュレーションする、C++ 言語で CERN によって開発されたソフトウェアツールである。高エネルギー物理や、宇宙線、原子核実験や医学物理等幅広い分野で利用されている。

本シミュレーションでは単一の X 線エネルギーに対する応答を検証するため、30 keV, 50 keV, 70 keV, 100 keV の X 線をそれぞれ 1000 イベントずつ照射した際の SiPM の検出数を調べた。X 線はシンチレータ入射面  $0.25\text{ mm} \times 0.25\text{ mm}$  の範囲内にランダムに入射させている。SiPM のマイクロセルピッチはマイクロセルサイズと同じものとし、 $0.25\text{ mm}$  角のセンサーとして配置した。シンチレータは  $0.25\text{ mm}$  角の GAGG 結晶（発光量は  $56000\text{ photons/MeV}$ ）を仮定し、反射材としてテフロンを使っている。図 2.30 はマイクロセルサイズが  $25\text{ }\mu\text{m}$  をシンチレータに接合した状態でのシミュレーションジオメトリである。テフロンのは厚みは入射面側が  $0.1\text{ mm}$ 、側面が  $0.05\text{ mm}$  とし、SiPM とシンチレータの間は  $0.02\text{ mm}$  程度の厚みの光学グリスで接着されている。GAGG シンチレータの発光波長特性及び SiPM の感度波長分布は市販製品の特性から図 2.31 に示した特性とした。シンチレータ発光ピーク波長における、各材質の吸収長、屈折率は表 2.6 にまとめた値を使用した。また光子伝搬過程に由来する検出数のばらつきを反映させるため、主要な表面境界条件については入射角や屈折率、波長の依存性を考慮した誘電体媒質 (Dielectric) における境界を仮定し、境界表面はより現実の状態に近い不均一な構造的粗さ (Rough) があるものとして行った。

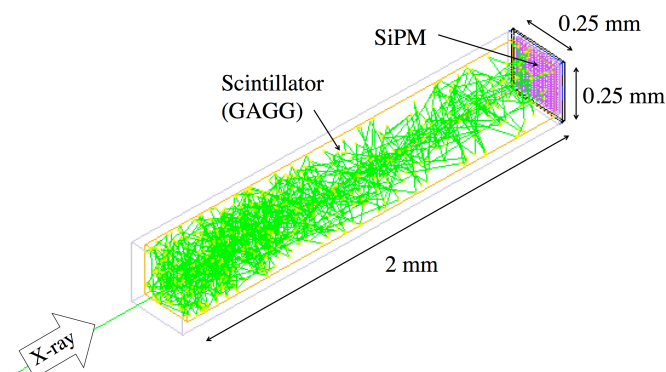


図 2.30 GAGG 結晶と SiPM を用いた際のシミュレーションジオメトリ

表 2.6 各シミュレーション構造における光学特性設定値

	シンチレータ (GAGG)	光学グリス ( $\text{C}_2\text{H}_6$ )	反射材 (PTFE)
吸収長 [cm]	2.68	2000	0.25
屈折率	1.93	1.46	1.35

以上のシミュレーション条件を反映したプログラムを作成し、シンチレータ内での発光光子数を SiPM 上でどの程度検出可能であるか、シンチレータの減衰時間及び SiPM のリカバリータイムごとのシミュレーションを行った。以降では特別な記載ない限りリカバリータイムは 99 % 減衰時間のことを指すものとし、その時間内に複数の光子が入射したイベントは数え落としとする処理を行った上で検出光子数を算出した。図 2.32 はセルサイズ  $25\text{ }\mu\text{m}$  のもの（セル数  $10 \times 10 = 100$ ）および  $12\text{ }\mu\text{m}$  のもの（セル数  $20 \times 20 = 400$ ）に関して、全イベントでの平均的なマイクロセル発火数（検出光子数）を調べたものである。横軸が照射した X 線エネ

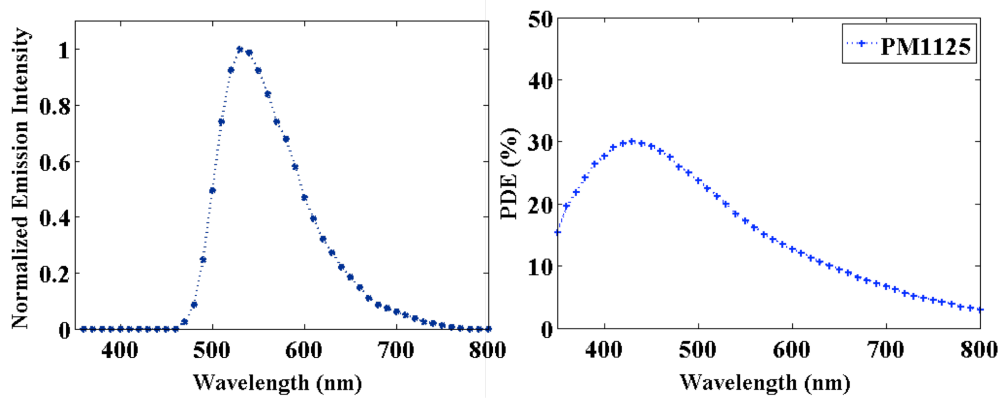


図 2.31 GAGG の発光波長分布及び SiPM の感度波長分布

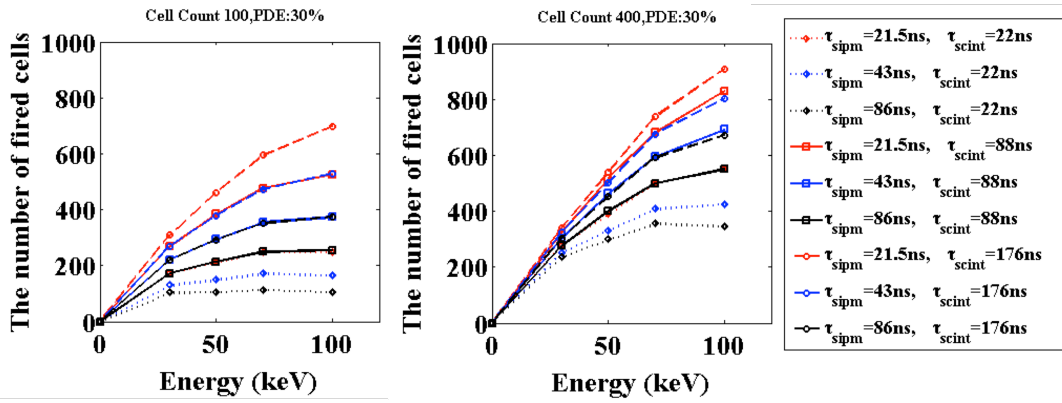


図 2.32 リカバリータイムおよびシンチレータ減衰時間ごとの検出（発火）マイクロセル数、最大 PDE30 % の条件のもと図内左はマイクロセルサイズ 25  $\mu\text{m}$ 、図内右はマイクロセルサイズ 12  $\mu\text{m}$  設定時の結果。

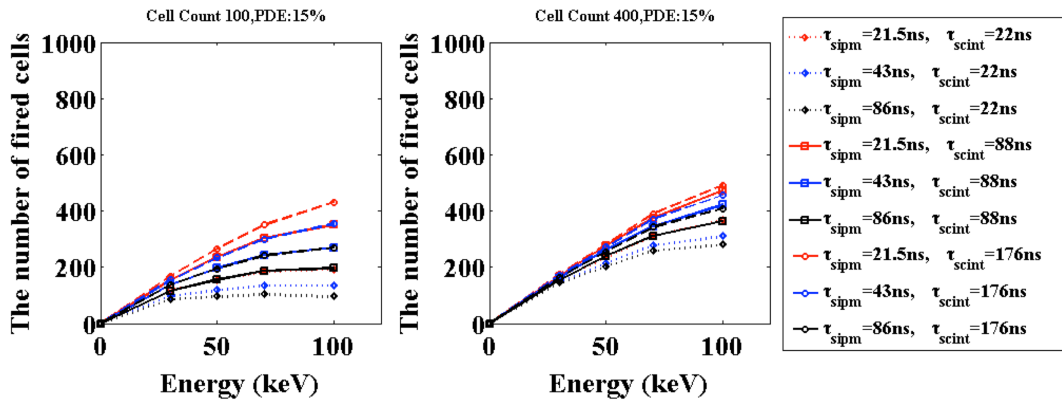


図 2.33 リカバリータイムおよびシンチレータ減衰時間ごとの検出（発火）マイクロセル数、最大 PDE15 % の条件のもと図内左はマイクロセルサイズ 25  $\mu\text{m}$ 、図内右はマイクロセルサイズ 12  $\mu\text{m}$  設定時の結果。



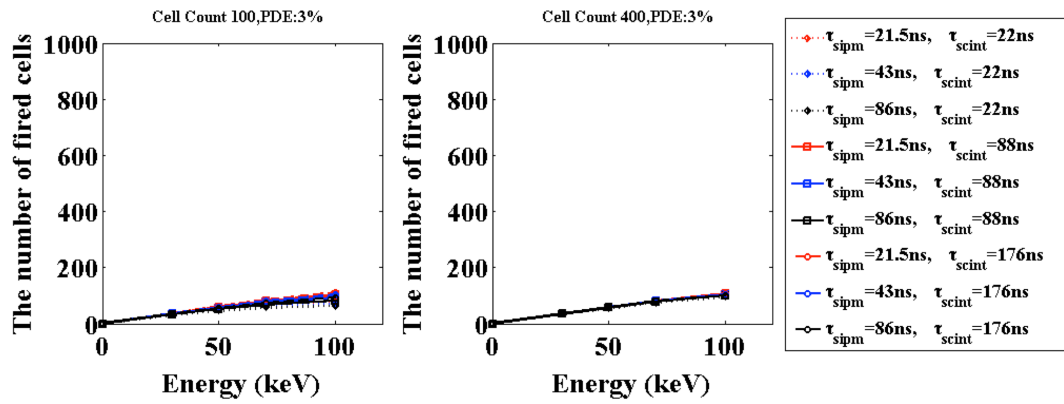


図 2.34 リカバリータイムおよびシンチレータ減衰時間ごとの検出（発火）マイクロセル数. 最大 PDE3 % の条件のもと図内左はマイクロセルサイズ 25  $\mu\text{m}$ , 図内右はマイクロセルサイズ 12  $\mu\text{m}$  設定時の結果.

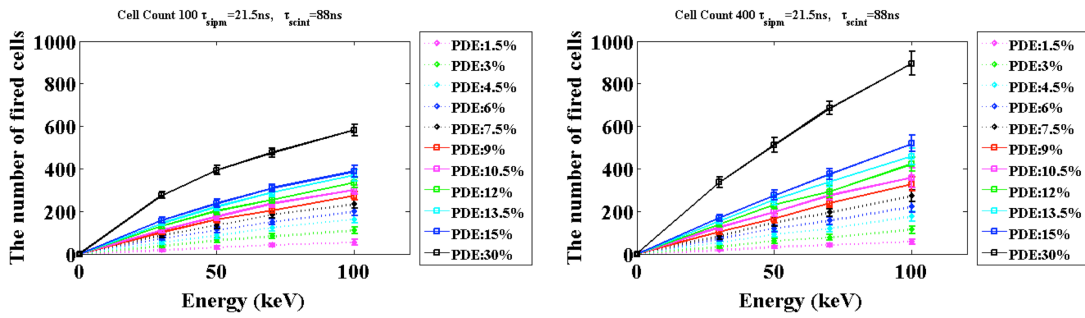


図 2.35 PDE ごとの検出（発火）マイクロセル数. シンチレータの減衰時間は GAGG の 88 ns とした上で, SiPM のリカバリータイムは 21.5 ns とした. エラーバーの範囲は各エネルギーピークの半値幅の範囲を示している.

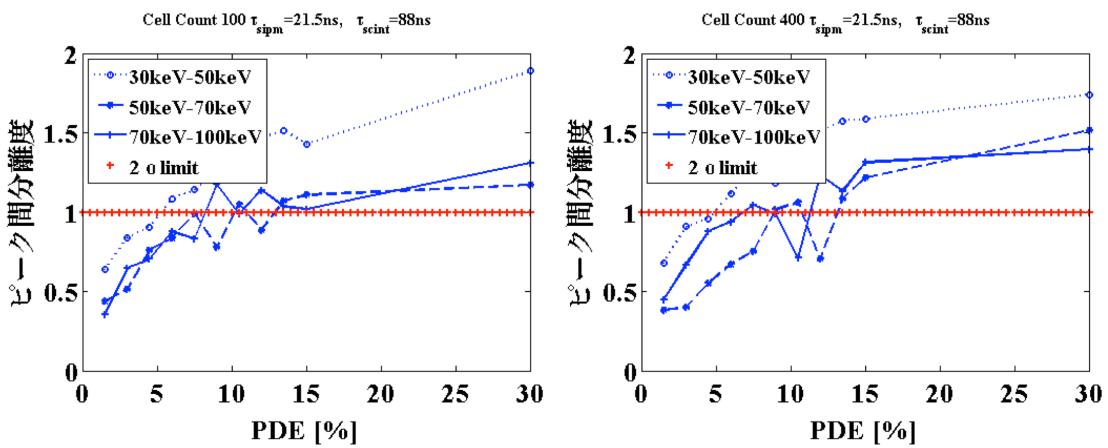


図 2.36 図 2.35 の条件下における, 各エネルギーピーク間の分離度の PDE 依存性の計算結果. 分離度は接線法に基づきピーク間距離が  $4\sigma$  (分布間重なり 2.3 % 以下) となる点を 1 とし, 赤点のデータで示している.

ルギーであり、縦軸が検出光子数である。また、図 2.33, 2.34 は各波長における PDE を図 2.31 の  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{10}$  にした場合の結果である。エネルギーが高くなるほど SiPM 上での光子の数え落としが増え、エネルギーに対する検出光子数の関係には飽和特性が見られる。セル数の増加は検出光子数の増加に貢献するが、その増加比率は必ずしもセル数の増加率に対して比例していない。とくに PDE が低くなるほど、セル数はマイクロセルの検出数にそれほど影響しないようになる。寧ろ検出光子数にはシンチレータと SiPM のリカバリータイムの関係が大きく影響しており、リカバリータイムが小さく、シンチレータの減衰時間が長い程、検出光子数が増加することが確認できる。一方で、長過ぎるシンチレータの減衰時間は検出システム全体の計数率を低下させるため現実的ではなく、長くても数 100 ns 程度のもので構成する必要があると考えられる。また SiPM についてもセルサイズは製造プロセスの制約等から 10  $\mu\text{m}$  程度まで縮小させることは現状難しいと考えられ、20 - 30  $\mu\text{m}$  角程度の設計でリカバリータイムを小さく設計することが重要となると考えられる。図 2.35 は、セルサイズ 25  $\mu\text{m}$  及びセル 12  $\mu\text{m}$  のものについて、同一のシンチレータの減衰時間 88 ns, SiPM のリカバリータイム 21.5 ns に固定した上で、PDE を変数としたマイクロセル検出数と入射 X 線エネルギーとの関係である。入射エネルギーは 30 keV, 50 keV, 70 keV, 100 keV の 4 種の単色 X 線を入射した際の振舞であるため、検出光子数も 4 つのピークが観測できることが望ましい。各エネルギーピーク間の分離度については米国薬局法 (USP) 接線法を利用した定量評価を行った。分離度  $R_s$  は 2 群の平均値を  $\mu_A$ ,  $\mu_B$ , 各群の分布標準偏差を  $\sigma_A$ ,  $\sigma_B$  とすれば、式 (2.55) に従い計算される。

$$R_s = \frac{\mu_A - \mu_B}{2(\sigma_A + \sigma_B)} \quad (2.55)$$

$R_s=1.0$  の分離度では、二群のピーク間距離は少なくとも分布の  $2(\sigma_A + \sigma_B)$  : 95% は分離されていることを示す。これは有意水準 5% として二群が同じ群に属するという帰無仮説が棄却される範囲に相当する。今回の解析条件においては、各エネルギーピーク間の分離度が全て  $R_s=1.0$  以上となったのは、PDE=13.5% 以上であったことを踏まえると、減衰時間 88 ns 程度のシンチレータの場合、PDE は 13-14% 程度、リカバリータイムは 20 ns 以下が一つの達成目標値であると考えられる。

## 2.4 SiPM と計測回路の集積技術の検討

SiPM の微細ピクセルアレイ化に伴う課題として、読み出し用信号処理の扱いが挙げられる。分解能及び計数率の向上のためには各チャンネルを個別に読み出し、処理する方が望ましい [66]。一方で、ピクセルサイズが小さくなると単位面積あたりの読み出し数は増加し、ミリオーダーピッチサイズの SiPM では 1-100 channel/cm<sup>2</sup> 程度の信号数であるのに対し、サブミリピッチの SiPM ではおよそ 100 倍の 100-10000 channels/cm<sup>2</sup> となる。スタンダードな読み出し方法としては、図 2.37 に示したような多チャンネル処理可能な集積回路 (Application Specific Integration Circuit : ASIC) を SiPM に接続し、並列処理するものがある。これは時間幅信号処理法 (Time over threshold) と呼ばれる、SiPM のパルスの波高値ではなく比較器出力のパルス幅からエネルギーを計測する方法に基づく ASIC である。パルス幅の測定は後段に接続する Field Programmable Gate Array (FPGA) 等を用いて可能であることから従来の多ビット値に変換する ADC を必要とせず、回路規模を抑えながら多チャンネルの処理が可能な ASIC を構成可能である。懸念事項としては、多チャンネルの SiPM 出力を ASIC と外部配線により接続する必要があるため、複数の検出器で大型のシステムを構築する場合には検出器-ASIC 間の配線が複雑化する点である。とくに SiPM 出力を外部に引き出す場合、図 2.38 に示すようなワイヤボンディングを行うが、これにはおよそ 100  $\mu\text{m}$  角程度の領域を必要とするため、将来的なチャンネル数の増加とともに有感領域が減少してしまう問題がある。従ってサブミリピッチ SiPM では、以降に示すよう

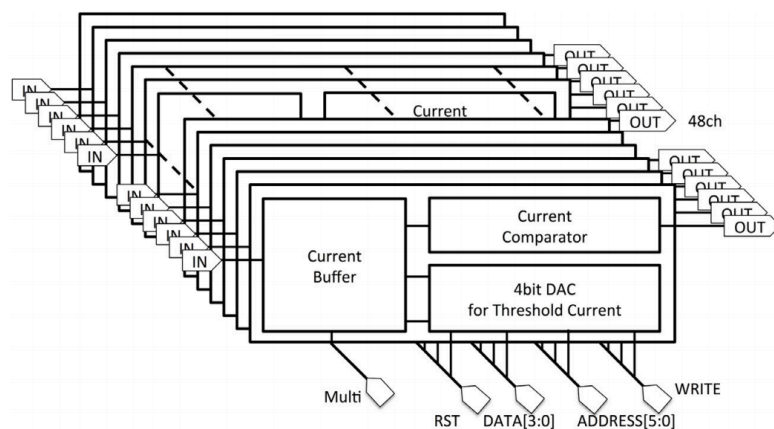


図 2.37 Time over threshold ASIC を用いた多チャンネル並列処理 [67]

な，出力信号数の増加を解決可能な計測システムが望ましく，計測回路と SiPM を集積させたモノリシックデバイスを構成する必要があると考えられる．

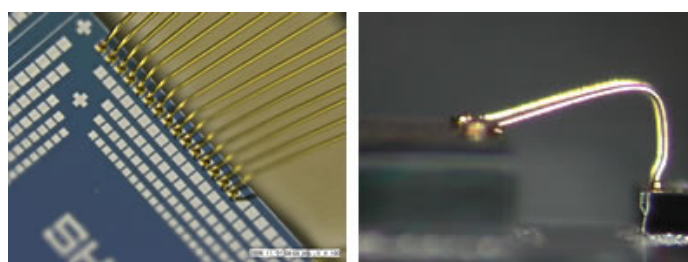


図 2.38 ワイヤボンディングによるチップ間配線 [68]

#### 2.4.1 Bulk-CMOS プロセスを用いたオンチップ集積（二次元）技術

現在様々な分野において，Complementary Metal Oxide Semiconductor -Single Photon Avalanche Diode (CMOS-SPAD) や Digital-SiPM とよばれる，SiPM とその信号処理用の CMOS 回路を一つのチップ上に集積したデバイスが登場し，応用に向けた研究が進められている．図 2.39 は Philips 社が開発した Digital SiPM の概要である．Digital SiPM にのマイクロセル出力には AD 変換がそれぞれついており，以降の処理をデジタル処理できるものとなっている．微弱光においても 1 光子レベルの信号のタイミングを検出でき，また回路仕様

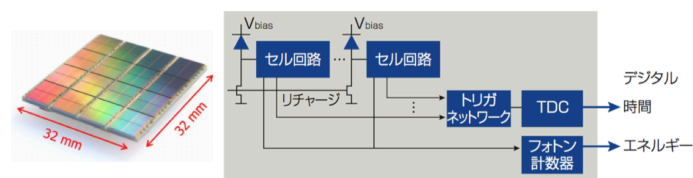


図 2.39 Philips 社製 Digital SiPM の概要 [69]

によつてはダークカウントノイズ等をデジタル的にトリミングできる等の高機能性を有することから、Time of flight Positron Emission Tomography や、LIDAR 等の測距分野といった、時間分解能の要求される応用分野への展開が目覚ましい。なかでもシンチレータと組み合わせた使用に向け、エネルギー弁別用の光子計数回路やタイミング測定用の Time digital converter (TDC) を内包した SiPM 等が注目されている。一方で図 2.40 に示すような従来の光検出器と回路を別々の領域に設計するシステムでは、各ピクセル内の開口率が減少する点があり、検出器領域への高電圧印加時に周辺トランジスタへの動作に影響しないような設計工夫をする必要が有る。また、マイクロセルの出力をデジタル情報として加算、処理するシステムは多ピクセル化に伴う消費電力の増加が著しく、発生する熱がセンサーの特性に影響しないよう冷やす必要が有る等、未だ解決すべき課題は多い。

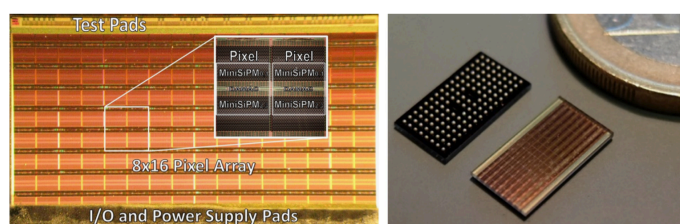


図 2.40 TDC および光子計数回路を有する SiPM[70]

## 2.4.2 Bump bonding 及び 貫通電極 (Through silicon via TSV) process を用いた三次元集積技術

上述した二次元集積技術では、読み出し信号処理部分が開口率を低下させる問題があったため、三次元的に SiPM と集積回路チップを特殊プロセスにより積層する技術を用いて開口率を改善する取り組みがある。図 2.41 は、浜松ホトニクスが提供する TSV-MPPC とよばれる SiPM で、貫通電極と呼ばれる数  $10\text{ }\mu\text{m}$  径のチップを貫通する縦配線が形成されている。

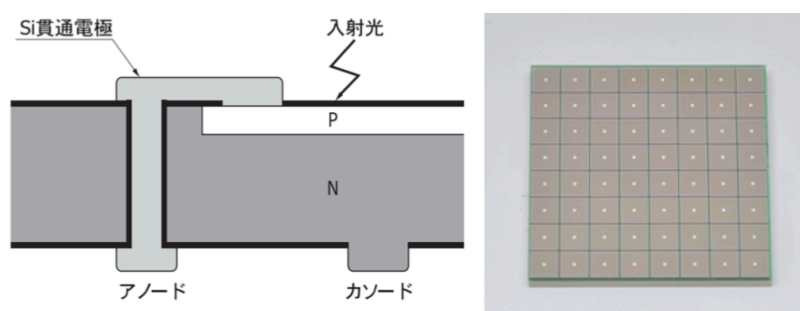


図 2.41 TSV プロセスを用いた SiPM[58]

TSV プロセスによる三次元集積技術は、複数の集積回路チップを三次元的に接続できることから、ムーアの法則に従う平面上の集積密度の限界を突破する手法として注目されている。加えて MEMS や異種材料のセンサー等を混載して多機能 LSI を実現できる等の利点もあり、今後の開発動向が期待されている。TSV 金属として使用される銅もしくはタングステン形成後、熱処理時にがウェハ内機械的応力が生じ、亀裂等が発生する

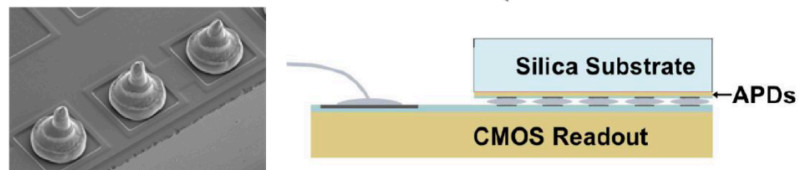


図 2.42 フリップチップボンディングプロセスを用いたチップ間三次元集積技術 [71, 72]

等の課題がある。TSV を用いることで LSI に発生する製造コストは TSV 加工コストとチップ接続コストに大別され、ほぼ 1 対 1 であり、低コスト化にはそれぞれを削減する必要がある [73]。TSV の加工プロセスにはトランジスタ形成後に TSV を作り込むビアミドル方式と、LSI 完成後のウェハ裏面を研削して TSV を作り込むバックサイドビア方式がある。前者は既存の Si プロセスを転用しやすい利点があるが、TSV 形成後に LSI 用多層配線層を形成するため、Chemical Mechanical Polishing (CMP) による平坦化プロセスが追加される必要があること等から工程数が増加してしまう課題がある [73, 74]。一方で後者は通常の LSI プロセス完成後に TSV 加工プロセスを行うため、各プロセスラインを切り離して行うことが出来る。CMP が必要とならないことから工程数も少ないが、裏面研削時の正確な位置合わせが必要となる等の課題がある。また TSV プロセスのみならず、TSV を行うためのウェハ薄化技術、図 2.42 に示すような TSV 間を接続するための微細金属マイクロバンプ（フリップチップボンディングプロセス）の形成、チップ間接続時の位置合わせ検証技術等、これまでの二次元集積技術にはない、新たなプロセス技術の開発の進展が鍵を握っており、製造歩留まりの改善も必要となる。

### 2.4.3 SOI-CMOS process を用いた三次元集積技術

Silicon on insulator (SOI) process とは、絶縁膜上の数 10nm 程度のシリコン薄膜 (SOI 層) にトランジスタ等のデバイスを構成する技術である。トランジスタチャネル部分の一部を空乏化させて使用する部分空乏型と、全て空乏化させる完全空乏型がある。図 2.43 に示すように Bulk CMOS デバイスでは MOS トランジスタがウェル層にて分離されるのに対し、SOI-CMOS ではトランジスタそれぞれが LOCOS(Local Oxidation of Silicon) 酸化膜によって完全に分離され、また Si 支持基盤と各トランジスタも埋め込み酸化膜 (Buried Oxide: BOX) によって完全分離されている。商用化されている SOI 基板の製造方法として、SIMOX(Separation by

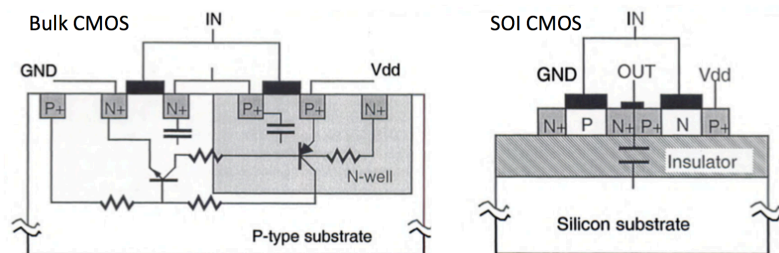


図 2.43 Bulk-CMOS と SOI-CMOS の比較 [75]

Implanted Oxygen) 及び張り合わせ SOI(BE-SOI: Bonded and Etched SOI) がある。SIMOX では単結晶 Si 基板に 10 の 17–18 乗個/cm<sup>3</sup> 程度の酸素イオンを注入し、高温熱処理を加え、Si 基板中に埋め込み酸化膜を形

成させることで SOI 構造を実現する。一方で張り合わせ SOI では、Si 基板の一枚もしくは二枚の両方に熱酸化膜を形成させた後、張り合わせを行った上の一方を研磨、薄膜化して SOI 構造を作るものである。従来 SOI プロセス自体は三次元集積技術を目的として開発されたわけではなく、以下に挙げるような恩恵によりトランジスタの高速性および低消費電力性を実現するためのものであった。

- オフリーク電流を増加させずに閾値電圧を低く設定できるため、低電圧動作が可能で、トランジスタのスイッチング速度に関係するサブスレシヨルドファクターを改善する（S 値を低減させる）ことができる。
- トランジスタのドレイン及びソース部の Si 支持基板との接合容量は、Bulk-CMOS 構造と異なり、基板の場合厚い埋め込み酸化膜を介した容量となるため、出力回路における負荷容量が低減され、高速動作および低消費電力性を有するデバイス開発が可能である。とくに高周波動作における信号伝達損失の低減が期待できる。
- LOCOS によって完全分離された構造は、基板を介したトランジスタ素子間のクロストークを低減できる。
- 薄い SOI 層にトランジスタを形成するため、荷電粒子による放射線損傷の影響に対して耐性が向上する。

近年では、上記の回路的恩恵に加えて、図 2.44 に示すように従来トランジスタのバックバイアス電圧を与えるためだけに使用していた Si 支持基板にセンサーを構成することで、センサーと読み出し回路の三次元集積を実現する試みがある。支持基板を低抵抗基板に変更することで高電圧を印加することが可能であり、裏面照射構造による開口率の増加等の利点がある。上記の回路的な恩恵により、通常バルク CMOS によるセンサーに比べ 10-20% 程度の高速化や 30% 程度の消費電力抑制効果が見込めることも報告されている。

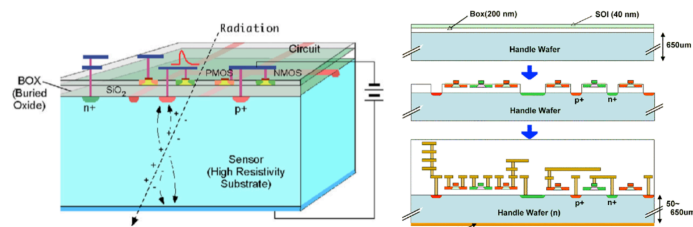


図 2.44 SOI ウェハを使用した検出器と読み出し回路の三次元集積 [18, 76]

これらの観点から、本研究ではこの SOI プロセスによる三次元集積技術に着目し、読み出し回路も含めた高機能性を有する新たな SiPM を開発することを目的とした。既に SOI 技術を用いた光センサ開発はいくつか存在していることを考慮し、以降に先行研究の紹介および本研究アプローチとの関係を紹介する。

## SOI-SPAD

オランダ・デルフト工科大学の Edoardo Charbon 等のグループは、SOI-SPAD とよばれる、マイクロセル単体を SOI 層に形成したデバイスの開発を行っている。図 2.45 に示すように BOX 層をエッチングストップとして wafer 薄化を行うものである。1  $\mu\text{m}$ –2  $\mu\text{m}$  の不感層厚みにより裏面照射でも可視光域に感度をもたせることが可能であり、すでにデバイス開発、評価段階である。薄いデバイスが形成可能であるため、柔軟な素





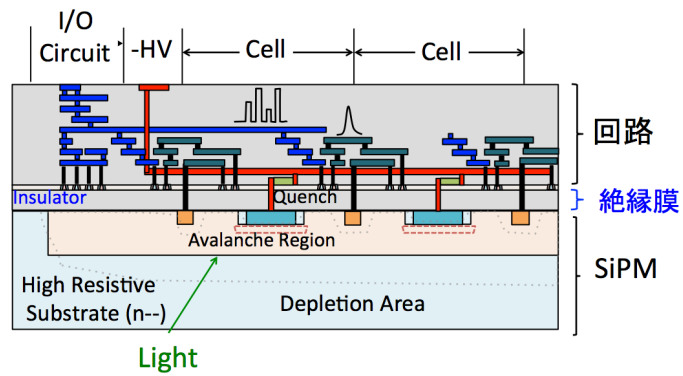


図 2.47 SOI 技術を用いた SiPM と信号処理回路の三次元集積

insulator-CMOS (SOI-CMOS) プロセスを利用した SiPM と信号処理回路の集積化に挑戦した。SiPM の性能として求められるリカバリータイム 20 ns 以下かつ PDE を 13 % 以上を実現可能かどうかを評価しながら、計数型パルス処理回路を集積させ、高速計数可能なフォトンカウンティング CT 用のデバイス開発を目指した。



## 第 3 章

# 数値計算を用いた SiPM 構造の検討

本章ではまず SOI プロセスで SiPM 実現が必要であることを考慮し、半導体の基礎理論を述べた上で、実際にシミュレーションを通じた解析や試作結果を通じて得た SOI-SiPM の構造に関する設計方針を要説する。

### 3.1 SiPM の原理

#### 3.1.1 PN 接合

2 章 1 節で説明したように、原子核軌道上において電子は K 殻、L 殻、M 殻といった不連続なエネルギー準位のもとに束縛された状態にある。SiPM の検出対象とする可視光についても、光子という点では X 線と同じであるが、波長が 380 nm-750 nm 程度に分布しており、エネルギーとしては 1.65 eV - 3.26 eV 程度しかない。従って K 殻等内殻の軌道電子と相互作用する X 線とは異なり、可視光はその殆どが検出器を構成する物質原子の最外殻軌道電子との相互作用として説明される。一般には原子殻軌道上で電子が束縛されるエネルギー帯を半導体物理では価電子帯と呼び、またこの軌道上から外れ、自由電子として振る舞う連続的なエネルギー帯を伝導帯と呼ぶ。図 3.1 に示すように、価電子帯と伝導帯の間はバンドギャップもしくは禁制帯とよばれ、電子が持ちえないエネルギー準位を含んでいる。また価電子帯において電子の欠けた準位、つまり原子核最外殻軌道上の電子の空孔部分は、近傍の電子に対して引きこむ力を有するため、電子とは逆の極性を持った電流寄与成分として正孔と定義される。SiPM 等半導体光検出器を構成する PN ダイオードではアクセプタと

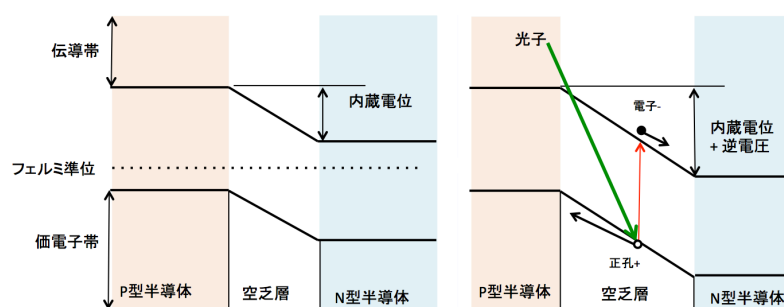


図 3.1 半導体内におけるエネルギー準位の模式図

呼ばれる正に帯電した不純物原子を多く含んだ P 型半導体と、ドナーと呼ばれる負に帯電した不純物原子を多く含んだ N 型半導体が結合された状態にある。このアクセプタ、ドナーの存在は各半導体の熱平衡状態にお

ける価電子帯および伝導体における電子，正孔密度を変動させている．一方で外部からエネルギーが与えられていない状態（逆方向電圧を印加していない状態）においては，電子密度と正孔密度が釣り合うエネルギー準位（フェルミ準位）は，PN 接合を通して一定となっている．従って PN 接合面では，全体のフェルミ準位が等しくなるように価電子帯と伝導帯のエネルギー準位が連続性をもって変化しており，PN 接合の両端は内蔵電位と呼ばれる固有の電位差が生じることとなる．ドナーの電子はアクセプタへと供与され，N 型半導体のドナーは電子の不足した正の空間電荷として，また P 型半導体のアクセプタは電子が供与された状態の負の空間電荷として広がり，PN 接合面においては空乏層と呼ばれる高抵抗領域が形成されている．PN ダイオードはこの空乏層を介した容量としてみる事ができる．

フォトダイオードはこの PN ダイオードに逆方向電圧（N 型半導体側の電圧が P 型半導体の電圧より高くなるような電圧）を印加して用いる検出器である．逆方向電圧を印加すると PN 接合部の空乏層における電子，正孔密度は逆方向電圧によって生じた電位分布にもとづいた分布となる．図 3.1 に示すようにフェルミ準位はもはや P 型半導体と N 型半導体では等しくならず，PN 接合面に広がる空乏層には，内蔵電位と逆方向電圧に基づく電位差が生じる．高濃度の N 型半導体と低濃度の P 型半導体で構成された片側階段接合を考える．N 型半導体の不純物濃度を  $N_d$ ，P 型半導体の不純物濃度を  $N_a$  とする．接合面の位置を  $x = 0$  として P 型半導体側を正，N 型半導体側を負の方向として定義し，N 型半導体側への空乏層の広がり幅を  $W_n$ ，P 型半導体側への空乏層の広がり幅を  $W_p$  とおく．空乏層内では N 型半導体から供与される電子数（イオン化したドナーの数）と P 型半導体に供与された電子数（イオン化したアクセプタの数）が釣り合っていることから

$$N_d W_n = N_a W_p \quad (3.1)$$

である．空乏化した領域の空間電荷量  $\rho(x)$  は素電荷  $q = 1.6 \times 10^{-19}$  [C] を用いて

$$\rho(x) = qN_d \quad : -W_n < x < 0 \quad (3.2)$$

$$\rho(x) = -qN_a \quad : 0 < x < W_p \quad (3.3)$$

任意の点における電位（ポテンシャル）を  $\phi$  とおけば，ポアソン方程式により  $\phi$  の二回微分がシリコンの誘電率で式 (3.2),(3.3) を除した空間電荷密度として表される．シリコンの比誘電率を  $\epsilon_{si}$ ，真空中の誘電率を  $\epsilon_0$  とすると，

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{si}\epsilon_0} \quad (3.4)$$

式 (3.2),(3.3) より

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{qN_d}{\epsilon_{si}\epsilon_0} \quad : -W_n < x < 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{qN_a}{\epsilon_{si}\epsilon_0} \quad : 0 < x < W_p \quad (3.6)$$

また空乏層内の電界強度  $E(x)$  の分布はポテンシャルの 1 階微分として表される．

$$E(x) = \frac{d\phi}{dx} = \int -\frac{qN_d}{\epsilon_{si}\epsilon_0} dx \quad : -W_n < x < 0 \quad (3.7)$$

$$E(x) = \frac{d\phi}{dx} = \int \frac{qN_a}{\epsilon_{si}\epsilon_0} dx \quad : 0 < x < W_p \quad (3.8)$$

空乏層端での電界強度の境界条件

$$E(-W_n) = 0 \quad (3.9)$$

$$E(W_p) = 0 \quad (3.10)$$

を考慮すれば,

$$E(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_{si}\epsilon_0}(x + W_n) \quad : -W_n < x < 0 \quad (3.11)$$

$$E(x) = \frac{qN_a}{\epsilon_{si}\epsilon_0}(x - W_p) \quad : 0 < x < W_p \quad (3.12)$$

空乏層内の電位分布は電界強度の積分値として表される

$$\phi(x) = \int E(x)dx \quad (3.13)$$

N 型半導体側に正の逆電圧  $V$  を印加している状況を仮定すれば, 電位の空乏層端での境界条件は

$$\phi(-W_n) = V \quad (3.14)$$

$$\phi(W_p) = 0 \quad (3.15)$$

となることから, 空乏層内での電位分布は

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int -\frac{qN_d}{\epsilon_{si}\epsilon_0}(x + W_n)dx \\ &= -\frac{qN_d}{2\epsilon_{si}\epsilon_0}(x + W_n)^2 + V \quad : -W_n < x < 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int \frac{qN_a}{\epsilon_{si}\epsilon_0}(x - W_p)dx \\ &= \frac{qN_a}{2\epsilon_{si}\epsilon_0}(x - W_p)^2 \quad : 0 < x < W_p \end{aligned} \quad (3.17)$$

また, PN 接合面 ( $x = 0$ ) における電位の連続性から,

$$-\frac{qN_d}{2\epsilon_{si}\epsilon_0}W_n^2 + V = \frac{qN_a}{2\epsilon_{si}\epsilon_0}W_p^2 \quad (3.18)$$

式変形により

$$N_d W_n^2 + N_a W_p^2 = \frac{2\epsilon_{si}\epsilon_0 V}{q} \quad (3.19)$$

ここで, 式 (3.1) より

$$W_p(W_n + W_p) = \frac{2\epsilon_{si}\epsilon_0 V}{qN_a} \quad (3.20)$$

$N_d \gg N_a$  の片側階段接合において, N 型半導体側への空乏層広がり  $W_n$  が P 型半導体側への空乏層広がり  $W_p$  に比べて無視できる程狭い ( $W_n \ll W_p$ ) と仮定すれば, 全空乏層幅  $W$  は

$$\begin{aligned} W &= W_n + W_p \\ &\simeq W_p \end{aligned} \quad (3.21)$$

従って式 (3.20) は

$$W^2 = \frac{2\epsilon_{\text{si}}\epsilon_0 V}{qN_a} \quad (3.22)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{\text{si}}\epsilon_0 V}{qN_a}} \quad (3.23)$$

以上より片側階段接合における空乏層幅は、低濃度側の不純物濃度の平方根に反比例し、印加電圧の平方根に比例することがわかる。空乏層内で光によって生じた電子正孔対はキャリアと呼ばれ、式 (3.16),(3.17) に従うポテンシャル分布に沿って移動（ドリフト）し収集される。ドリフトのしやすさを移動度と呼び、シリコン中の電子移動度  $\mu_e$  および正孔移動度  $\mu_h$  はそれぞれおよそ  $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  程度であり、電子の方が約 3 倍高い。したがって空乏層内位置  $x$  における電子および正孔のドリフト速度  $v_e(x)$ ,  $v_h(x)$  は移動度と電界強度の積として与えられる。

$$v_e(x) = \mu_e E(x) \quad (3.24)$$

$$v_h(x) = \mu_h E(x) \quad (3.25)$$

式 (3.24),(3.25) に従い、キャリアは収集過程で空乏層内の内部電界の強まりによって加速されるが、電界強度が高くなってくると結晶格子との散乱頻度が増加し、速度が飽和してくる。さらに電界強度が上がると、散乱を免れたキャリアがより大きなエネルギーを持って結晶格子と散乱する事象が起こる。この衝突時に与えるエネルギーがイオン化エネルギーを超える場合、新たな電子正孔対が生成されることとなり、これを衝突電離もしくはインパクトイオン化と呼ぶ。衝突電離が起こり始める電界強度は材料に依存し、Silicon の場合には  $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$  程度である [80]。図 3.2 に示すように、Avalanche Photo Diode は通常数 100V もの高い逆方向電圧によって、連続的なインパクトイオン化による電子正孔対を生成させ、光によって生じたプライマリキャリアを雪崩（アバランシェ: Avalanche）的に増倍させる光検出器である。アバランシェ時の単位距離あた

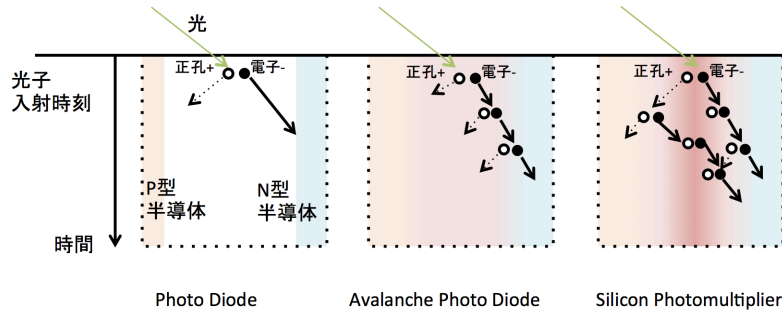


図 3.2 Avalanche による内部増幅機構の模式図

りの衝突電離による電子正孔対生成数をイオン化率と呼び、電子のイオン化率  $\alpha$ 、正孔のイオン化率  $\beta$  それぞれが定義される。電界強度を  $E$ 、電子のイオン化率を決定する係数を  $a_e, b_e$ 、正孔のイオン化率を決定する係数を  $a_h, b_h$  とすれば位置  $x$  における電界に対する  $\alpha$  および  $\beta$  の依存性は式 (3.26),(3.27) のように表される。

$$\alpha(x) = a_e \exp\left(-\frac{b_e}{E(x)}\right) \quad (3.26)$$

$$\beta(x) = a_h \exp\left(-\frac{b_h}{E(x)}\right) \quad (3.27)$$

これらイオン化率は検出器に用いる材料にも依存する関数であるが、その振舞を決定する係数  $a_e, b_e, a_h, b_h$  は実験的に得られた値をもとに決定され様々なモデルが存在する。式 (3.28),(3.29),(3.30) に示す van-Overstraeten モデルは各係数  $a$  および  $b$  に光学フォノンエネルギー  $\hbar\omega_{\text{op}}$  の温度依存性を考慮した関数  $\gamma$  を導入したもので、今日の半導体シミュレーションのアバランシェモデルとして使用されることも多い。

$$\alpha(x) = \gamma a_e \exp\left(-\frac{\gamma b_e}{E(x)}\right) \quad (3.28)$$

$$\beta(x) = \gamma a_h \exp\left(-\frac{\gamma b_h}{E(x)}\right) \quad (3.29)$$

with:

$$\gamma = \frac{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{\text{op}}}{2kT_0}\right)}{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{\text{op}}}{2kT}\right)} \quad (3.30)$$

$T_0, T$  はそれぞれ、室温 (300 K) 及び測定環境の温度を示す。実験的に得られている各係数の値は  $\hbar\omega_{\text{op}} = 0.063$  eV 及び表 3.1 に示す通りであり、電界強度  $4 \times 10^5$  V/cm を境に正孔の衝突イオン化係数のモデルが変わる [81].

表 3.1 van-Overstraeten モデルの係数

電界強度	$a_e$ [/cm]	$b_e$ [V/cm]	$a_h$ [/cm]	$b_h$ [V/cm]
$1.75 \times 10^5 - 4 \times 10^5$	$7.03 \times 10^5$	$1.231 \times 10^6$	$1.582 \times 10^6$	$2.036 \times 10^6$
$4 \times 10^5 - 6 \times 10^5$	$7.03 \times 10^5$	$1.231 \times 10^6$	$6.71 \times 10^6$	$1.693 \times 10^6$

式 (3.27) に示したように、電界強度が強くなると、電子に加え移動度の低い正孔もイオン化エネルギー以上のエネルギーを持つようになり、正孔の衝突イオン化にもとづく電子正孔対の生成も行われる。図 3.2 右部に示した状態であり、正孔も含めて増幅因子となることから電子増幅に比べ非常に高い増幅率を得られるが、増幅が収束しないガイガー状態となる。降伏電圧以上の電圧で急激に電流が増えるのはこのためであり、SiPM はこの降伏電圧以降のガイガー領域で動作させる APD とみなすことができる。ガイガー領域の振舞としては、光もしくは熱等によって生じた電子及び正孔がガイガー増幅を引き起こす確率として、アバランシェ確率もしくはガイガー効率と呼ばれる指標が定義されている。空乏層内での位置  $x$  における電子及び正孔のガイガー効率を  $P_e(x), P_h(x)$  とすれば、位置  $x$  における全ガイガー効率  $P_{\text{pair}}$  は電子もしくは正孔をトリガーとしてガイガー増幅しない事象を全事象から差し引いた、式 (3.31) のようになる。

$$\begin{aligned} P_{\text{pair}}(x) &= 1 - (1 - P_e(x))(1 - P_h(x)) \\ &= P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x) \end{aligned} \quad (3.31)$$

ここで、位置  $x$  から微小変位量  $\delta x$  移動した位置  $x + \delta x$  におけるガイガー効率へと展開するため、微小変位量に対するガイガー効率への影響因子を以下のように定義する [82]。まず電子についてみれば、

- 位置  $x$  まで移動した電子がガイガー増幅を引き起こす事象。これは位置  $x$  におけるガイガー効率  $P_e(x)$  と等価である。

- 位置  $x$  から  $x + \delta x$  までの微小距離間の移動時に衝突イオン化が起こる事象。これは式 (3.28) の電子の衝突イオン化係数及び式 (3.31) による衝突イオン化による電子正孔対生成が起こる確率を用いて  $\alpha(x)\delta x P_{\text{pair}}(x)$  として表される。

従って、空乏層内での位置  $x + \delta x$  における電子のガイガー効率は、位置  $x$  もしくは微小距離  $\Delta x$  でガイガー増幅しない事象を全事象から差し引いた、式 (3.32) のようになる。

$$\begin{aligned}
P_e(x + \Delta x) &= 1 - (1 - P_e(x))(1 - \alpha(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x)) \\
&= P_e(x) + \alpha(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x) - P_e(x)\alpha(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x) \\
&= P_e(x) + \alpha(x)\Delta x [P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)] \\
&\quad - P_e(x)\alpha(x)\Delta x [P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)]
\end{aligned} \tag{3.32}$$

正孔についても同様に、式 (3.29) の正孔の衝突イオン化係数及び式 (3.31) を用いて

$$\begin{aligned}
P_h(x + \Delta x) &= 1 - (1 - P_h(x))(1 - \beta(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x)) \\
&= P_h(x) + \beta(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x) - P_h(x)\beta(x)\Delta x P_{\text{pair}}(x) \\
&= P_h(x) + \beta(x)\Delta x [P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)] \\
&\quad - P_h(x)\beta(x)\Delta x [P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)]
\end{aligned} \tag{3.33}$$

式 (3.32) より、微小距離間  $\Delta x$  での電子のガイガー効率の変位量は、

$$\begin{aligned}
\frac{dP_e(x)}{dx} &= \frac{P_e(x + \Delta x) - P_e(x)}{\Delta x} \\
&= (1 - P_e(x))\alpha(x)[P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)]
\end{aligned} \tag{3.34}$$

正孔についても同様に、式 (3.33) より、微小距離間  $\Delta x$  での正孔のガイガー効率の変位量は、正孔の移動方向は電子と逆向きであることを考慮し、

$$\begin{aligned}
\frac{dP_h(x)}{dx} &= \frac{P_h(x) - P_h(x + \Delta x)}{\Delta x} \\
&= -(1 - P_h(x))\beta(x)[P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)]
\end{aligned} \tag{3.35}$$

以上より、空乏層内の電子及び正孔のガイガー効率の分布は式 (3.34),(3.35) に従う 1 階の微分方程式に従う。空乏層端の境界条件として、

$$P_e(0) = 0 \tag{3.36}$$

$$P_h(W) = 0 \tag{3.37}$$

を考慮し、また  $x = 0$  における正孔のガイガー効率の初期値については  $P_h(0) = 0.1$  とした繰り返し計算によって解くことができる [82].

## 3.2 TCAD を用いた解析と SiPM の試作

設計及び試作は図 3.3 に示すフローチャートに従って行った。TCAD とは、Technology Computer Aided Design の略称であり、半導体デバイスの製造過程を検証するためのプロセスシミュレーションと電流電圧特性や電界強度の分布等の動作解析のために行うデバイスシミュレータに分かれる。本研究においても TCAD のプロセス、デバイスシミュレータを用いて製造プロセスの再現及びデバイス動作の解析を行い、得られた知

見をもとに製造用マスクレイアウトの設計を行っている。なおマスクレイアウト設計には東京大学大規模集積システム設計教育研究センター（VDEC）が有する Cadence 製レイアウトエディター及び回路シミュレータ Virtuoso のライセンスを利用した。設計したマスクレイアウトは国内で SOI プロセスによるチップ委託製造を受け持つ Lapis semiconductor 社に提出し、チップの製造を行う。チップの製造にはおよそ半年程度かかることから、その間に PCB 基板エディターである Eagle（Autodesk 社製ソフトウェア）を利用してチップ評価用の読み出し基板の設計を行っている [83]。PCB 基板の設計データについても国内の製造に依頼して製作した。チップ納品後はワイヤーボンディングやダイボンディングと呼ばれる読み出し基板とチップ間の配線実装を委託もしくは自身の手によって行い、各種性能評価等を進め、次の設計に反映させる。図 3.4 は本研究において製作したチップの全てを年代ごとに配置したものである。SOI プロセスによる SiPM の性能評価の比較として、標準プロセスによる SiPM も KETEK に依頼して製作している。SOI プロセスについては設計から評価まで自身の手で行うが、標準プロセスの SiPM についてのセンサーデザインについては KETEK が行い評価のみを自身が担当した。SiPM 試作にあたり複数のチップがあることから、チップの名称を年代順に SOI-SiPM, SOI-APD, SOI-SiPM2, SOI-SiPM3, SOI-SiPMPIX として定義する。チップごとにサイズが異なるが、全てチップ内に複数の構造を有する SiPM もしくは APD、回路等が配置された Test Element Group (TEG) チップとなっている。開発初期に試作した SOI-SiPM および SOI-APD は主にセンサー構造や特性評価を主目的としたチップ設計となっており、SOI-SiPM はクエンチ抵抗付きの素子が、SOI-APD にはクエンチ抵抗なしの素子をそれぞれ多く配置している。SOI-SiPM の評価結果からセンサーの増幅特性を確認し、2017 年に設計した SOI-SiPM2 ではピクセルアレイ化を行った。また SOI-SiPM3 では回路要素および性能改善に向けた素子を、最後の SOI-SiPMPIX ではフォトンカウンティング CT にむけた SiPM と計数型読み出し回路をモノリシックに接合させたピクセルイメージャーの設計を行っている。本項ではまず初期に試作したチップ SOI-SiPM 及び SOI-APD の評価結果から得られた知見について TCAD によるシミュレーション結果を含めて記述する。

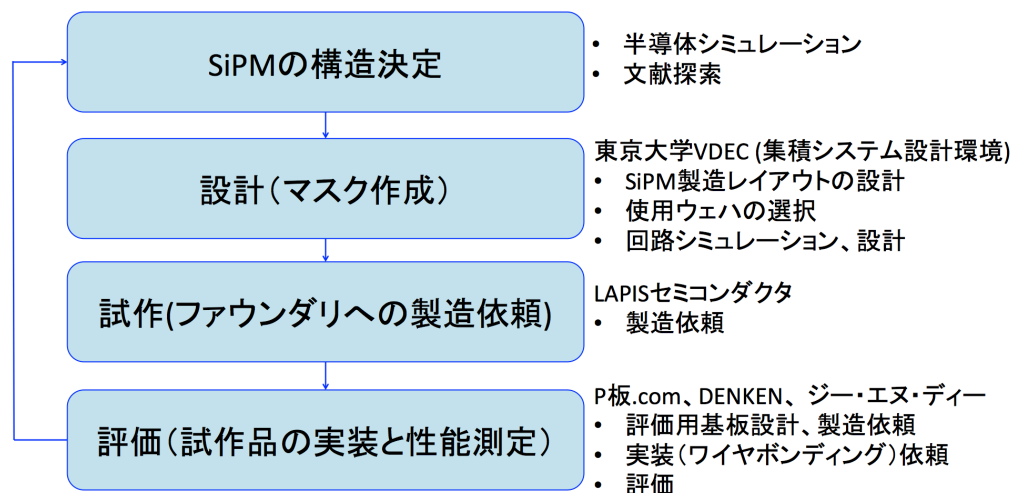


図 3.3 SiPM 試作フローチャート

SiPM や SPAD を CMOS プロセス上で開発する試みは既に幾つかの研究グループにより報告されているが、そのセンサー構造の多くは図 2.46 に示したような高濃度不純物拡散層とウェルと呼ばれる比較的低濃度の拡散層をドーピングプロセスによって挿入することで入射面近くに PN 接合を構築、100 V 以下の比較的低い降

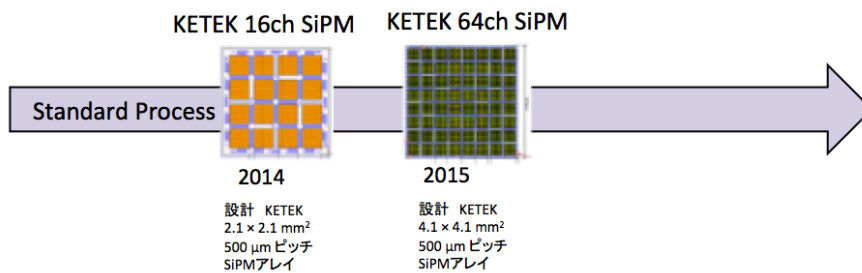
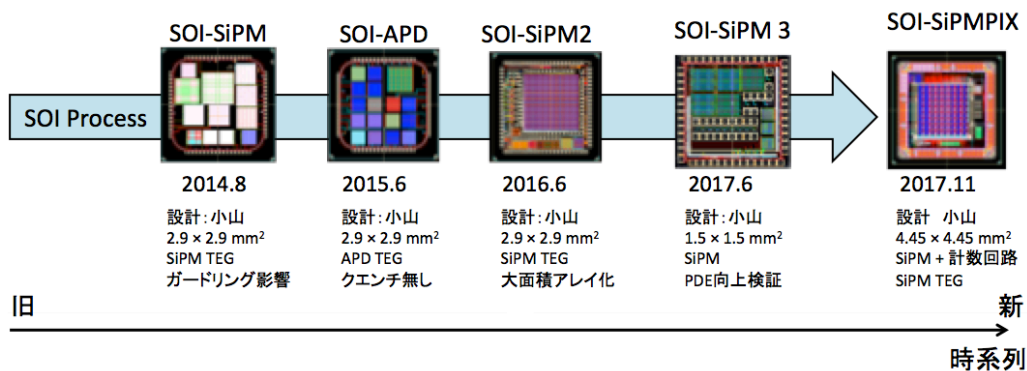


図 3.4 SiPM 試作チップ一覧

伏電圧でガイガー降伏を実現させるものである [84, 85, 86, 87]. 本研究でも通常の CMOS プロセス同様の不純物ドーピングプロセスを有することから, 先行文献同様の構造を採用している. 一方で製造プロセスや基板の違いを考慮し, SOI ウェハ上で SiPM を形成する初期検討として TCAD による一次元シミュレーションを行った. 図 3.5 上はシミュレーション時の一次元構造である. 図 3.5 下に載せた Well 深さ方向の不純物濃度分布を考慮し, シミュレーションはおよそ 2.5 μm 程度の範囲に設定, 高濃度拡散層である N+ 層と P well 層で形成する PN 接合面のデバイス挙動の解析を行っている.

図 3.6 は N 側に正の電圧を印加した際の電流電圧特性のシミュレーション結果である. 試作に用いるプロセスマスクで PN 接合を構成した場合, 本解析条件では接合耐圧としての降伏電圧は 48-50 V 程度の間に位置した. 図 3.7 は降伏電流が流れ始めた電圧 48.5 V におけるデバイス内部の電界強度, 衝突イオン化係数, アバランシェ確率 (ガイガー効率) の分布である. 横軸の深さ方向は図 3.5 に対応している. 衝突イオン化係数については式 (3.28),(3.29) に述べた van-Overstraeten モデルによって計算しており, 確認のため手計算による結果をシミュレーション結果とともに載せている. アバランシェ確率についても, TCAD で計算したイオン化係数および手計算の値それぞれについて, 式 (3.32),(3.33) の微分方程式の繰り返し計算により算出した. 結果より, 表面より 0.25 μm 程度の深さの位置が最も電界強度および, 衝突イオン化係数が高くなっていることが確認できる.

次に, シミュレーションを二次元へと拡張するため, 平面的なセンサー構造について検討した. 二次元シミュレーションへの展開にあたり考慮すべき次項として, PN 接合端におけるエッジブレイクダウンがある. エッジブレイクダウンとは, 図 3.8 に示すような PN 接合端部等の濃度分布形状が湾曲している狭い範囲に電界が集中してしまうと, 局所的な衝突イオン化生成電流だけでなく, バンド間トンネリング由来の生成成分も増加するため, 比較的低い印加電圧においても降伏電流が生じてしまう. 図 3.5 で示した一次元シミュレーションで示した降伏電圧は, 接合面が平面状であるという仮定のもとに行われている. P-well 部分の不純物濃



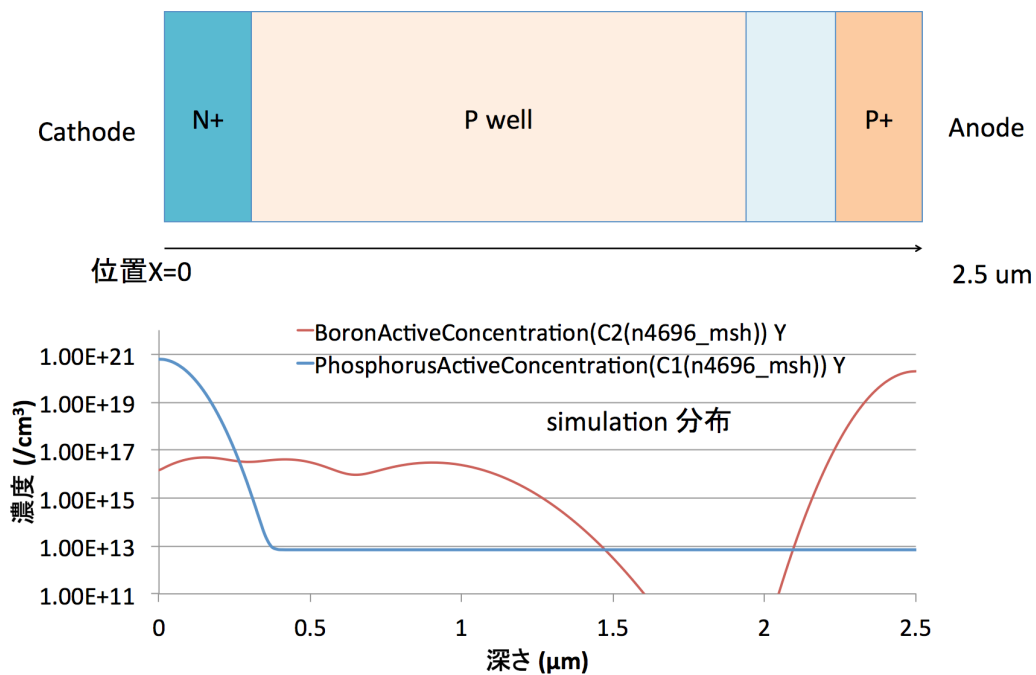


図 3.5 一次元シミュレーション設定構造

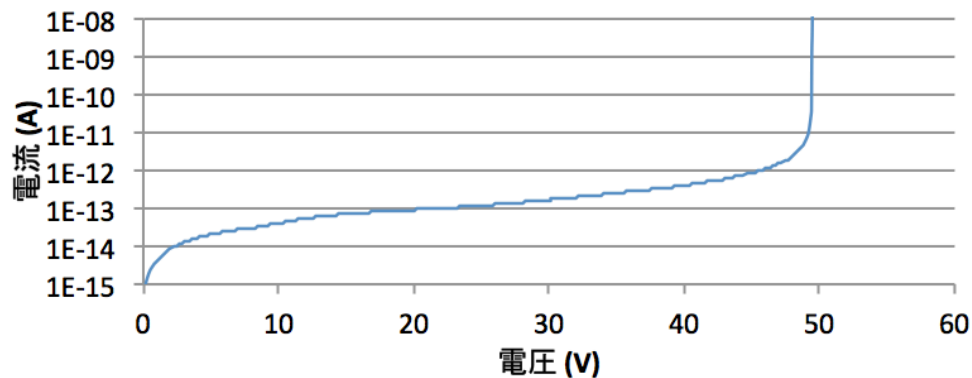


図 3.6 一次元構造における電流電圧特性シミュレーション結果

度のオーダーが  $1 \times 10^{16} / \text{cm}^3$  である場合、平面部での降伏電圧はおよそ 30 V から 50 V の間に分布すると考えられるが、接合端部での曲面性を考慮すると降伏電圧は 10 V から 20 V 程度で降伏してしまうことが確認できる。SiPM では光によって生じたキャリアの増幅時の位置依存性を少なくするために、PN 接合面には均一で強い電場形状が広がっていることが望ましい。またバンド間トンネリングによる生成電流は後に述べるダークカウントとよばれる雑音信号の生成率に影響してしまうことから、エッジブレイクダウンの抑制は不可欠であるといえる。このエッジブレイクダウンの抑制には、PN 接合端部での不純物濃度勾配を緩やかにする追加の well を形成するためのガードリングと呼ばれる構造の導入が望ましいとされている。本試作において

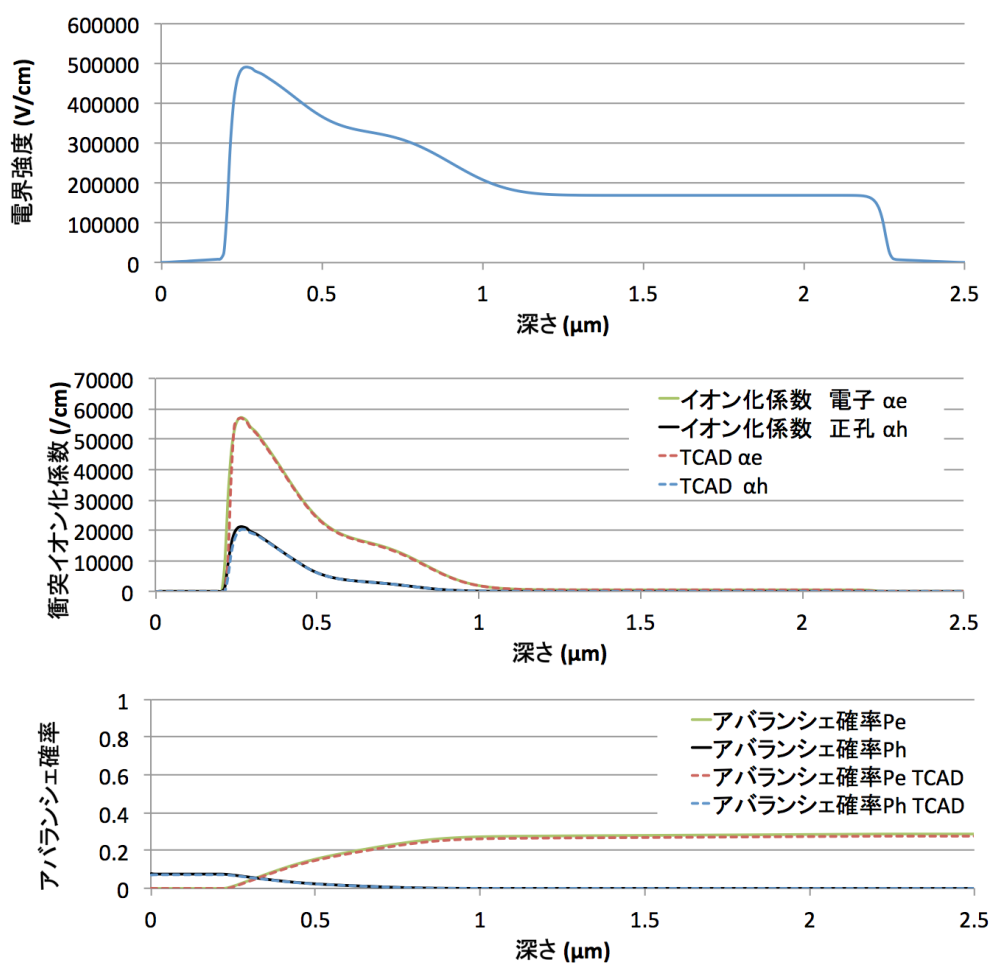


図 3.7 電界強度，インパクトイオン化係数，アバランシェ確率分布のシミュレーション結果 すべて印加電圧 48.5 V における値

もガードリング構造の導入を検討し，その効果について TCAD および試作品の評価を通じて検証した．検証にあたり図 3.9 に示すようなガードリングの有無を考慮した構造を設計した．また図 3.9 の PIX 及び GPIX について，マイクロセルサイズや高濃度不純物ドーピング層（N+ 層）のサイズおよびガードリング厚を変えた検証用チップ（SOI-SiPM）の設計試作を行っている．表 3.2 は設計した素子の一部についてサイズをまとめたものである．

表 3.2 レイアウトサイズ

	PIX1	PIX2	PIX3	GPIX1	GPIX2
N+ size [μm]	6.84	6.84	13.4	6.84	6.84
Microcell size [μm]	18	26	26	18	18
Guard ring thickness [μm]	-	-	-	1.58	3

図 3.10 はシミュレーションによる電場構造である．ガードリング無しの構造では PN 接合端部に電場が集中しており，18 V 程度で降伏してしまったのに対し，ガードリングの有る構造では PN 接合端部に集中して

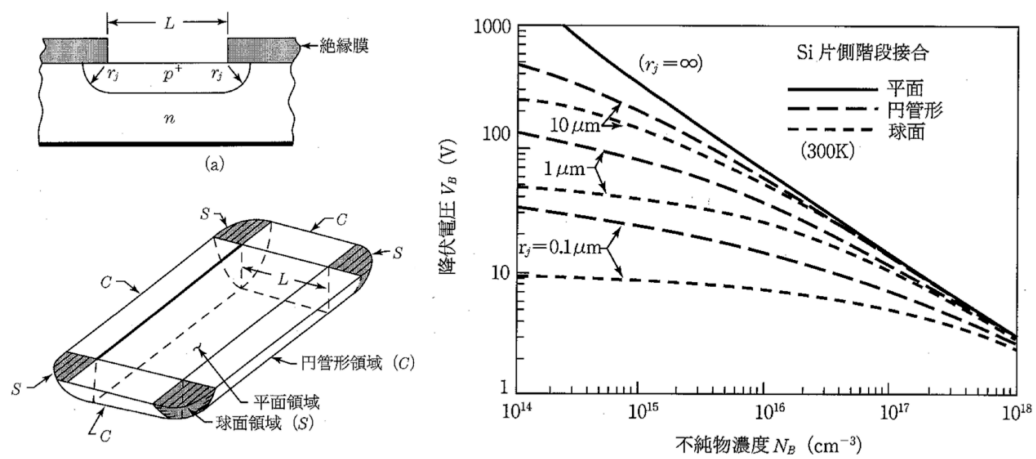


図 3.8 PN 接合端部曲面の曲率半径と降伏電圧の関係 [80]

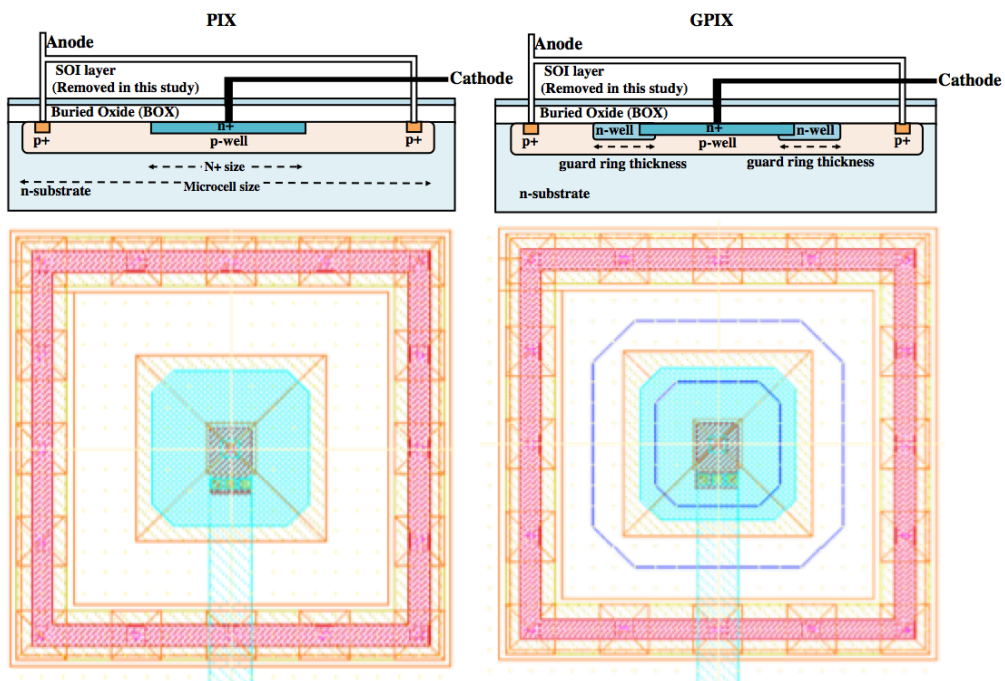


図 3.9 マイクロセル断面構造及び設計レイアウト

いた電場が緩和され降伏が抑えられることを確認した。

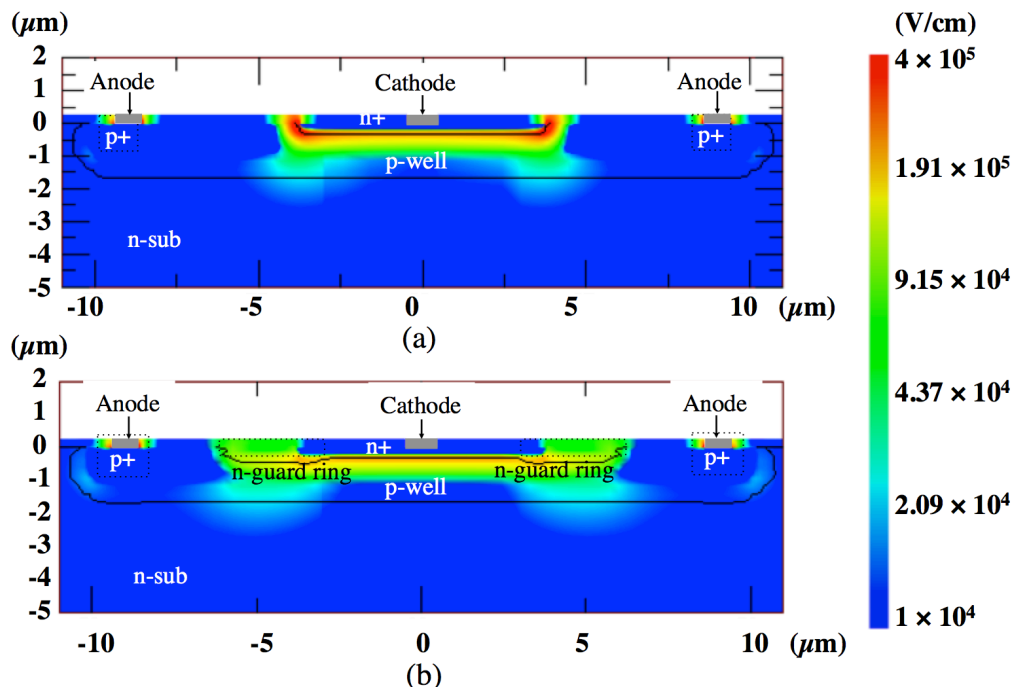


図 3.10 TCAD を用いた n 型基板 (FZN ウェハ) における電場形状のシミュレーション結果. 両構造とも印加電圧 18 V における電場形状. (a) ガードリング無しの構造: 表 3.2 内 PIX1 に該当, (b) ガードリング有りの構造: 表 3.2 内 GPIX2 に該当

また、表 3.3 に示したようなマスクの極性を反転させた 2 種類の基板で試作を行い評価している。

表 3.3 各ウェハ基板濃度

	Type	基板濃度 [ $\text{cm}^{-3}$ ]
FZN	Phosphorus	$2.2 \times 10^{12}$
FZP	Boron	$4.9 \times 10^{11}$

図 3.11 は各構造および基板について、表 3.2 で示した各素子の電流電圧特性の実測値である。ダイオード部分の暗電流特性を見積もるため、クエンチが抵抗がないダイオード部分のみの構造を 400 個並列接続したものの出力を調べている。測定は半導体パラメータアナライザ 4200-SCS(Keithley 製)を使用した。電流電圧特性より、どちらの基板においてもガードリングがない PIX1, PIX2, PIX3 の構造では 20 V 付近で降伏していることが確認できる。またガードリングがある GPIX1, GPIX2 ではさらにガードリングの厚い GPIX2 の方が降伏電圧が高くなっていることが確認できる。これらの結果から図 3.10 で検証したように PN 接合端部での電場の集中が 20 V 程度でのエッジブレイクダウンをもたらしたのだと考えられる。GPIX1, GPIX2 ではガードリング構造によって PN 接合端部の不純物濃度勾配が緩やかになり、エッジブレイクダウンが抑制され降伏電圧が増加したのだと考えられる。また、暗電流特性を見てみるとどちらの基板においても 10 V 程度で段階的に電流が増加しており、100 pA から nA オーダーまで電流が流れている。このような暗電流特性になっている原因を調べるため、より暗電流の多かった FZP 基板について電流成分の解析を行った。電流成分の解析

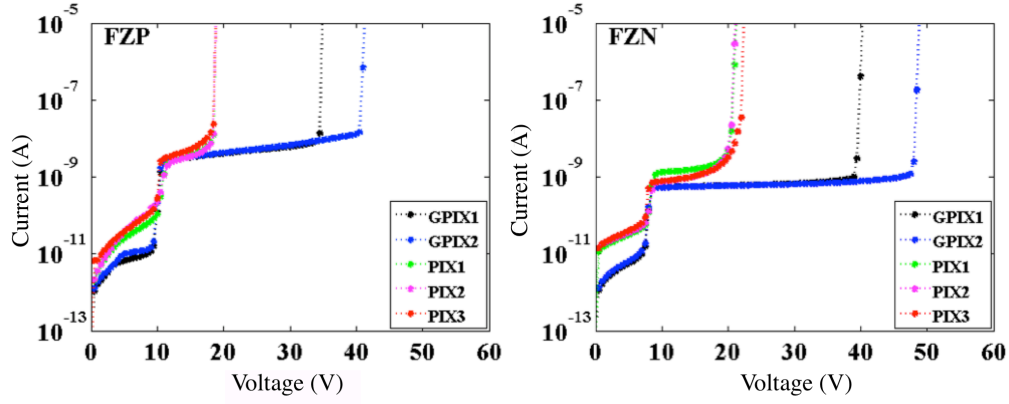


図 3.11 FZP 基板, FZN 基板における電流電圧特性計測結果

手法としては温度特性を用いた活性化エネルギーの算出がある．逆電圧印加時の暗電流密度  $J_R$  は空乏層内での生成キャリアによる電流密度  $J_p$  及び中性領域からの少数キャリアの拡散による電流密度  $J_d$  の和として表される．

$$J_R \simeq J_p + J_d \quad (3.38)$$

ここで，ドナー濃度を  $N_d$ ，正孔拡散係数を  $D_p$ ，正孔寿命を  $\tau_p$ ，真性キャリア密度  $n_i$  とすれば，素電荷  $q$  を用いて FZP 基板における拡散電流は

$$J_d = \frac{qn_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \quad (3.39)$$

また，生成電流についてはキャリア生成時間  $\tau_g$ ，空乏層幅  $W$  を用いた式 (3.40) に従う．

$$J_p = \frac{qWn_i^2}{\tau_g} \quad (3.40)$$

なお，真性キャリア密度はバンドギャップ  $E_g = 1.12\text{eV}$  及び価電子帯と伝導帯の状態密度  $N_c, N_v$ ，ボルツマン乗数  $k$ ，及び温度  $T$  により以下のように表せる．

$$n^i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.41)$$

拡散係数  $D_p$  はアインシュタインの式より正孔の移動度  $\mu_h$  により以下のような関係にある．

$$D_p = \frac{\mu_h kT}{q} \quad (3.42)$$

式 (3.40),(3.41),(3.42) より，拡散電流は温度に対し  $n_i^2$  の項の寄与が大きくなることから

$$J_d = \frac{n_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{q\mu_h kT}{\tau_p}} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.43)$$

また生成電流については温度に対し  $n_i$  の項の寄与が大きくなることから

$$J_p = \frac{qWn_i^2}{\tau_g} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.44)$$

となる．式 (3.43),(3.44) の両辺の自然対数を縦軸をとると

$$\ln J_R \propto -\frac{E_g}{kT} \quad (3.45)$$

$$\ln J_R \propto -\frac{E_g}{2kT} \quad (3.46)$$

従って，逆方向電流  $J_R$  の自然対数をとった値が温度  $T$  に対してどのような傾きをもって変化しているかを調べることで，電流の支配要因が生成電流由来のものか拡散電流由来のものかを推定することができる．推定には横軸を熱エネルギーの逆数  $\frac{1}{kT}$ ，縦軸を逆方向電流  $J_R$  の自然対数をとった値としたグラフ，アレニウスプロットが用いられる．アレニウスプロットにおける傾きは活性化エネルギーにあたり，その値がバンドギャップ  $E_g = 1.12$  eV に近ければ拡散電流が， $\frac{E_g}{2} = 0.56$  eV に近ければ生成電流が支配的であるといえる．図 3.12 内左のグラフは恒温槽 (ESPEC 製 SH242) 内にチップを配置し，環境温度を変更しながら取得した GPIX1 (FZP 基板) の電流電圧特性である．環境温度の変更は 1 時間ごとに行い，各温度での電流電圧測定は 10 分間のさらし時間の後に開始している．電流電圧測定にはエレクトロニメータ (Keithley 製 6517A) を使用した．測定では  $-10^{\circ}\text{C}$  から  $25^{\circ}\text{C}$  まで  $5^{\circ}\text{C}$  ずつ昇温させながら各温度で 2 回ずつ電流電圧特性の測定を行った後， $25^{\circ}\text{C}$  から  $-10^{\circ}\text{C}$  まで  $5^{\circ}\text{C}$  ずつ降温させながら再び各温度で 2 回ずつ電流電圧特性の測定を行い，計 4 回取得した値の平均値を算出し図示している．図 3.12 内右のグラフは昇温過程での恒温槽内環境温度と，測定開始時間のタイミングチャートである．低温になるにつれ暗電流は減少しており，とくに 10 V 以降での

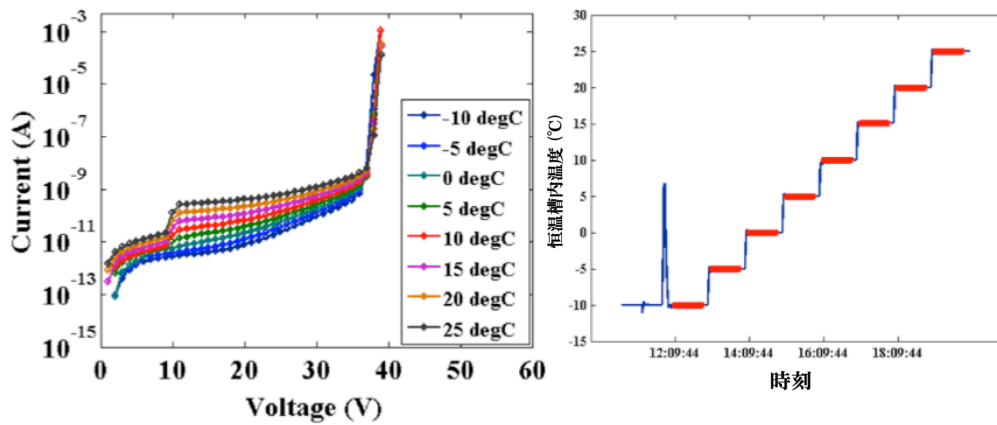


図 3.12 (左) GPIX (FZP 基板) の IV 特性の温度依存性 (右) 測定時刻 (図内赤) と環境温度の記録

電流増加が抑制されている．式 (3.45),(3.46) に従って単位面積あたりの電流密度と熱エネルギー  $\frac{1}{kT}$  の関係を印加電圧ごとに表したアレニウスプロットを図 3.13 に示す．また，その傾きから得られた活性化エネルギーの値を印加電圧ごとに表したものを図 3.14 に示す．

活性化エネルギーの値は 10 V 付近でバンドギャップの値に近い 1 eV 程度まで増加した後，バイアス電圧ごとに減少していることが確認できる．この結果より 10 V 付近でのリーク電流の増加は拡散電流の増加が支配的になっているためであり，以降は生成電流による暗電流の増加が支配的となっていくものと考えられる．試作に使用した FZP, FZN と表 3.3 に示したように Well 部分の不純物濃度に比べて低い低濃度基板であり，10V 付近で空乏層が Well 層の端に達して低濃度基板側へ急激に広がり始めると考えられる．この際に基板中

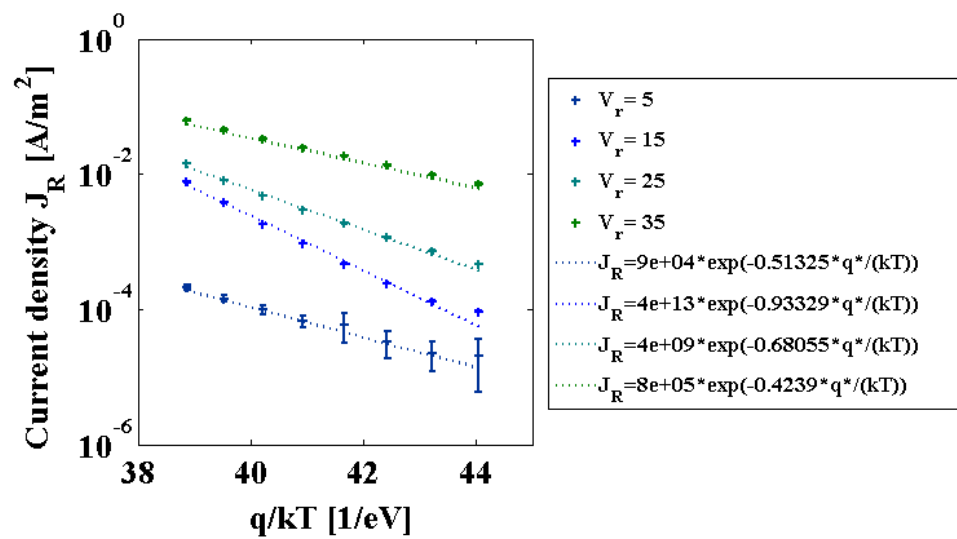


図 3.13 アレーニウスプロット

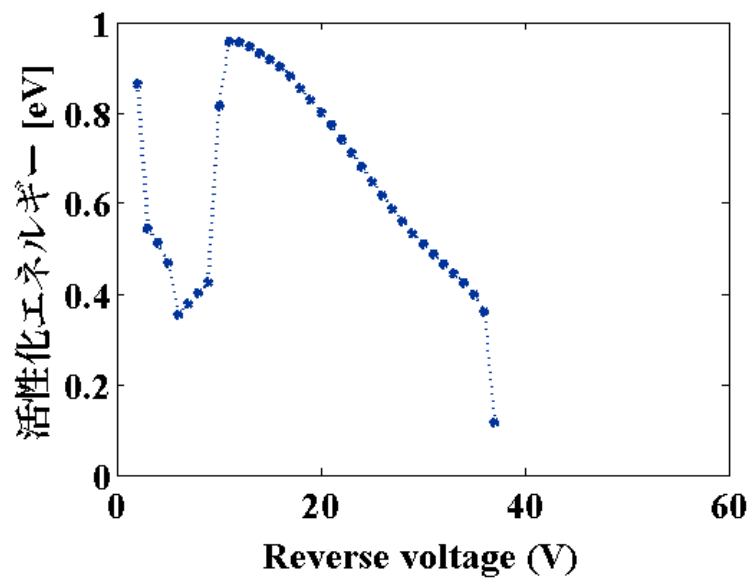


図 3.14 活性化エネルギー



性領域からの少数キャリアの拡散にもとづく暗電流が増加することが影響していると考えられる。FZN 基板の方が FZP 基板に比べ暗電流が低い値を示したのは、FZN 基板の方が基板濃度が高いために空乏層に到達する前に中性領域で再結合してしまう少数キャリアが多いためだと考えられる。

以上の結果を踏まえ暗電流の少ない FZN 基板用いて SiPM の設計を行う。図 3.15 は SiPM のマイクロセルとして、クエンチ抵抗としてポリシリコン 200 kΩ を接続したレイアウトデザインである。ガードリングの影響の考察のため、ガードリング無しのタイプについてもクエンチ抵抗をつけたものを製作している。

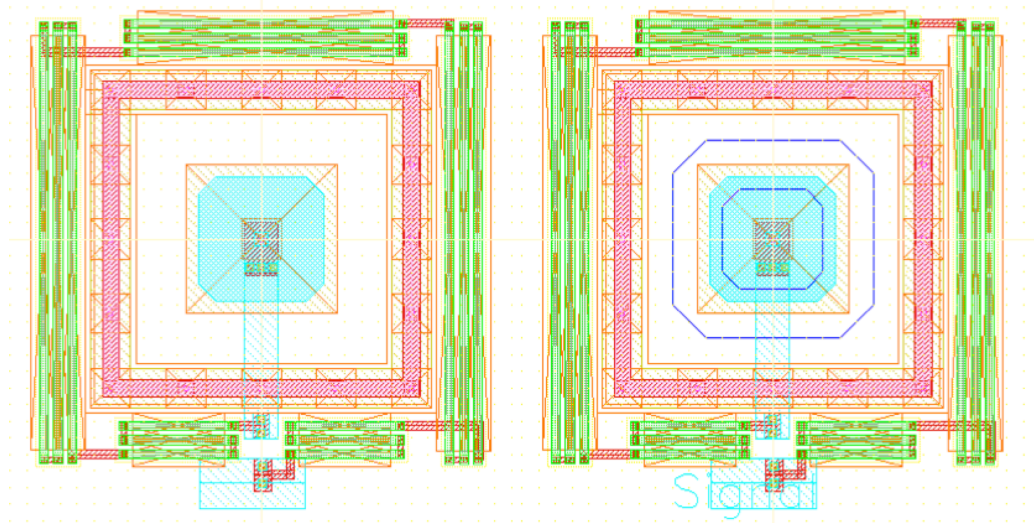


図 3.15 クエンチ抵抗の接続

図 3.16 は GPIX1 について順方向電流電圧特性の測定結果である。クエンチ抵抗により順方向電流は電圧に対してオーミックな線形特性を有していることが確認できる。線形フィッティングを行い傾きから抵抗値を算出すると 223 kΩ であった。設計仕様によればポリシリコンの抵抗は 10% 程度の誤差があるとされており、またダイオード部分の抵抗値が含まれていることを考慮すれば、ポリシリコン設計値の 200 kΩ を反映した値になっていると考えられる。また図 3.17 は逆方向電流電圧特性である。既に述べた通り、ガードリングの影響により降伏電圧が 50 V 程度付近まで高くなっていることが確認できる。クエンチ抵抗のついたマイクロセルの解析手法としては、降伏電圧以降の電流増加特性を調べる Relative Derivative method がある。式 (3.47) に従い電流の逆電圧で微分した関数に極大値を与える電圧  $V_{peak}$  を算出することで、降伏電圧に相当する値を得ることができる。

$$\frac{d}{dV_R} \log(I) = \frac{dI}{dV_R} \times \frac{1}{I} \quad (3.47)$$

$V_{peak}$  以降はマイクロセルキャパシタンスの充放電過程に対応したダークカウントレート特性に従った、比較的緩やかな電流増加特性となるが、さらに電圧を与えていくともはや充放電のキャパシタンスとしての機能は失われ、単純な抵抗素子のように振る舞うようになるため、電流が急峻に増加する二つ目のピークが現れる。この  $V_{peak}$  から抵抗特性を有するまでの間が SiPM の動作領域であり、Limited Geiger 領域と呼ばれている。印加電圧に対する Dark count noise の増加量が多いと、Limited Geiger 領域は狭くなるため、電流の逆電圧で微分した関数の極大値は 1 つしか見えなくなってしまう。SiPM としての動作のためには二つのピークが見える必要が有る [88]。



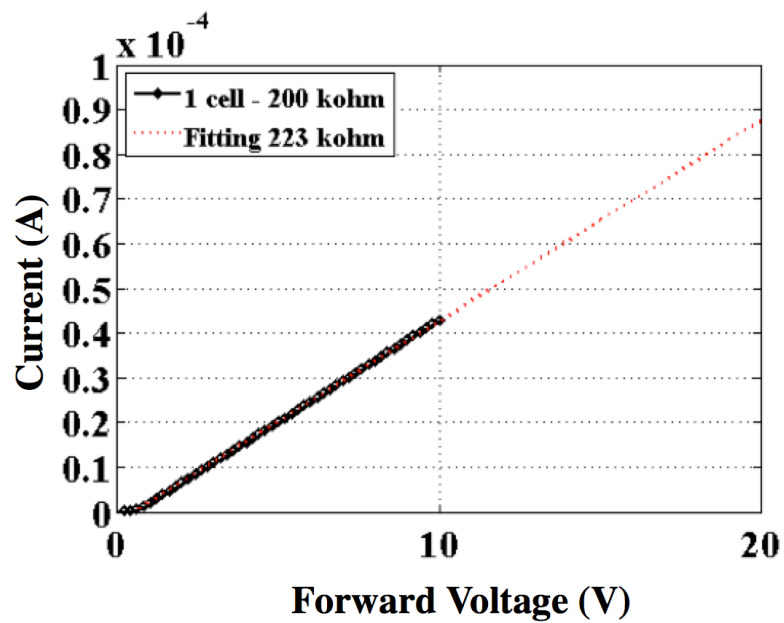


図 3.16 クエンチ抵抗つき素子 (GPIX2) についての順方向電流電圧特性の取得結果及び抵抗値の算出

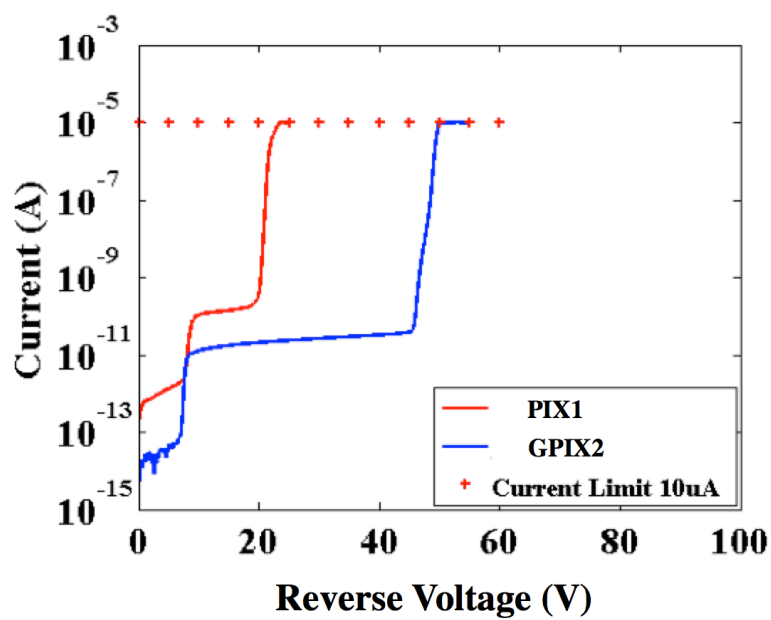


図 3.17 クエンチ抵抗つき素子についての逆方向電流電圧特性取得結果

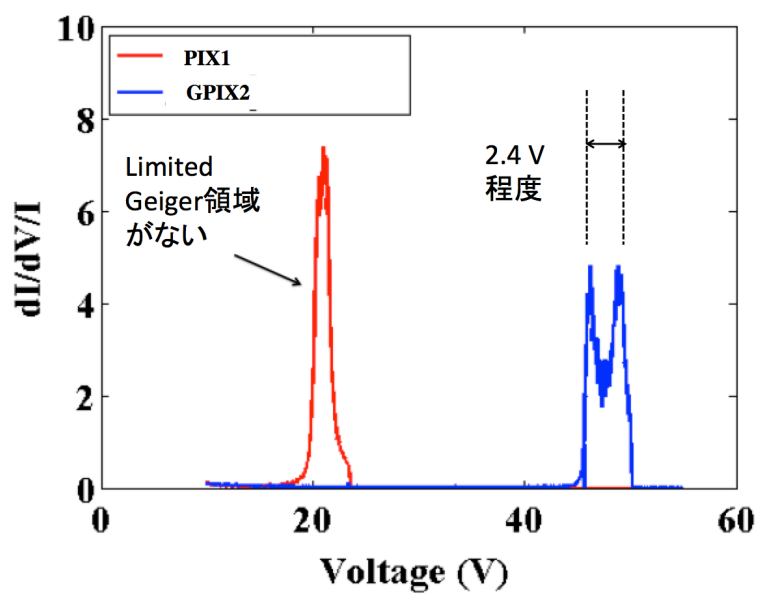


図 3.18 Relative Derivative method による電流電圧微分プロット

図 3.18 よりガードリングのない構造 (PIX1) では一つのピークとなっているが、ガードリングのある構造 (GPIX2) においてはダークカウントノイズの低減に伴う Limited Geiger 領域が確認でき、SiPM としての動作が期待できる。SiPM の動作領域としてはおよそ 2.4 V 程度であると考えられる。

## 第 4 章

# サブミリピッチ SiPM の試作と評価

第 3 章で述べた試作の結果やシミュレーションの結果から、本章では SOI プロセスを用いた SiPM アレイのプロトタイプ設計の試作と評価、及び標準プロセスで作られた SiPM の評価を通じた性能の検討を行った。

### 4.1 SOI プロセスを用いた 250 $\mu\text{m}$ ピッチ SiPM アレイ

#### 4.1.1 SOI ウェハを用いた SiPM アレイの設計

図 4.1 は SiPM の多チャンネルアレイ化を目的として製作した 2.9 mm 角のテストチップ SOI-SiPM2 の概観である。最も面積を占めている部分が 1.5 mm 角程度の 250  $\mu\text{m}$  ピッチで SiPM を配置した 6  $\times$  6 のアレイセンサであり、残りの部分には検証用の素子が配置されている。SiPM アレイのマイクロセル、1 チャンネル

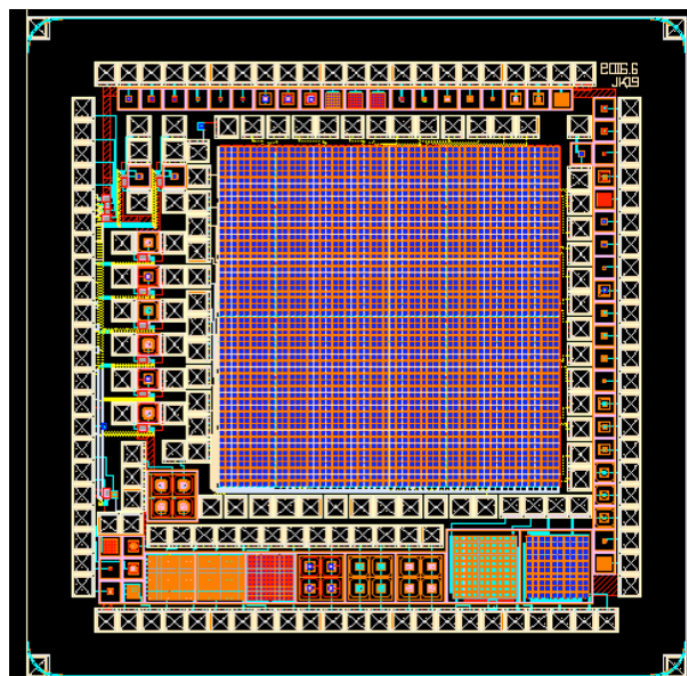


図 4.1 SiPM アレイプロトタイプチップ概観 (SOI-SiPM2)

のレイアウトデザインは図 4.2 の通りであり、マイクロセルサイズはクエンチ抵抗部を含めて  $27.52\ \mu\text{m}$  角、1つの SiPM チャンネル (ピクセル) は  $9 \times 9$  個のマイクロセルの出力の和で構成されている。マイクロセルのレイアウト構造は 3 章で述べた GPIX2 の構造である。チャンネルサイズは  $250\ \mu\text{m}$  角であり、最大  $6 \times 6$  チャンネルの読み出しが可能となっている。試作は FZN ウェハを用いて行った。また、チップ評価にあたり PCB 基

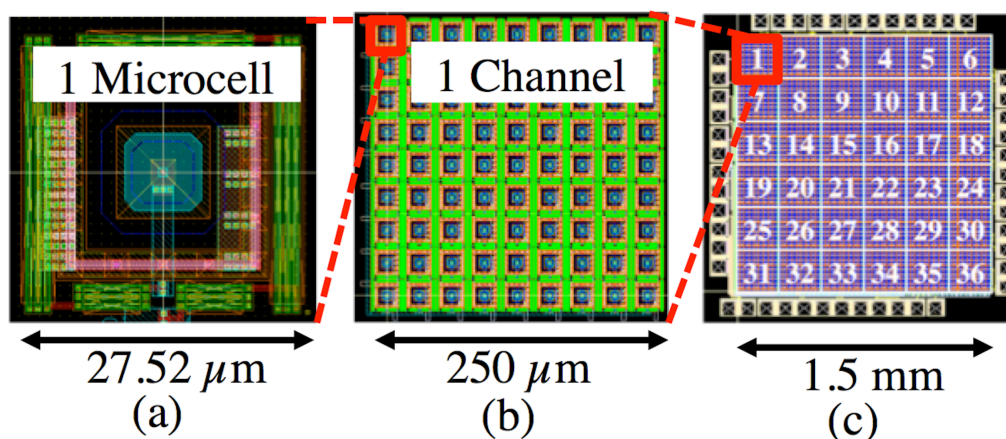


図 4.2 SiPM アレイのマイクロセル及びチャンネルレイアウトデザイン

板作成ソフトウェアである Eagle CAD [83] を用いて図 4.3 のような読み出し基板を設計し、基板上にチップを配置し直接ボンディングしている。商用 SOI プロセスで SiPM を試作する利点として、回路を集積できる

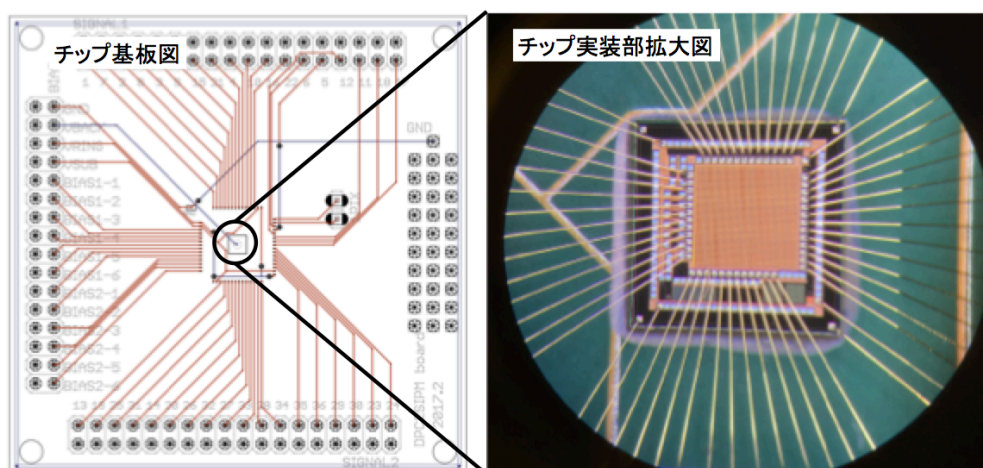


図 4.3 設計した実装基板図及びボンディング実装後のチップ写真

という利点だけでなく、センサー側の多チャンネル配線に対する設計の柔軟性が挙げられる。本研究で用いる SOI プロセスは集積回路用のプロセスであり、配線を形成するためのレイヤー数が 5 層あることから複雑な配線設計が可能である。多チャンネル化に伴う配線数の増加を考慮し、試験的に最大 36 チャンネルに対して多様な読み出し手法の検証が可能な配線設計を考案し導入している。フォトンカウンティング CT では、多チャンネルの圧縮は計数率の低下につながるため一概に望ましいとは言えないが、SiPM 単体として今後 Positron

Emission Tomography (PET) 等の比較的計数率要求の低い応用先への利用を可能としておくため、カソード側では 36 チャンネル別々に読み出せるのに対し、アノード側での読み出し時にはセンサ側での多チャンネル圧縮が可能な配線設計を導入した。センサー出力レベルでの多チャンネル圧縮手法としては抵抗分割による Discretized Positioning Circuit (DPC) や Symmetric Charge Division (SCD) 等の手法があるが、抵抗分割回路は多チャンネルの信号圧縮を可能にする一方で、チャンネル圧縮後の出力歪みによる画質の低下が問題視されていた。例として、Discretized Positioning Circuit による非対称な抵抗分割回路はチャンネル間での出力の不均一性をもたらし、位置分解能を低下させることが報告されている [89]。また Symmetric Charge Division は行及び列方向へ対称性のある抵抗分割回路によりチャンネル間のエネルギーやタイミングの不均一性を改善したものであるが、各チャンネルの出力にそれぞれ二つの抵抗を接続させ分岐させるため、行方向の配線と列方向の配線間で抵抗を介したクロストークが圧縮後の分解能を低下させることが報告されている [90]。チャンネルピッチの微細化とともに各チャンネルで扱う出力レベルが低下するため、従来のような抵抗分割回路では圧縮過程での雑音が出来に与える影響が大きくなると考えられる。そこで本チップでは従来のような抵抗分割ではなく、マイクロセルレベルで出力を分割する配線設計にするデザインを考案した。その詳細を図 4.4 に示す。試作した SiPM アレイの各チャンネルは Cathode 側と Anode 側で異なる配線を有している。Cathode 側は各ピクセルを個別に読み出せるよう 36 本別々の信号ラインとして出力しているのに対し、Anode 側は縦横に 2 分割されたストリップラインとして計 12 本出力されている。

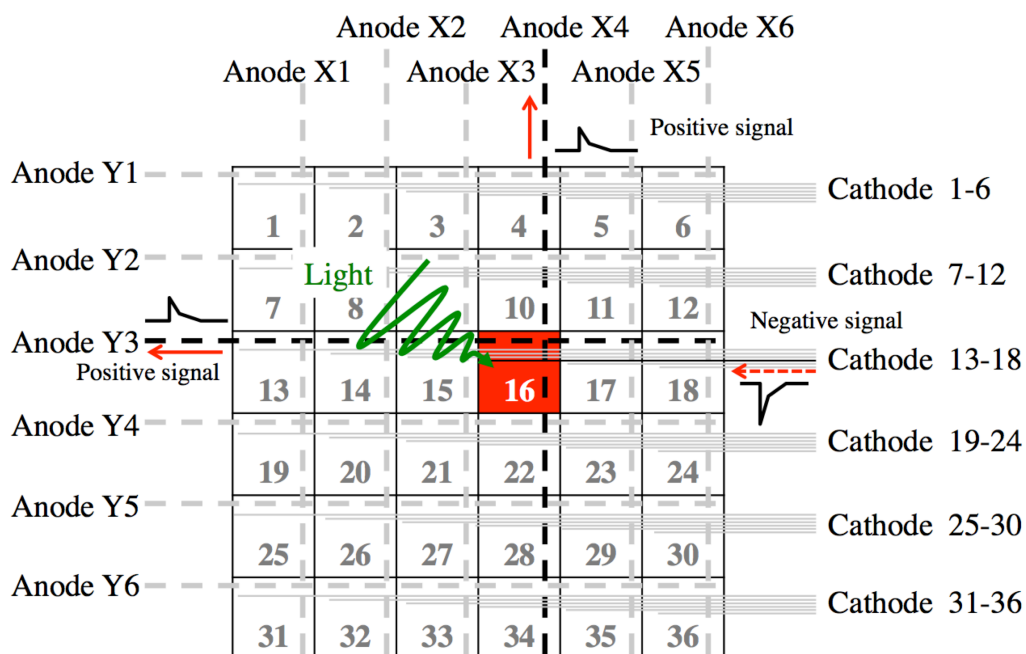


図 4.4 SiPM アレイの読み出し配線デザイン

図 4.5 に示したように各チャンネルにおいてマイクロセルの Anode は半数が縦方向の配線に、残りの半数が横方向の配線に割り当てられている。例として 16 番目のチャンネル (CH16) に光が入射した際には、アバランシェ電流は CH16 を通る Cathode 側配線から、AnodeX4, AnodeY3 の 2 本の配線に向かって流れる。出力信号としては Cathode では負極性をもった 1 つの信号パルスが出力されるが、Anode 側では 2 方向に正極



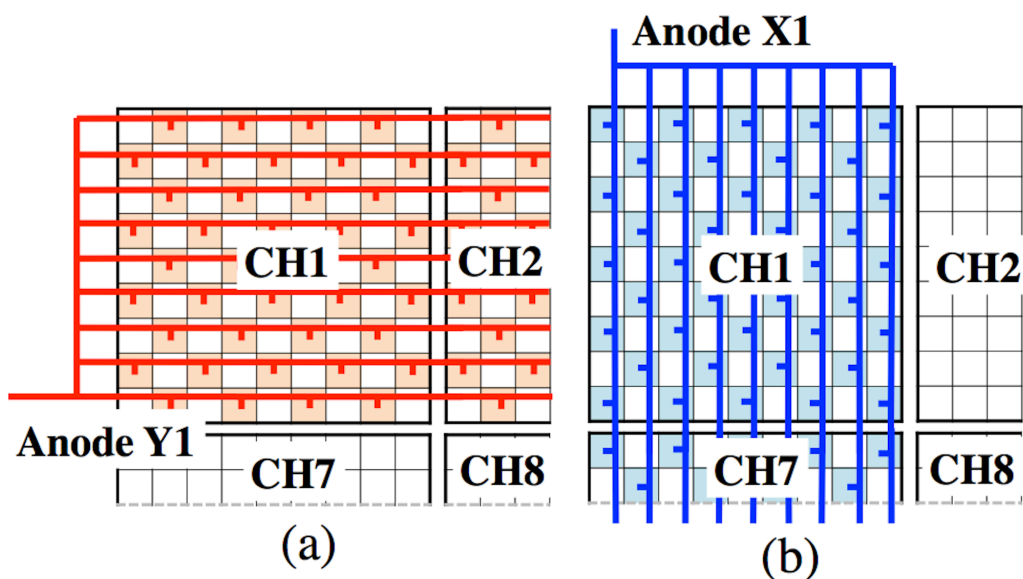


図 4.5 Anode 側配線の概要 (a) は横方向配線を、(b) は縦方向配線それぞれで Anode 電極へ接続されたマイクロセルを示している。

性の 2 つの信号パルスが出力されることとなる。信号配線を計数率や組み合わせるシンチレータの形状等にもよるが、最小 12 本の信号計測のみで  $250\ \mu\text{m}$  ピッチの位置弁別が可能となる。図 4.6, 4.7 は製造されたチップの配線接続を確認するため、アノード側およびカソード側それぞれの読み出しを考慮した電圧設定のもと赤外 CCD カメラによりチップ表面を観察したものである。アバランシェ電流で生じたホットエレクトロン発光の分布が赤く写っている部分にあたる。

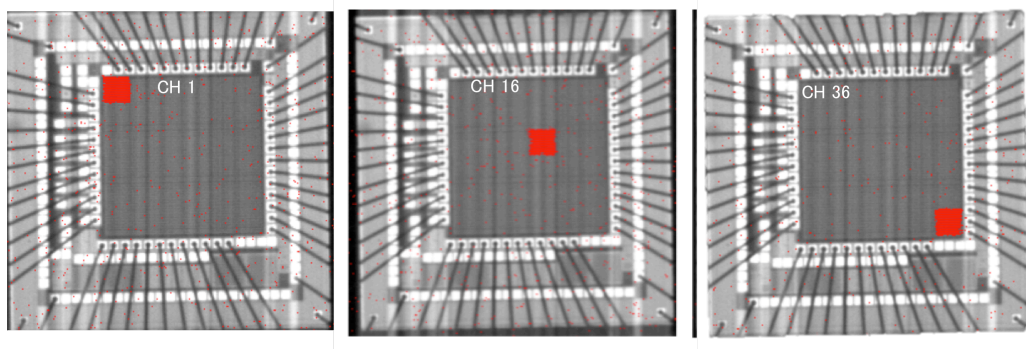


図 4.6 アノード側配線を共通とし、カソード側配線に正の電圧を印加した際のアバランシェ分布

Cathode 側読み出しでは設計通り CH16 のみアバランシェが起きている。また 2 本の Anode を使用したストリップ読み出しにおいては、ラインに沿ったピクセルのうち半数のマイクロセルが接続されていることから、2 本が交差する CH16 の領域でのみ全てのマイクロセルが動作していることが確認できる。配線等に断線等なく、設計通りのピクセルを動作させることができることを確認した。

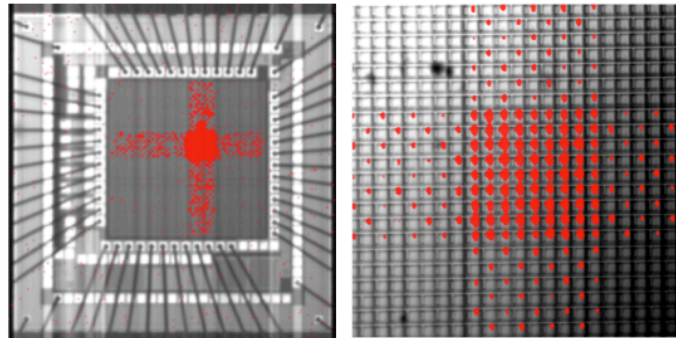


図 4.7 カソード側配線をコモンとし、アノード側配線 (X4 および Y3) に負の電圧を印加した際のアバランシェ分布. CH16 から得る縦横方向の AnodeY3, AnodeX4 に電圧を与えて読み出した際の分布と、その拡大図.

#### 4.1.2 SiPM 特性の評価

##### 電流電圧特性 (I-V 特性) 及び容量電圧特性 (C-V 特性)

以上の設計で作成した SiPM の基礎特性の測定を行った. まず簡易動作の確認を含め電流電圧測定を行った. 多チャンネル測定に対応するため, Labview を使用した測定プログラムを作成, 図 4.8 に示すようなリレー素子による 8ch セレクタを含む PCB 基板を設計し, FPGA とエレクトロニメータの制御によって各チャンネルを個別に自動測定可能なシステムを構築した. 温度制御を考慮し全ての測定は恒温槽内で行っている. 図 4.9 は室温 25 °C のもと測定により得られた 36 チャンネルの電流電圧特性と電流の電圧に対する増加特性を, また図 4.10 は得られた降伏電圧とリーク電流値の分布である. 全てのチャンネルで降伏電圧及び動作領域となる最大 2.5 V 程度の Limited Geiger 領域が確認できている. 得られた降伏電圧は 45–46 V 程度に分布しており, 全チャンネル平均値は 45.6 V 程度であった. また降伏電圧における暗電流値はナノアンペアオーダーであり, 全チャンネル平均値は 8 nA であった.

温度特性を調べるため, 恒温槽の設定温度を変更しながら電流電圧測定を行った. 図 4.11 は 1CH の電流電圧特性の測定結果であり, 降伏電圧付近をさらに拡大して表示したものである. 設定温度は -20 °C から 40 °C まで 10 °C ずつ昇温過程で行った. 既に 3 章で述べたように, 温度低下とともに暗電流の減少傾向が確認でき, また降伏電圧が低下していることが確認できる. 温度が上がると格子振動が激しくなり, キャリアの移動度が小さくなる (結晶格子と散乱しやすくなる) ため衝突イオン化生成に基づく降伏は起こりにくくなるとされている. 試作した SiPM においても温度の増加とともに降伏電圧も増加していることから, 降伏電圧では衝突イオン化生成にもとづく電流成分が支配的になっていると考えられる. 図 4.12 は各バイアス電圧における電流の温度依存性を表す活性化エネルギーと, 温度ごとの降伏電圧をそれぞれプロットしたものである. 既に 3 章で述べた通り, バイアス電圧が 10V 程度で活性化エネルギーはバンドギャップに近い値となっており, 基板中性領域からの拡散電流の影響が増えている. 一方で 10 V 以降は活性化エネルギーは減少傾向にあることから, 空乏層の広がりに従う生成電流の支配度が増加していると考えられる. 降伏電圧はおおよそ温度に対して線形に増加し, フィッティングによって求めた降伏電圧の温度係数は  $30.4 \pm 0.1 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$  であった. また, 図 4.13 は 1 チャンネル の容量電圧測定の結果からマイクロセル数で除したマイクロセル容量のグラフで

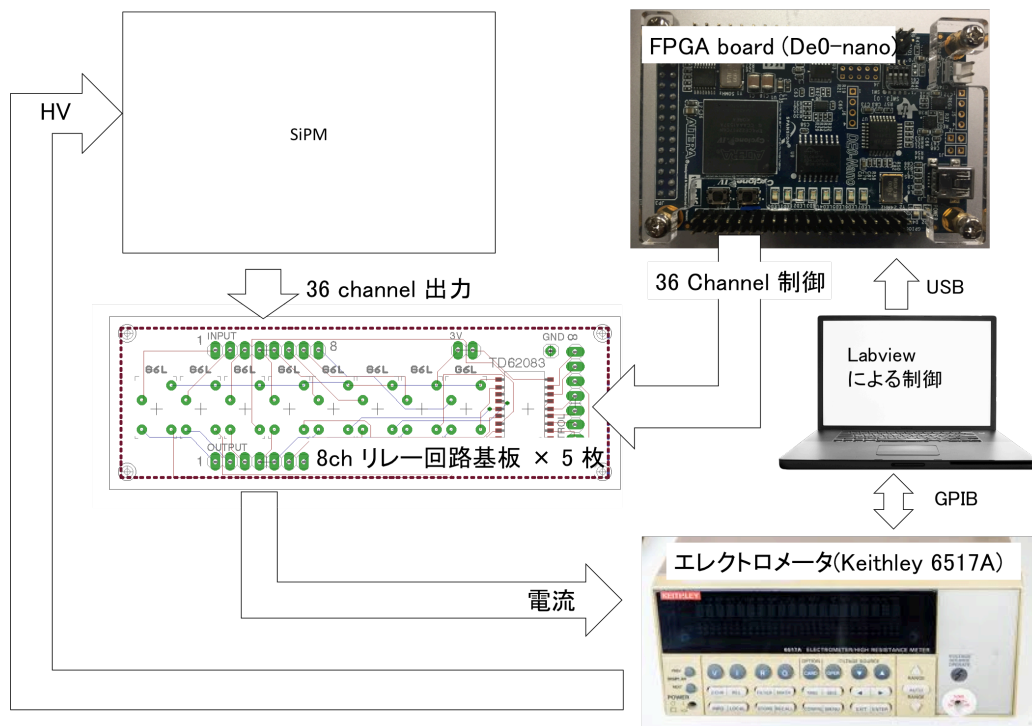


図 4.8 リレー回路基板による多チャンネル電流電圧測定

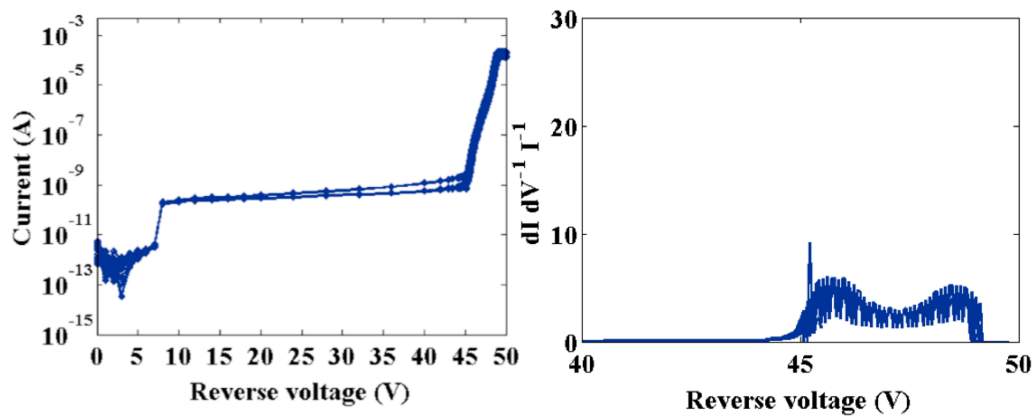


図 4.9 36 チャンネル 電流電圧特性の測定結果及び逆電圧に対する電流増加特性

ある。容量電圧測定は室温 25 °C のもと Keithley 製半導体パラメータアナライザ 4200-SCS 及び容量測定用モジュール 4200-CVU を用いて行った。降伏電圧の確認のため電流電圧特性を合わせて測定した結果を載せている。降伏電圧付近でのチャンネル容量をマイクロセル数 81 で除したマイクロセル容量はおよそ  $21.5 \pm 0.2$  fF であった。



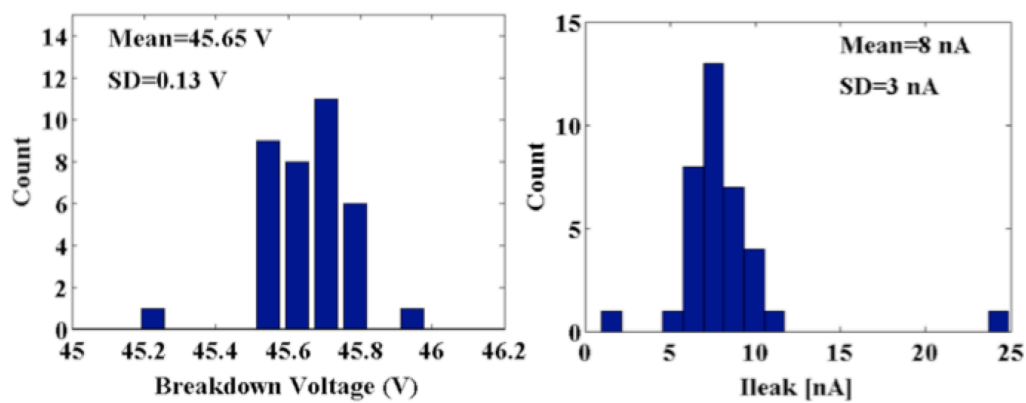


図 4.10 36 チャンネル降伏電圧 (Vpeak) と降伏電圧における電流値の分布

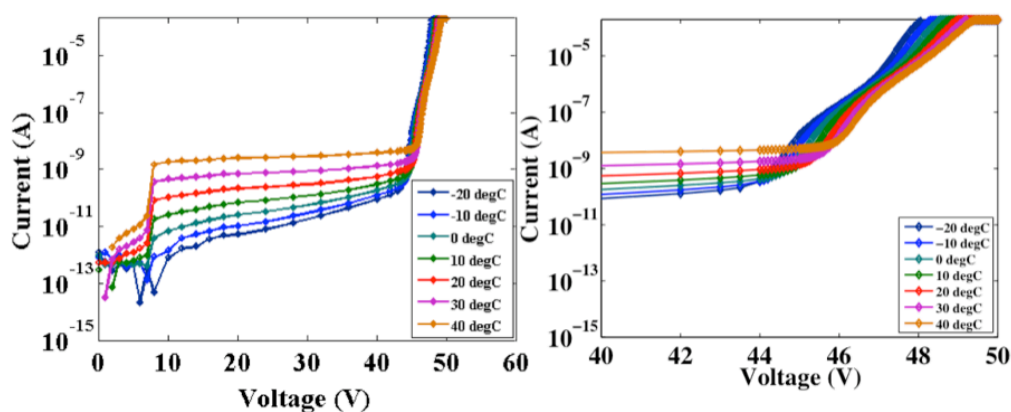


図 4.11 電流電圧特性の温度依存性

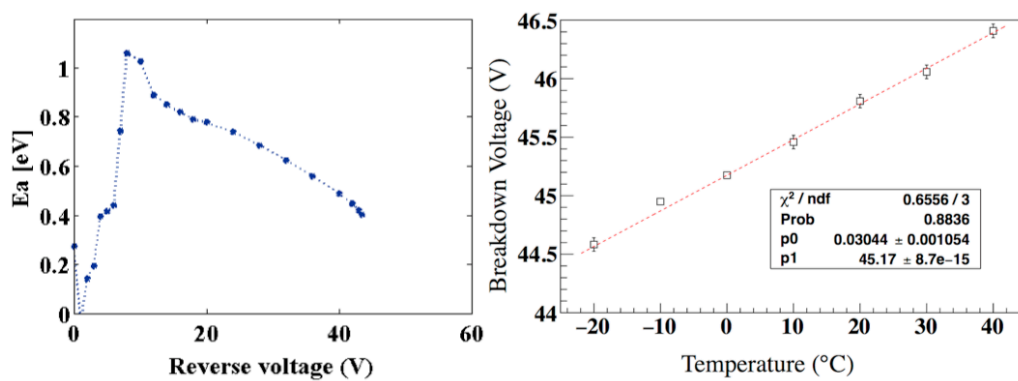


図 4.12 活性化エネルギーのバイアス電圧依存性及び降伏電圧の温度依存性

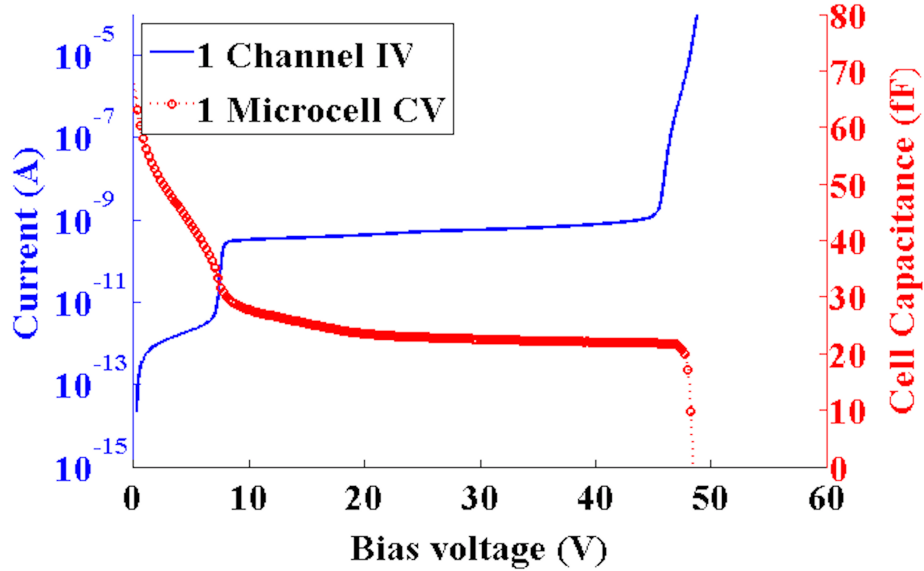


図 4.13 1 チャンネル電流電圧特性及びマイクロセルあたりの容量電圧特性の測定結果

#### 4.1.3 ゲインおよびリカバリータイム

SiPM のゲイン  $G$  はマイクロセル発火時の出力電子数として与えられ、素電荷  $q$ 、1 マイクロセル出力電荷量  $dQ$  を用いて以下のように表せる。

$$G = \frac{dQ}{q} \quad (4.1)$$

ここで 3 章式 (2.53) に従い、1 マイクロセルの出力電荷量はオーバー電圧  $dV$  およびマイクロセル容量  $C$  の積として表されることから

$$G = \frac{CdV}{q} \quad (4.2)$$

試作した SiPM のマイクロセル容量は図 4.13 より 21.5 fF であったことから、オーバー電圧 1 V におけるゲインの推定値は式 (4.3) のようになる。

$$\begin{aligned} G &= \frac{21.5 \text{ fF} \times 1 \text{ V}}{1.6 \times 10^{19}} \\ &= 1.34 \times 10^5 \end{aligned} \quad (4.3)$$

となる。ゲインの測定手法は各種あるが、本 SiPM では高強度のレーザーパルスを照射し、全てのマイクロセルが発火した状態の飽和信号を利用することとした。信号波形をオシロスコープ等デジタイザにより取得し、積分電荷量を算出した後、電荷量をマイクロセル数により除することでゲインにあたる 1 マイクロセルあたりの出力電荷量を見積ることが可能である。レーザーには浜松ホトニクス製ピコ秒ライトパルサ PLP-10 (波長 510 nm, パルス幅 130 ps) 及びコントローラ C10196 を使い、出力は LeCroy 製オシロスコープ (Waverunner 8104-MS, 20 GS/s, Bandwidth 1GHz) を 50 ohm 終端のもとに観測した。図 4.14 はオーバー電圧ごとの飽

和信号波形であり、また図 4.15 は得られたゲイン及び出力電荷量である。およそオーバー電圧 1 V 付近で  $1 \times 10^5$  程度の増幅率が見込め、これは式 (4.3) で求めた理論的なゲイン値より低い値となったが、オーダーとしては合致している。

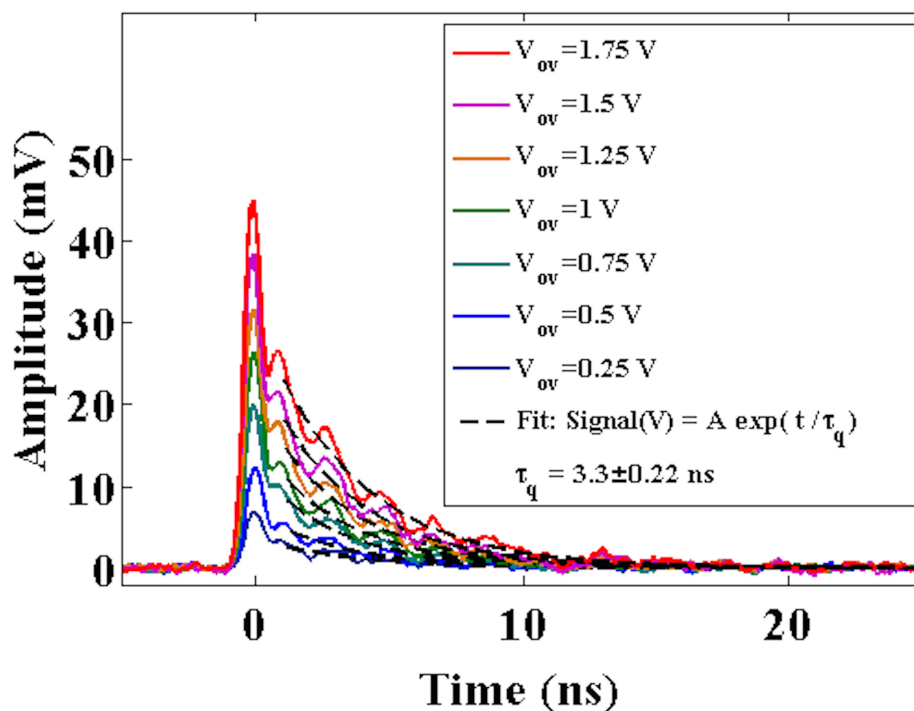


図 4.14 オーバー電圧ごとの飽和信号測定結果

また、SiPM の信号減衰時定数は、測定系の負荷抵抗（終端抵抗）による成分と、クエンチによる時定数成分（リカバリータイム）で決まっている。終端抵抗がクエンチ抵抗に対し小さければ、クエンチ抵抗の値とセル容量の値から凡そのリカバリータイムを算出することが可能である。リカバリータイムとはマイクロセルが発火してから再び光子を検出できるようになるまでの時間であり、その時定数は式 (2.54) の RC 積に基づいている。その推定値は式 (4.4) のようになる。

$$\begin{aligned}\tau_q &= 200 \text{ k}\Omega \times 21.5 \text{ fF} \\ &= 4.3 \text{ ns}\end{aligned}\tag{4.4}$$

信号ピークに対し 99% 減衰するまでの時間は時定数の 5 倍として

$$5 \times \tau_q = 21.5 \text{ ns}\tag{4.5}$$

本測定ではクエンチ抵抗 200 k $\Omega$  に対して負荷抵抗が 50  $\Omega$  と小さい値としていたことから、クエンチ抵抗による時定数によって信号減衰時間が支配されているものとみなした。リカバリータイム時定数  $\tau_q$  の抽出には測定信号波形に対し、信号電圧を Signal(V)、波高値に関連するフィッティング定数  $A$ 、およびピークからの

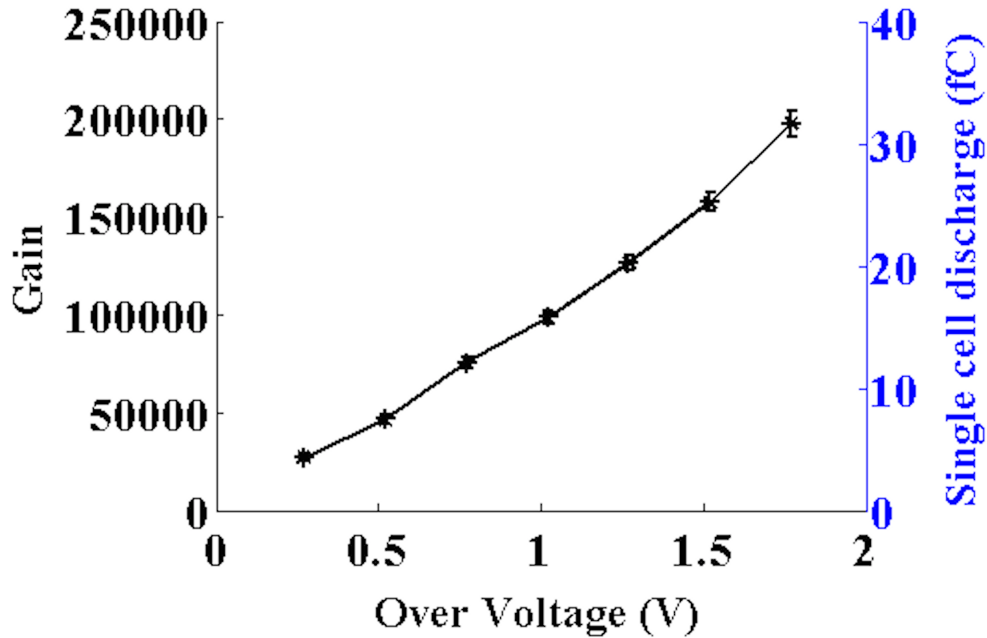


図 4.15 オーバー電圧ごとのゲイン特性

経過時間  $t$  を用いた式 (4.6) によるフィッティングを用いた。

$$\text{Signal}(V) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_q}\right) \quad (4.6)$$

リカバリータイムの時定数はオーバー電圧には依存しないことから、図 4.14 内点線に示したように各電圧での信号波形へフィッティングしている。得られたリカバリータイム時定数は  $\tau_q = 3.3\text{ns} \pm 0.22\text{ns}$  であり、99% 減衰時間は  $5\tau_q = 16.5\text{ns} \pm 1.1\text{ns}$  であった。式 (4.5) で示したリカバリータイムの理論値より短い時定数が測定されている。ゲインおよびリカバリータイムが理論値より小さい値をとった原因として、理論値計算に用いたマイクロセル容量を多く見積もりすぎていた可能性が考えられる。特に本 SiPM では配線が複雑なものとなっていたことから測定した容量値が寄生容量分多くなっていたことが考えられる。

#### 4.1.4 ダークカウントノイズ測定

SiPM にはダークカウントと呼ばれる、光子が入射していない際においても、空乏層内の欠陥準位を介した熱的生成や、バンド間トンネリング生成によってアバランシェがトリガーされることがある。これら光子以外の要因による偽計数パルスをダークカウントと呼び、SiPM の雑音特性を表す基本指標となる。試作した SiPM においてもダークカウントがあったため、その生成率であるダークカウントレートの測定を行った。ダークカウントレートの測定は図 4.16 に示すような、オシロスコープ等デジタイザによりシーケンス（一定時間ごとの）信号の取得により行った。ダークカウントの信号レベルは小さく、1 つから 3 つ程度のマイクロ

セルの発火した出力に相当するため、SiPM 用の前置増幅器 (KETEK-Evaluation Kits) を使用して増幅した信号を用いている。記録された電圧サンプリングデータに対し、信号ピークを抽出し、単位時間あたりのダークカウント数を算出した。ダークカウントは温度及びオーバー電圧に強く依存するため、温度による降伏電圧の変動を考慮し、恒温槽内での温度制御下で行った。測定値は単位時間、1 チャンネルあたりのダークカウント数として Hz/CH を単位とした Dark Count Rate (DCR) としている。

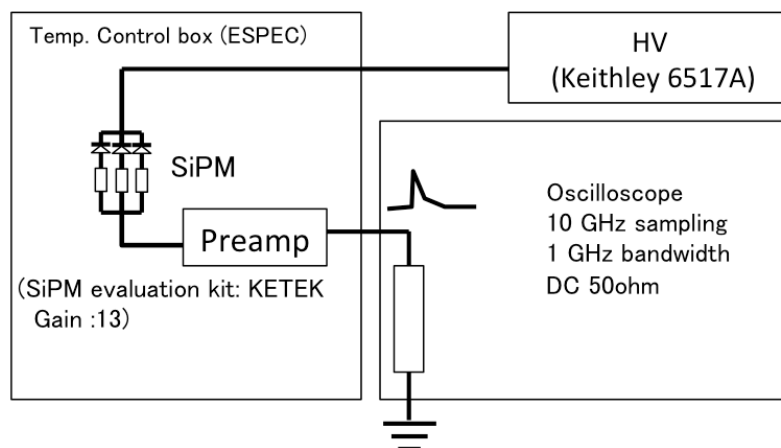


図 4.16 ダークカウントノイズ測定環境

図 4.17 は温度ごとのダークカウントと呼ばれる偽計数パルス (ノイズ) の観測波形であり、また図 4.18 はその発生率 (ダークカウントレート) を示したものである。温度とともに減少し、 $-10^{\circ}\text{C}$  において  $3\text{--}11\text{ MHz/CH}$  程度であった。また、ダークカウントの中には、アバランシェ過程で生じたホットエレクトロンによる赤外光が周辺のマイクロセルで同時に検出され、新たなダークカウントを生成させるクロストークノイズが含まれている。式 (4.7) に従って算出したクロストーク確率は最大  $7\text{--}9\%$  程度であった。

$$Crosstalk = \frac{1.5 \text{ 光子相当信号レベル以上のダークカウントの数}}{0.5 \text{ 光子相当信号レベル以上のダークカウント数}} \quad (4.7)$$

#### 4.1.5 時間分解能測定

SiPM の応用先は幅広く、試作した SiPM が時間分解能の要求が高い Positron Emission Tomography (PET) や Laser Imaging Detection and Ranging (LiDAR) 等へと展開される可能性をもつ。そこで本研究で製作した SiPM の高速性を調べるため、時間分解能の測定を行った。測定方法は図 4.19 に示したセットアップのもとに行い、レーザー光のトリガタイミングに対する SiPM 出力信号のピーク時間分布を測定した。図 4.20 左側は測定信号波形であり、同図右側は出力信号のピーク電圧をレーザーからの時間差を横軸としてプロットとした二次元ヒストグラムである。なおダークカウントの影響を抑えるため、温度は  $-10^{\circ}\text{C}$  に設定し、オーバー電圧  $1\text{ V}$  における  $10000$  イベント分の信号を用いて計算した。また測定に使用したプリアンプの時間分解能は仕様値から  $8.5\text{ ps}$  程度であり、測定値はその値を含んだものとなっている。二次元ヒストグラムより、マイクロセルの発火数に応じて離散的な分布になっていることが確認できる。時間分解能の指標としては、 $1$  マイクロセル分の出力のイベントの出力タイミングの広がりを示す単一光子時間分解能 (Single Photon Timing Resolution: SPTR) があることから、図 4.21 に示すように  $1$  光子相当電圧レベルの信号のみを選択して調べた。

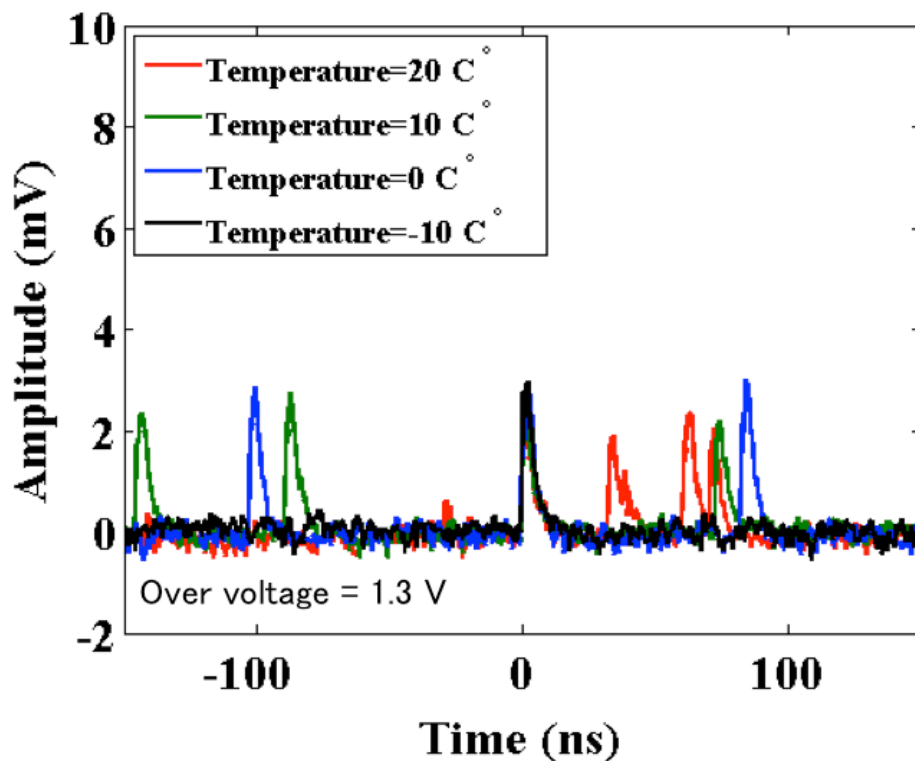


図 4.17 ダークカウントノイズの信号

ピーク時間分布を計算した，ガウシアンフィッティングにより得られた SPTR は  $\sigma = 256 \pm 4.5$  ps であった．

SiPM の時間分解能は信号立ち上がりの急峻性に依存し，SiPM の出力が大きい程時間分解能は向上するとされる [91]．図 4.22 はオーバー電圧を横軸とし，照射光量を変えながら取得した時間分解能であり，信号レベルについては 1 マイクロセル出力電圧レベルに対する相対的な値として算出している．結果より SiPM の出力信号（マイクロセル数の発火数）の増加とともに時間分解能は向上傾向にあり，飽和信号（マイクロセル数 81 個の出力）においては最小で  $\sigma = 59 \pm 0.62$  ps であった．また，オーバー電圧とともに出力信号レベルは増加するが，ダークカウントの増加による信号の立ち上がりタイミングばらつきも増加するため，時間分解能はオーバー電圧に対し飽和特性を有していた．TOF-PET システムで要求される時間分解能として，二個の検出器の時間分解能の二乗平均として表される Coincidence Resolution Time (CRT) は 1.5 cm 程度の距離分解能を実現可能な  $\sigma = 42$  ps 程度相当が報告されている [92]．本 SiPM においても飽和信号においてはこの値に迫る時間分解能を有していると考えられ，今後の性能改善によっては PET 等のタイミング要求の高い分野への応用が期待できる．

#### 4.1.6 検出感度特性

SIPM 検出感度特性として光子検出効率と波長感度特性がある．

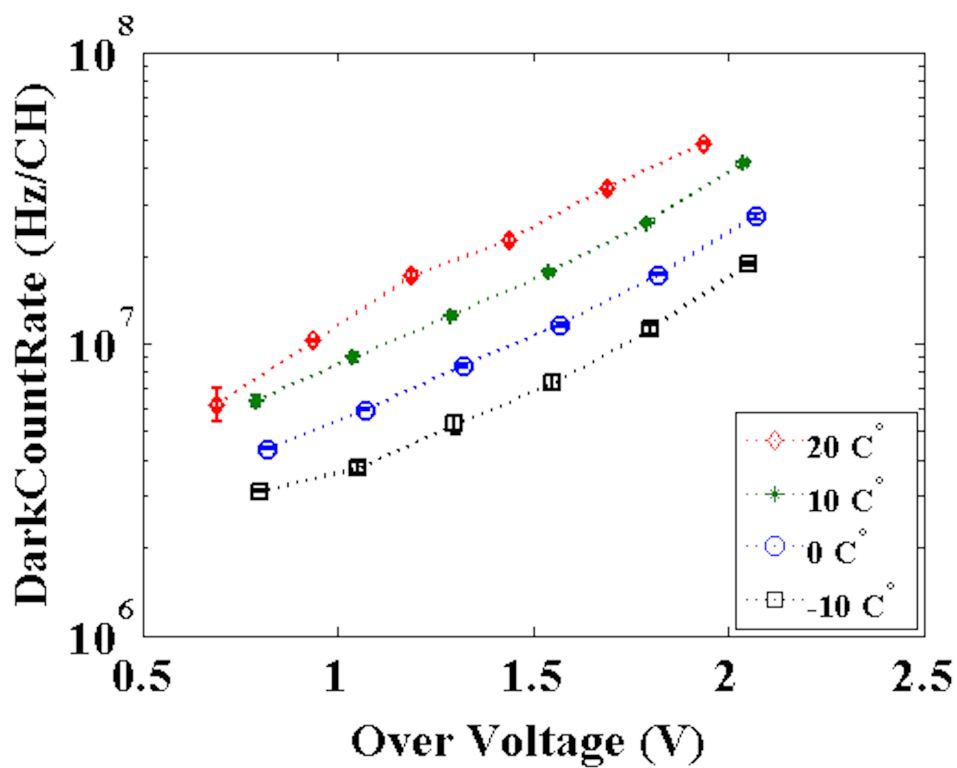
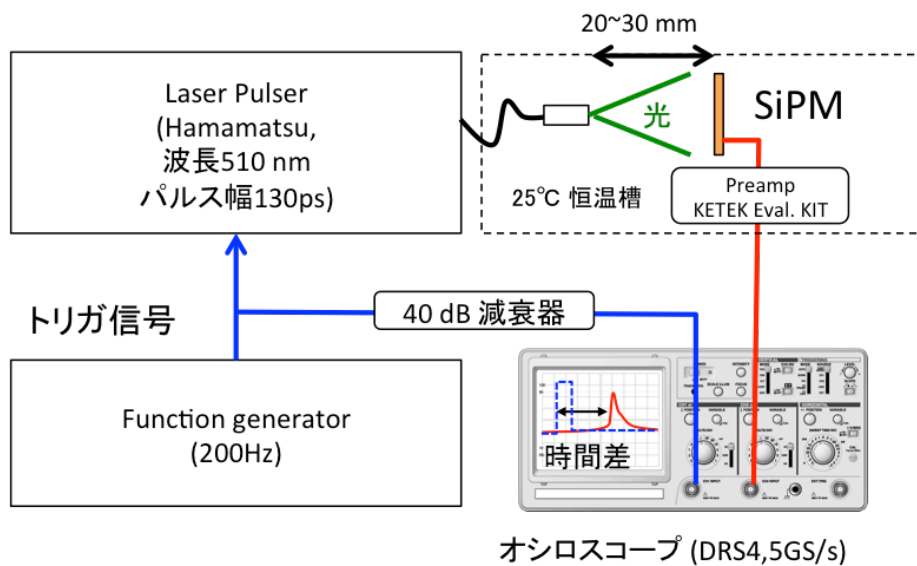


図 4.18 ダークカウントレート



SiPMとレーザートリガー間時間差の広がり: 時間分解能

図 4.19 時間分解能測定の実験セットアップ



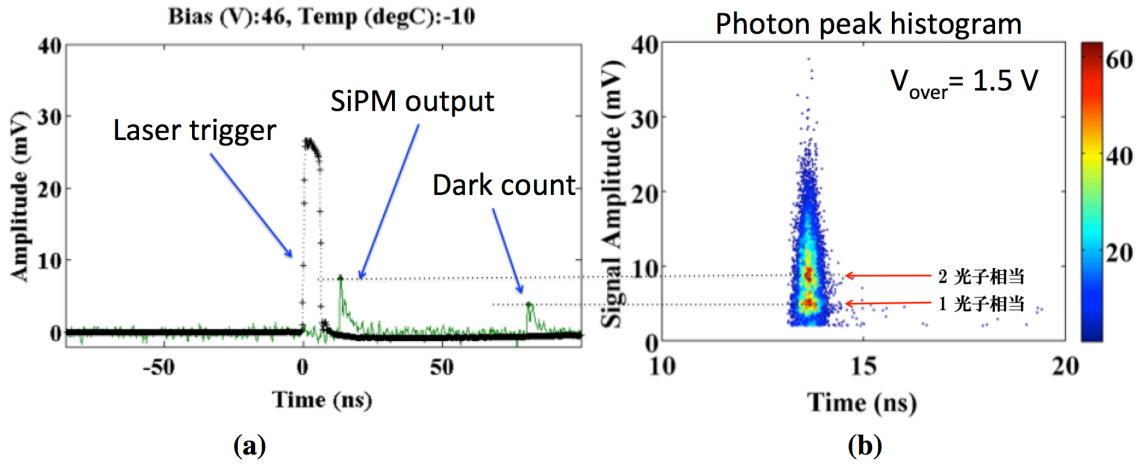


図 4.20 レーザー入射時の信号波形とピーク電圧の二次元タイミングヒストグラム

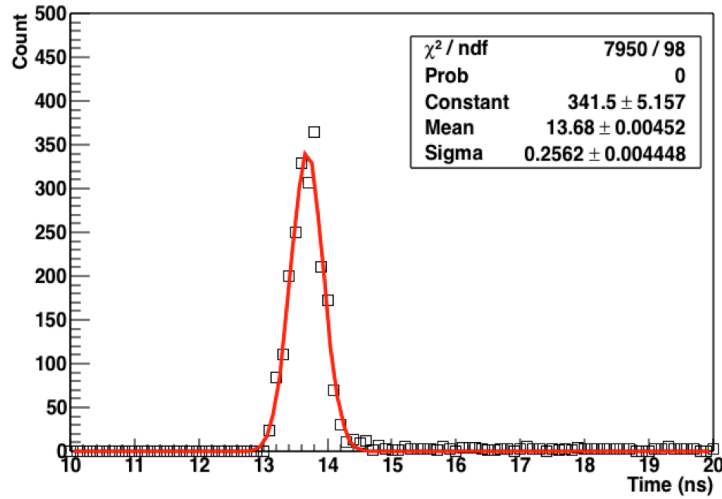


図 4.21 単一光子時間分解能測定結果

#### 光子検出効率 (Photon detection efficiency : PDE)

PDE 測定では主に照射タイミングのとれるレーザー光を用いて測定を行う。レーザー光強度は SiPM の出力平均が 1 マイクロセル以下になるような弱い強度で行い、またレーザー光は外部トリガ信号により照射する。トリガ信号後一定時間積分し、SiPM 信号の出力ヒストグラムを作成する。SiPM のマイクロセル数に応じた離散分布を式 (2.46) で表すポアソン過程に従うものとする。SiPM での検出光子数の平均を  $\mu_{\text{tot}}$ 、遮光状態でのダークカウント数の平均を  $\mu_{\text{dark}}$  とすれば、全イベント数 (照射回数)  $N_{\text{tot}}$  に占める 0 光子 (Pedestal, 検出されなかった) イベント数  $N_{\text{ped}}$  の割合  $\frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}}$  および遮光状態での全イベント数 (照射回数)  $N_{\text{dark}_{\text{ped}}}$  に占める 0 光子 (Pedestal, 検出されなかった) イベント数  $N_{\text{dark}_{\text{tot}}}$  の割合  $\frac{N_{\text{dark}_{\text{ped}}}}{N_{\text{dark}_{\text{tot}}}}$  から式 (4.8), (4.9) のように表せ

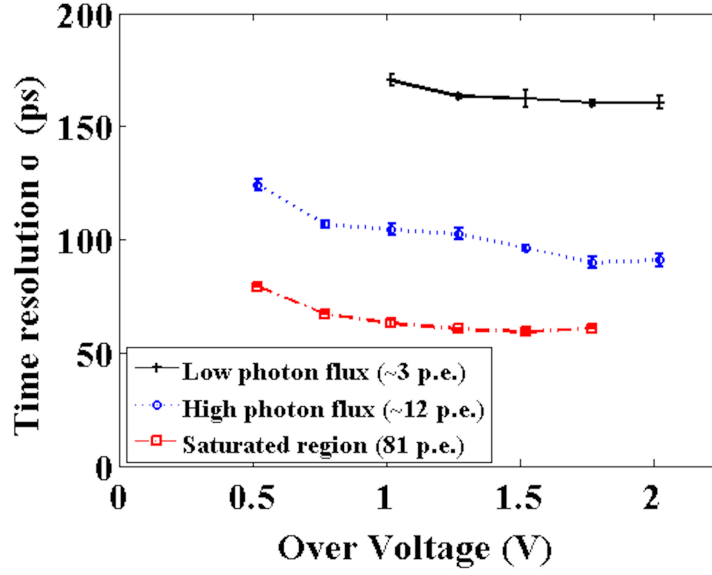


図 4.22 時間分解能測定結果

る [93].

$$\begin{aligned}
 P(0) &= \exp^{-\mu_{\text{tot}}} \\
 &= \frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}
 P_{\text{dark}}(0) &= \exp^{-\mu_{\text{dark}}} \\
 &= \frac{N_{\text{dark}k_{\text{ped}}}}{N_{\text{dark}k_{\text{tot}}}}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

式 (4.8),(4.9) の両辺の自然対数をとることにより,  $\mu_{\text{tot}}$  および  $\mu_{\text{dark}}$  は式 (4.10),(4.11) のようになる.

$$\mu_{\text{tot}} = -\ln \frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{tot}}} \tag{4.10}$$

$$\mu_{\text{dark}} = -\ln \frac{N_{\text{dark}k_{\text{ped}}}}{N_{\text{dark}k_{\text{tot}}}} \tag{4.11}$$

よって, 正味の検出光子数  $\mu_{\text{ph}}$  はダークカウントの影響を差し引いた式 (4.12) のようになる.

$$\begin{aligned}
 \mu_{\text{ph}} &= \mu_{\text{tot}} - \mu_{\text{dark}} \\
 &= -\ln \frac{N_{\text{dark}k_{\text{ped}}}}{N_{\text{dark}k_{\text{tot}}}} + \ln \frac{N_{\text{dark}k_{\text{ped}}}}{N_{\text{dark}k_{\text{tot}}}}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

SiPM の入射光子数はリファレンスの光検出器で測定し, その値が  $\mu_{\text{incident}}$  であった場合, 光子検出効率  $PDE$  は式 (4.13) のように表せる.

$$PDE = \frac{\mu_{\text{ph}}}{\mu_{\text{incident}}} \tag{4.13}$$

測定は図 4.19 に示した時間分解能測定と同じ実験セットアップで行った。ダークカウント数を抑えるため、 $-10^{\circ}\text{C}$  の環境温度下で測定を行った。図 4.23 はオーバー電圧 1.57 V を印加しながら取得したレーザー光（波長 510 nm）の表面照射下での出力ヒストグラムと、遮光状態での出力ヒストグラムである。ペDESTAL 分布にガウシアンフィッティングを行い、分布の標準偏差から  $\pm 3\sigma$  内にあるイベント数を  $N_{\text{ped}}$  もしくは  $N_{\text{ped}}^{\text{dark}}$  と定義している。

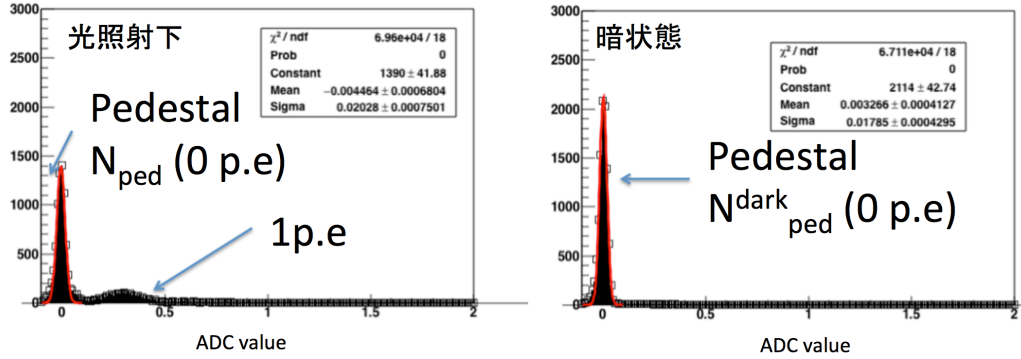


図 4.23 光照射下及び暗状態における SiPM 出力波高ヒストグラム

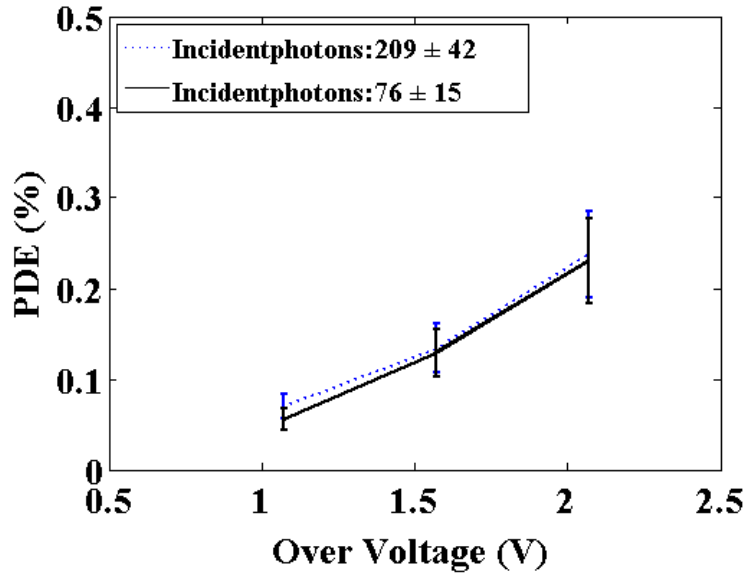


図 4.24 オーバー電圧ごとの PDE

図 4.24 は入射光子数が 200 光子程度、70 光子程度の条件下で取得した光子検出効率をオーバー電圧ごとにプロットしたものである。測定結果より表面照射時の光子検出効率はオーバー電圧 2.1 V で 0.24 % であった。光子検出効率の支配要因として、マイクロセル上で有感領域が占める割合を示す開口率、有感領域に入射した光子が空乏層内で光電変換される確率を示す (外部) 量子効率、光電変換されたキャリアがアバランシェ増幅

される確率であるガイガー効率がある。PDE はこれらの積として式 (4.14) で与えられる。表面照射時の開口率は 25 % 程度であることから、量子効率とガイガー効率の積が 1 % 程度であることが考えられる。

$$PDE = \text{開口率} \times \text{量子効率} \times \text{ガイガー効率} \quad (4.14)$$

### 波長感度特性

波長帯域によって入射面からの吸収長が異なることから、量子効率は波長依存性がある。そこで図 4.25 のような実験環境を構築し、波長可変光源により 300 nm–900 nm 程度の範囲での受光感度特性を測定した。光源の波長ごとの出力光量は校正用フォトダイオード（Thorlabs 製、FDS-CAL100）を用いてあらかじめ測定しており、図 4.26 はその受光感度特性及び得られた光源の出力特性である。SiPM の印加電圧を変え、降伏電

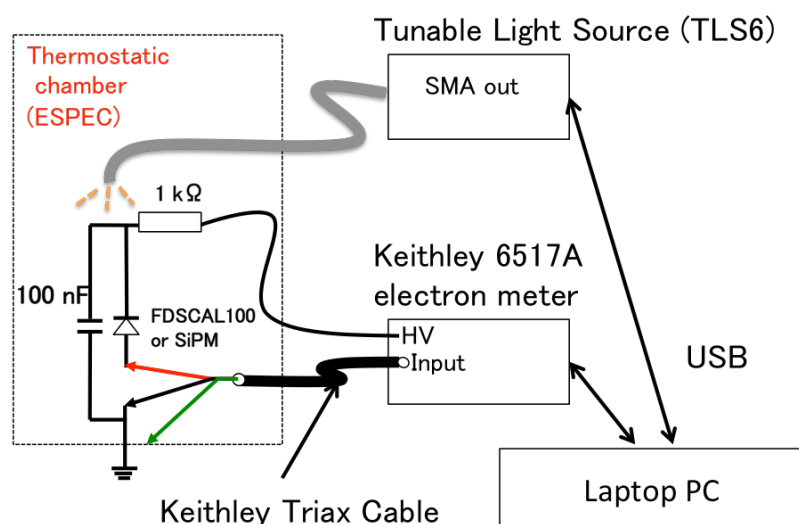


図 4.25 波長感度測定実験セットアップ

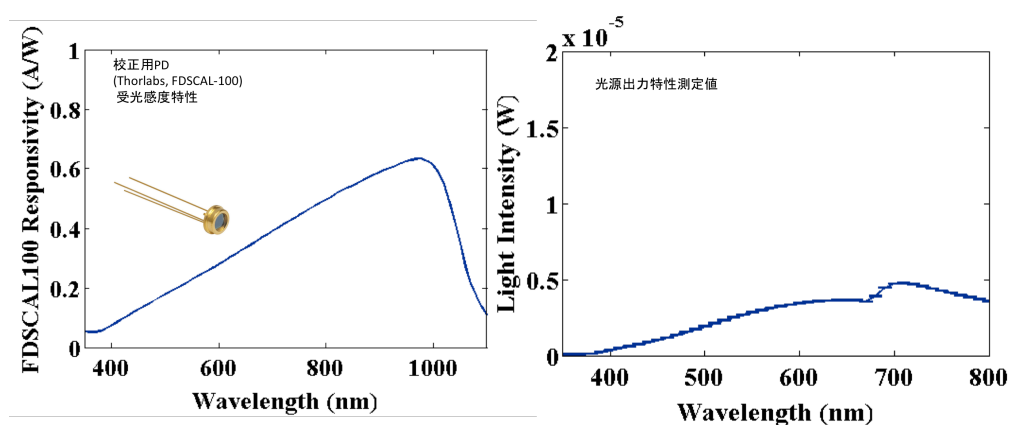


図 4.26 校正用フォトダイオードの受光感度特性及び光源の出力特性

圧以降での受光感度（入射光量に対する光電流量）を測定した。図 4.27 は SOI 素子の結果であり、図内左側

は降伏電圧以降の特性を，図内右側は降伏電圧手前のバイアス電圧における特性である．なお縦軸の受光感度値はオーバー電圧 2.2 V 印加時における最も受光感度の高かった値を 1 とした相対値としている．結果より，降伏電圧以降と降伏電圧手前のバイアス電圧では受光感度特性に違いがあることが確認できる．降伏電圧以降では長波長側への感度が低下し，500 nm 程度に感度ピークが存在している．原因としては，空乏層の広い基板を使用しているため長波長側ほど感度が高くなるが，一方で降伏電圧以降では長波長である程ガイガー増幅効率が悪くなっていると考えられる．図 3.7 で示したように，不純物濃度の勾配のみを考慮した一次元解析ではガイガー効率として 30 % 程度の試算であったことを踏まえると，内部電場構造に起因するガイガー効率の二次元的な不均一性が影響していると考えられる．

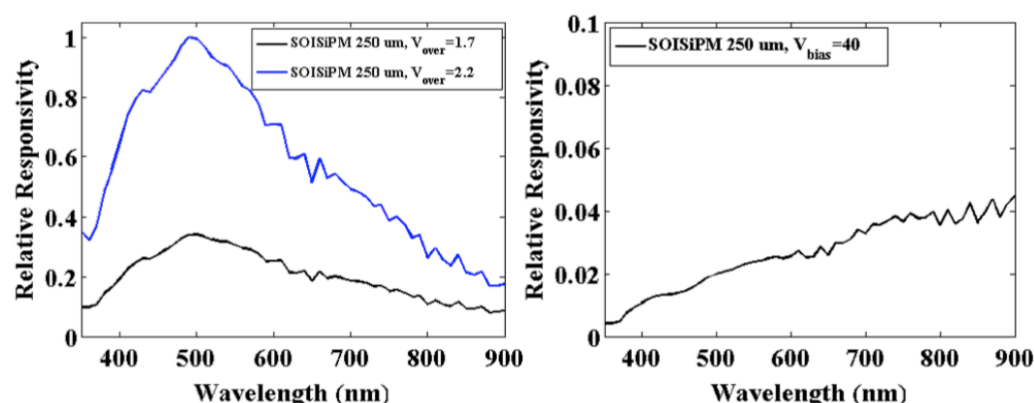


図 4.27 (左)SOI-SiPM における降伏電圧以降の波長感度特性 (右) 降伏電圧以前の波長感度特性

## 4.2 標準プロセスでの 500 μm ピッチ SiPM アレイ

本項では KETEK との共同研究の中で試作した，500 μm ピッチ SiPM アレイについての性能を評価し，まとめた結果を報告する．これらの性能を一つの目標値とし，SOI プロセスを用いて試作した SiPM アレイの性能との比較評価および考察を行った．図 4.28 は KETEK 製 SiPM アレイの概観である．マイクロセルサイズは 20 μm × 20 μm であり，1 つのチャンネルはマイクロセルが 400 (= 20 × 20) 個配置され，400 μm × 400 μm の大きさである．アレイは 8 × 8 個のチャンネルをギャップ 100 μm を含む 500 μm ピッチで並べたものであり，アレイ全体のサイズは 4.1 mm × 4.1 mm である．なお測定には図 4.28 内右側に示した 4 チャンネルを用いた．

### 4.2.1 電流電圧特性 (I-V 特性) 及び容量電圧特性 (C-V 特性)

図 4.29 は電流電圧測定の結果及び式 (3.47) に従って計算した電流の逆電圧微分値である．測定は室温 25 °C 下において半導体パラメータアナライザ (Keithley 製，4200-SCS) を用い，0.1 V ステップで取得した．電流の逆電圧微分値の関数において，最初に極大値を与える電圧を降伏電圧として定義している．降伏電圧は 27.2–27.5 V 程度にあり，動作電圧領域は 5–6 V 程度であると考えられる．1 チャンネルあたりの暗電流値は降伏電圧手前で 100 pA 程度，降伏電圧以降で数 10 nA 程度であった．また，図 4.30 は各チャンネルの容量電圧測定を行った結果であり，マイクロセルあたりの容量値の平均は 41.5 fF であった．

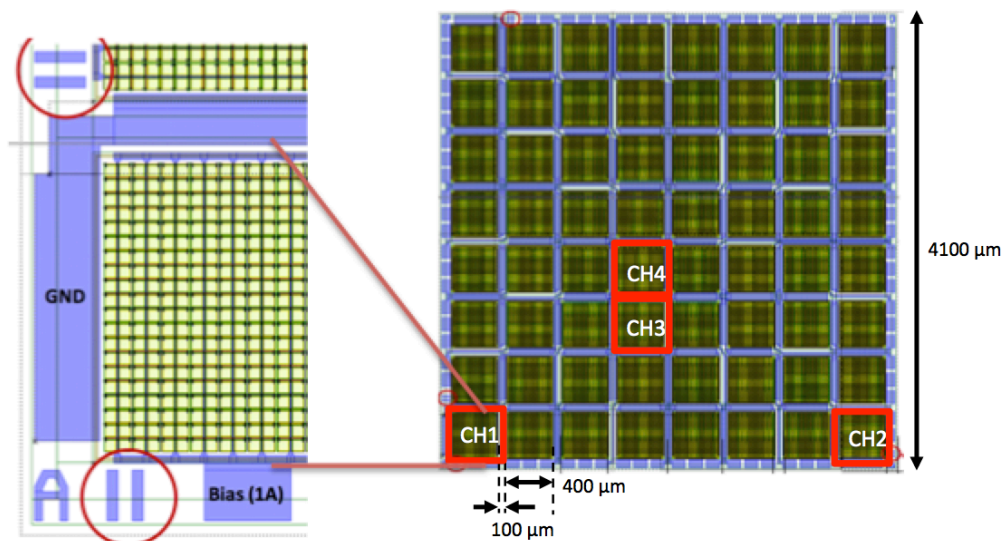


図 4.28 KETEK 製 500  $\mu\text{m}$  ピッチ SiPM アレイのレイアウト図

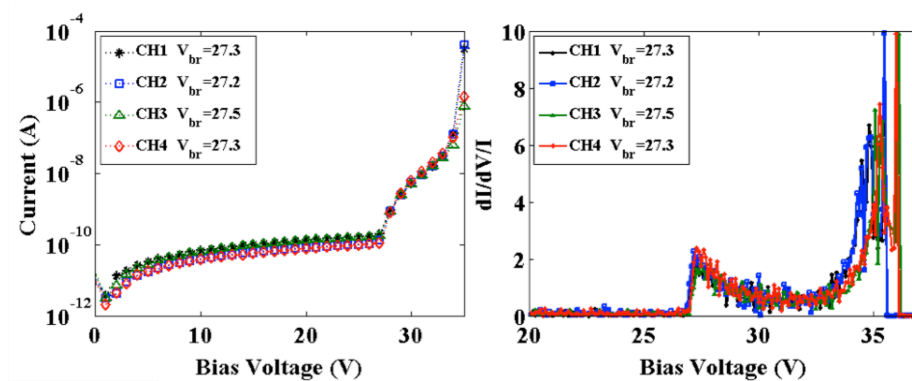


図 4.29 電流電圧特性及び降伏電圧付近における電流電圧微分特性

## 4.2.2 ゲイン及びリカバリータイム測定

図 4.31 は CH3 における飽和信号波形であり、32 V での信号電圧ピーク値に対する相対値として規格化したものである。測定は短パルスレーザー光（浜松ホトニクス製、ピコ秒ライトパルサ PLP-10 および C10196、波長 510 nm パルス幅 130 ps）を用い、飽和時の信号を 50  $\Omega$  入力終端に設定したオシロスコープ（LeCroy 製、10 GS/s、バンド幅 1 GHz）を用いて測定している。式 (4.6) に従うフィッティングにより得られたリカバリータイム時定数  $\tau_q$  は 7.5 – 8.5 ns、99% 減衰時間を示す  $5\tau_q$  は 37.5 – 42.5 ns であった。マイクロセル容量が 41.5 fF 程度であったことを踏まえると、クエンチ抵抗は式 (2.54) の RC 積より 200 k $\Omega$  程度と考えられ、これは SOI 素子と同程度の値である。図 4.32 は式 (4.1) に従い、飽和信号の積分電荷量をマイクロセル数で割ることで算出したゲインである。最大でオーバー電圧 4.5 V で  $1 \times 10^6$  程度であった。これは式 (4.15) に従いマ

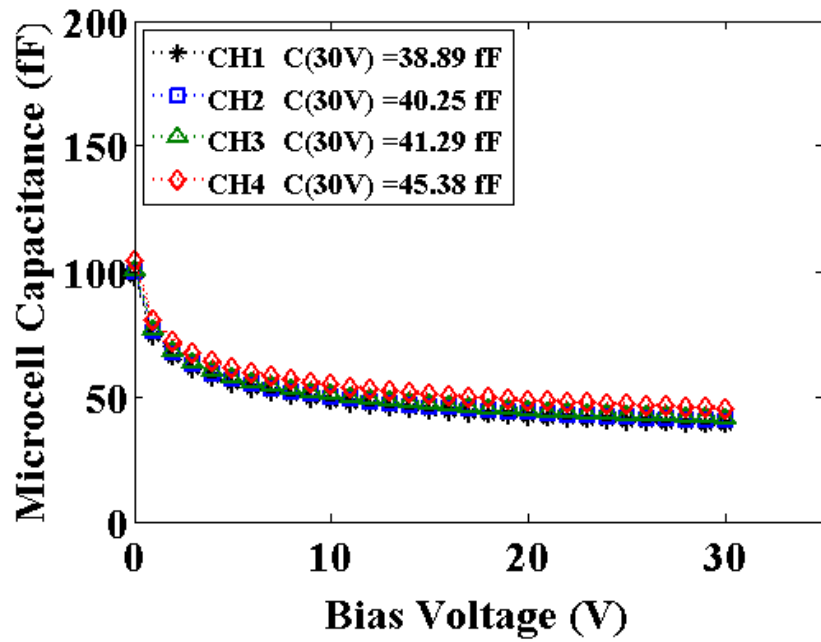


図 4.30 容量電圧特性

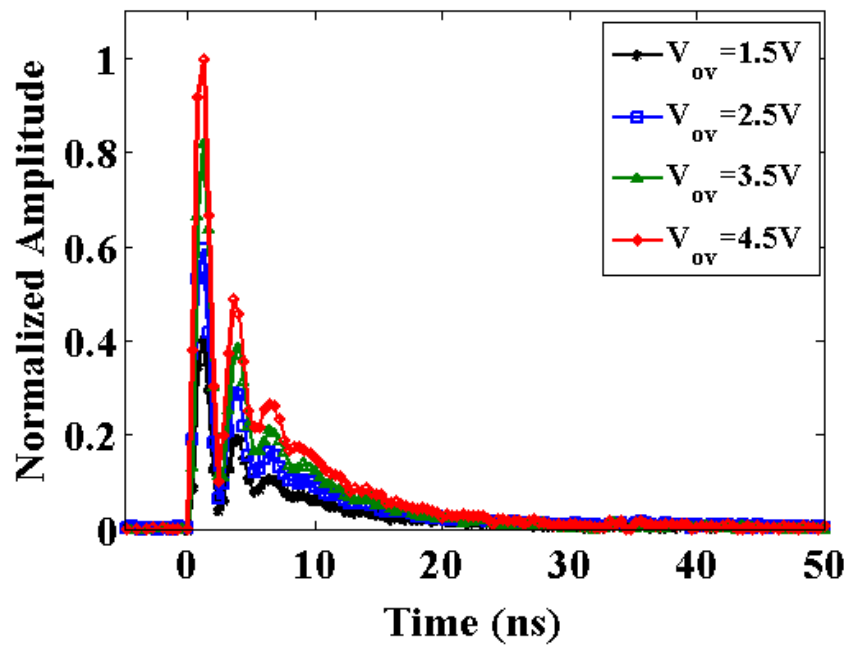


図 4.31 オーバー電圧ごとの飽和信号波形



マイクロセル容量から算出されるゲインの推定値に近い値となっている。

$$G = \frac{41.5\text{fF} \times 4.5\text{V}}{1.6 \times 10^{19}} = 1.16 \times 10^6 \quad (4.15)$$

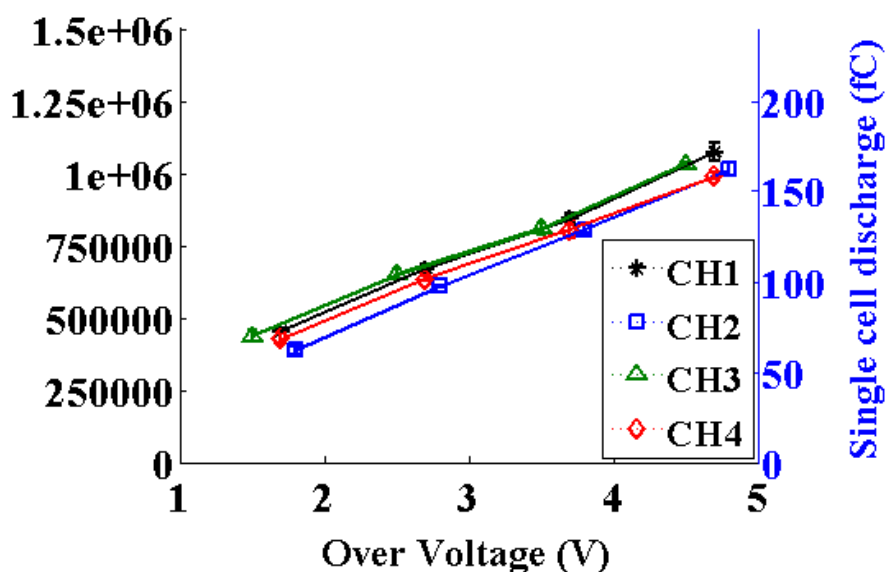


図 4.32 オーバー電圧ごとのゲイン特性

#### 4.2.3 ダークカウントノイズ測定

図 4.33 はチャンネルあたりのダークカウントレートの測定結果である。環境温度 25 °C のもと図 4.16 に示した環境と同様にプリアンプ (KETEK Evaluation Kits) を用いてマイクロセルレベルの信号波形測定により行った。オーバー電圧とともにダークカウントは増加し、測定範囲では最大 100 kHz/CH であった。また式 4.6 に従って計算するクロストーク確率はオーバー電圧 4.5 V において 20 % 程度であった。

#### 4.2.4 時間分解能測定

図 4.19 のセットアップのもと、単一光子時間分解能の測定を行った。オーバー電圧 4.5 V、環境温度 25 °C 設定のもと 1 マイクロセル相当の出力信号のみを用いてレーザートリガータイミングに対する時間差からヒストグラムを作成し、ガウシアンフィッティングによりその分布の広がりを算出した。図 4.34 は得られた時間差ヒストグラムであり、単一光子時間分解能は 237.2 ps であった。なおこの値は計測系の時間分解能等も含めた値である。

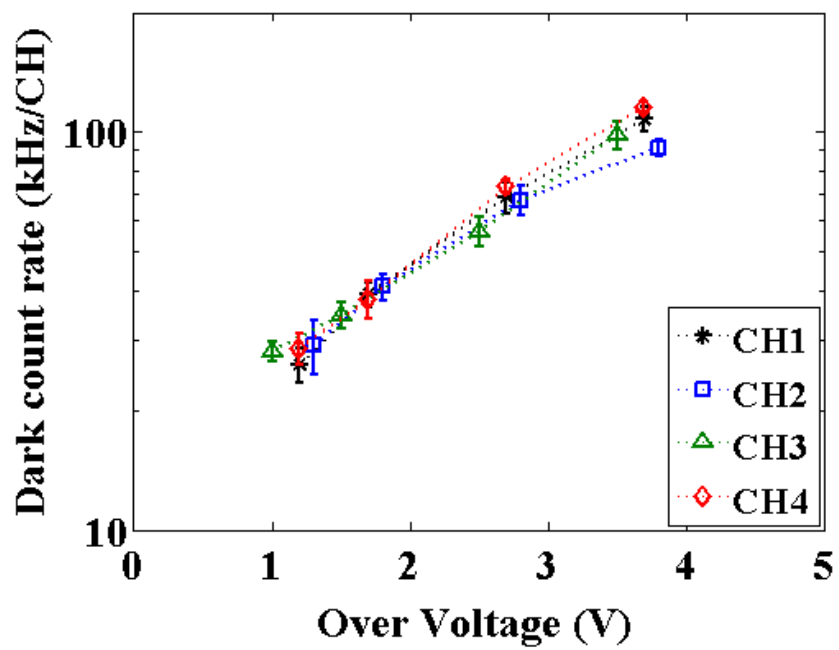


図 4.33 室温 (25 °C) におけるオーバー電圧ごとのダークカウントレート

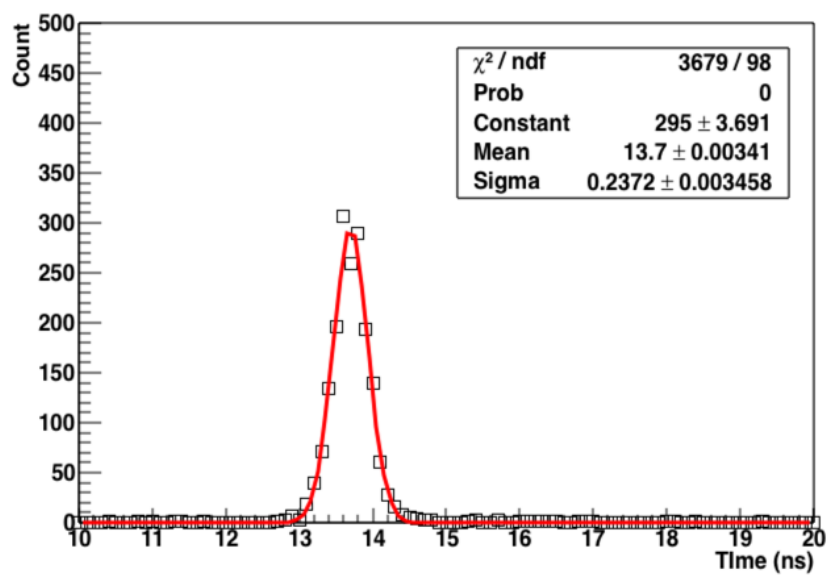


図 4.34 単一光子時間分解能測定結果

#### 4.2.5 検出感度測定

##### 光子検出効率 (Photon Detection Efficiency:PDE)

図 4.36 は 2 つのチャンネルについてバイアス電圧波長感度特性を調べたものであり、最大値を 1 とした相対値として規格化している。PDE の絶対値については同様の製造プロセスで作成されたものから試算し最大 30–40 % であり、オーバー電圧 3.5–4.5 V 程度で一定に近づく飽和特性が確認できる。

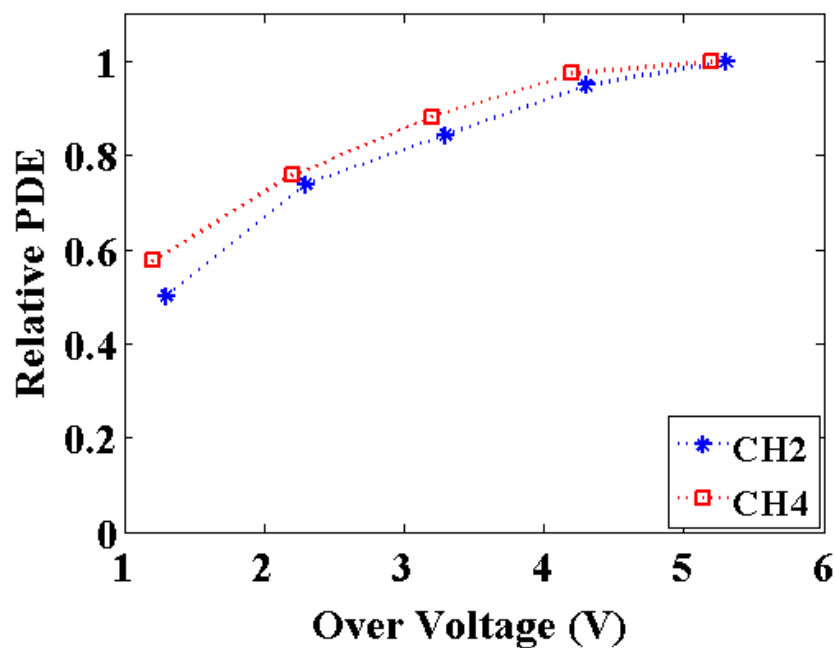


図 4.35 オーバー電圧ごとの相対検出効率測定結果

##### 波長感度特性

図 4.36 は波長ごとの受光感度特性を調べたものであり、最大値を 1 とした相対値として規格化している。測定した素子の都合上により、2 チャンネルを接続した状態での出力電流値から算出した。なお測定は図 4.25 に示したセットアップのもとオーバー電圧 4.5 V で取得した。波長感度は 450 nm 付近にピークが存在し、短波長側および長波長側になるにつれて減衰する特性となった。

#### 4.2.6 シンチレータを用いた評価

図 4.37 は GAGG シンチレータ  $0.4 \times 0.4 \times 1 \text{ mm}^3$  結晶を SiPM 上に配置したものである。サブミリピッチ SiPM をシンチレータと 1 対 1 で接合させた放射線検出器の予備評価としてスペクトルの評価を行った。図 4.38 は SiPM に 32 V を印加して取得した 1CH のエネルギースペクトルである。反射材は使用せず、飽和補正は未実施であるが、おおよそ 511 keV で 26.2 % 程度の分解能であった。

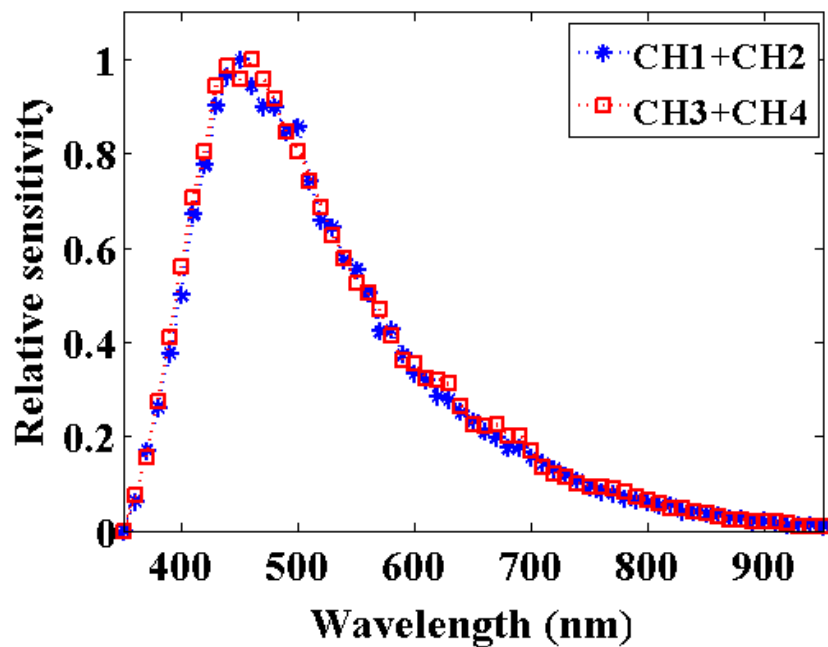


図 4.36 波長感度特性

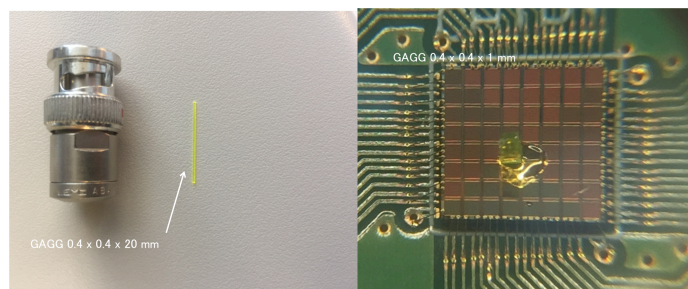


図 4.37 (左) エネルギースペクトル測定に用いた GAGG シンチレータ (右) SiPM 上の 1 チャンネルに GAGG シンチレータを配置したものの概観

### 4.3 SOISiPM 特性改善に向けた考察と試作

表 4.1, 4.2, 4.3 に KETEK 製 SiPM および SOISiPM の特性を比較したものを載せる。

表 4.1 KETEK 素子と SOI 素子の比較, 設計値

	製造プロセス	チャンネルサイズ [ $\mu\text{m}^2$ ]	セルサイズ [ $\mu\text{m}^2$ ]	マイクロセル数	クエンチ抵抗 [k $\Omega$ ]
SOI-SiPM	SOI	250 × 250	27.52 × 27.52	9 × 9	200
KETEK-SiPM	Standard	500 × 500	20 × 20	20 × 20	200 (推定値)

比較により, SOI プロセスで作成した SiPM では, 面積比ではダークカウントノイズが非常に多く, また

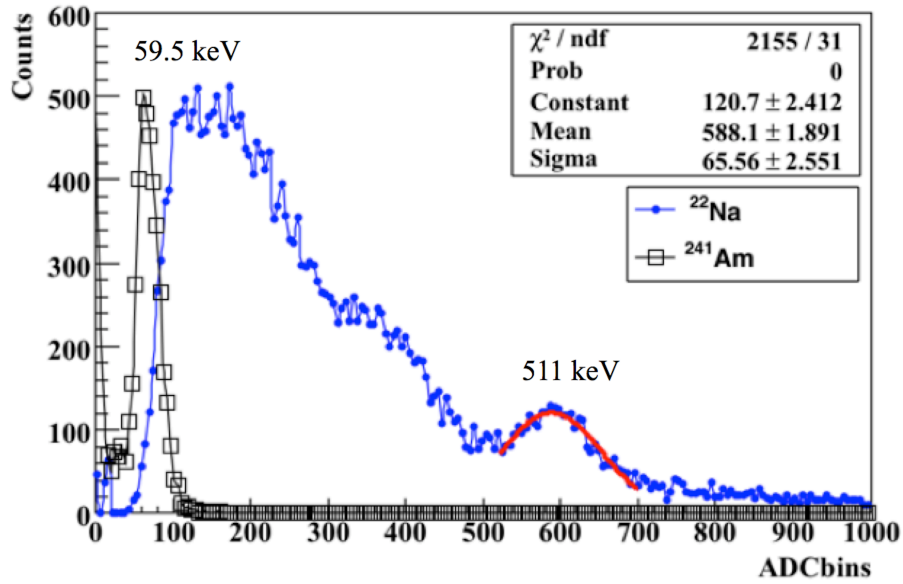


図 4.38 エネルギースペクトル

表 4.2 KETEK 素子と SOI 素子の性能測定値の比較.

	降伏電圧 $V_{br}$ [V]	動作領域 [V]	マイクロセル容量 [fF]	Gain	Recovery Time $\tau_q$ [ns]
SOI-SiPM	45.6 @25 °C	$< V_{br} + 2.5$	21.5	$< 2 \times 10^5$	3.3
KETEK-SiPM	27.3 @25 °C	$< V_{br} + 5$	41.5	$< 1 \times 10^6$	8

表 4.3 KETEK 素子と SOI 素子の性能測定値の比較. ダークカウントレートについては単位面積あたりの値とし, 図 4.18, 図 4.33 より室温 20 度での推定値を算出した. SOI についてはオーバー電圧 2V 以下で最大 50 MHz/CH, KETEK-SiPM についてはオーバー電圧 4V 以下で最大 100 kHz/CH として算出している.

	SPTR $\sigma$ [ps]	感度波長ピーク [nm]	DCR [Hz/ $\mu\text{m}^2$ ]	PDE [%]
SOI-SiPM	256.2	490	$< 800, V_{ov} = < 2V$	$< 0.24$
KETEK-SiPM	237.2	450	$< 0.4, V_{ov} = < 4V$	$< 40$

PDE が 2 桁程度は低い値をとっていることが分かる. そこで TCAD シミュレーション結果を通じて現状の SOI-SiPM の改善点を探るための考察を進めた.

### ダークカウントレート

ダークカウント自身はマイクロセルの不感時間となるため, ダークカウントの向上は PDE の向上にも貢献すると考えられる. Yux Xu 等の SPAD のダークカウントに関する考察によれば, 今日の CMOS プロセスで製造した SPAD のダークカウントは, バンド間トンネリング (Band to Band Tunneling: 以下 BTBT) の生成項に加え, 欠陥準位を介した熱的生成に間接トンネリング生成成分を反映した Shockley Read Hole - Trap Assisted Tunneling (以下 SRH-TAT) が主要な要因であるとしている [94]. 本研究でもダークカウント考察の始点として, この BTBT と SRH-TAT によるダークカウント測定値の再現を試みた. マイクロセルサイズを  $S$ , 空乏層内位置  $x$  における BTBT の生成率を  $G_{\text{btbt}}(x)$ , SRH-TAT の生成率を  $G_{\text{tat}}(x)$ , N 型半導体側空乏層端を  $x = 0$ , P 型半導体側空乏層端を  $x = W$  とすれば, 各生成項由来のダークカウントレートは式 (3.30) の位置  $x$  にお

るアバランシェ確率（ガイガー効率）を用いて式 (4.16)(4.17) のように表せる.

$$DCR_{\text{btbt}} = S \int_0^W G_{\text{btbt}}(x) P_{\text{pair}}(x) dx \quad (4.16)$$

$$DCR_{\text{tat}} = S \int_0^W G_{\text{tat}}(x) P_{\text{pair}}(x) dx \quad (4.17)$$

全体のダークカウントレート  $DCR_{\text{total}}$  は BTBT および SRH-TAT が支配的であると仮定すれば、各生成分の和として表される.

$$\begin{aligned} DCR_{\text{total}} &= DCR_{\text{btbt}} + DCR_{\text{tat}} \\ &= S \int_0^W (G_{\text{btbt}}(x) + G_{\text{tat}}(x)) P_{\text{pair}}(x) dx \end{aligned} \quad (4.18)$$

なお、BTBT 生成率  $G_{\text{btbt}}$  については式 (4.19) をベースとした.

$$G_{\text{btbt}} = D \cdot BB.A \cdot |E(x)|^{BB.GAMMA} \cdot \exp\left(\frac{-BB.B}{E(x)}\right) \quad (4.19)$$

$D$  は統計的変動要素であり、本研究では実測デバイス上での電場不均一性を考慮した BTBT フィットティング変数とした.  $BB.A, BB.B, BB.GAMMA$  はユーザー定義パラメータであるが、先行研究より  $BB.A = 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-0.5} \text{ V}^{-2.5} \text{ s}^{-1}$ ,  $BB.B = 1.9 \times 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$ ,  $BB.GAMMA = 2.5$  とした [94, 95]. 電界強度の分布については 3 章図 3.7 に示した一次元濃度プロファイルのシミュレーション結果を使用する. SRH-TAT 生成率  $G_{\text{tat}}$  については再結合式 (4.20) を使用した [94, 95].  $p, n$  を電子及び正孔密度,  $\tau_n, \tau_p$  を電子及び正孔寿命とし、欠陥密度  $N_t$ , 真性フェルミ準位  $E_i$ , P 型半導体側フェルミ準位  $E_f^p$ , N 型半導体側フェルミ準位  $E_f^n$ , 欠陥準位  $E_t$ , 電子及び正孔の有効質量  $m_n^*, m_p^*$ , 電子及び正孔の捕獲断面積  $\sigma_n, \sigma_p$ , ボルツマン乗数  $k$ , 絶対温度  $T$  として

$$G_{\text{tat}} = \frac{pn - n_i^2}{\frac{\tau_n}{1+\Gamma_n} [p + n_i \exp(\frac{-(E_t - E_i)}{kT})] + \frac{\tau_p}{1+\Gamma_p} [n + n_i \exp(\frac{(E_t - E_i)}{kT})]} \quad (4.20)$$

電子及び正孔の捕獲密度が最大となる欠陥準位  $E_t$  がバンドギャップ中心に有る状態 ( $E_t - E_i = 0$ ) を仮定, また空乏層内での電子正孔密度条件  $p \ll n_i$  かつ  $n \ll n_i$  とし, 生成項となるよう符号の向きを正にとると [96].

$$\begin{aligned} G_{\text{tat}} &\simeq - \frac{pn - n_i^2}{\frac{\tau_n}{1+\Gamma_n} [p + n_i] + \frac{\tau_p}{1+\Gamma_p} [n + n_i]} \\ &\simeq \frac{n_i}{\frac{\tau_n}{1+\Gamma_n} + \frac{\tau_p}{1+\Gamma_p}} \end{aligned} \quad (4.21)$$

なお  $\Gamma_n$  及び  $\Gamma_p$  は電子寿命  $\tau_n$  及び正孔寿命  $\tau_p$  の電界強度依存性を考慮した関数であり, 電界強度が  $9 \times 10^5 \text{ V/cm}$  以下の領域では  $\Gamma = \Gamma_n = \Gamma_p$  と近似できる [94].

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \frac{|E(x)|}{F_\Gamma} \exp\left(\left(\frac{E(x)}{F_\Gamma}\right)^2\right) \quad (4.22)$$

$$F_\Gamma = \frac{\sqrt{24m_t^*(kT)^3}}{q\hbar} \quad (4.23)$$

$$\tau_n = \sqrt{\frac{m_n^*}{3kT}} \frac{1}{N_t \sigma_n} \quad (4.24)$$

$$\tau_p = \sqrt{\frac{m_p^*}{3kT}} \frac{1}{N_t \sigma_p} \quad (4.25)$$

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F^n - E_i}{kT}\right) \quad (4.26)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_F^p - E_i}{kT}\right) \quad (4.27)$$

なお  $n_i$  は真性キャリア密度であり，温度依存性を考慮した式を使用している [97].

$$n_i = \sqrt{1.5 \times 10^{33} T^3 \exp\left(-\frac{1.21q}{kT}\right)} \quad (4.28)$$

SRH-TAT 生成項においては  $\tau_g = \tau_n = \tau_p$  とし，これを SRH-TAT フィットティング定数とした [96].

$$G_{\text{tat}} \simeq \frac{n_i}{\tau_g} \frac{1}{1+\Gamma} \quad (4.29)$$

図 4.39 は SOI-SiPM のダークカウントレート測定結果をもとに，横軸を温度としてプロットし直したものである．オーバー電圧が高くなるにつれクロストークによる影響が大きくなると考えられることから，オーバー電圧 1 V におけるデータを利用した．なお測定時の各温度におけるオーバー電圧が異なることから，隣り合う 2 点間の線形補間によりオーバー電圧 1V における推定値を算出している．また，式 (4.16),(4.17),(4.18),(4.19),(4.29) に従い，フィットティング条件  $D = 443$ ,  $\tau_g = 8.85 \mu\text{s}$  のもと測定値上に重ね合わせたものである．BTBT 及び SRH-TAT のみを考慮した本結果からは，温度とともに SRH 由来の DCR が増えるが，低い温度では BTBT が支配的となる分布となった．BTBT は主に PN 接合の低濃度側の濃度に依存することが知られていることを踏まえると，Well 層の濃度調節によりダークカウントレートを下げられる可能性がある [94]．一方で本解析は不純物プロファイルと電界強度の一次元的な分布のみを考慮した簡易的な検証手法であり，より詳細な検討には二次元もしくは三次元的な実際のデバイス構造に近い電場形状での分布を考慮する必要がある．

## PDE

SOI-SiPM では，PDE が 1% 以下と非常に低い値をとっていた．また前項の結果より SOI-SiPM の感度波長特性を調べると，降伏電圧以降で長波長側に対する感度が大きく低下することが確認されている．この原因としては，光電変換される吸収長が長いほどと生成キャリア（電子）のガイガー増幅効率が悪化している可能性がある．本項ではその原因を探るため，降伏電圧以降のバイアス電圧における衝突イオン化生成項の二次元分布のシミュレーションを試みた．図 4.40 はその結果である．シミュレーション結果より，高電圧領域ではガードリング構造でも電場分布，衝突イオン化生成項の分布に偏りがあることが確認できる．とくにデバイス中央付近では電場強度が低くなっており，基板深くでの生成キャリア（電子）の収集時にアバランシェ領域を通



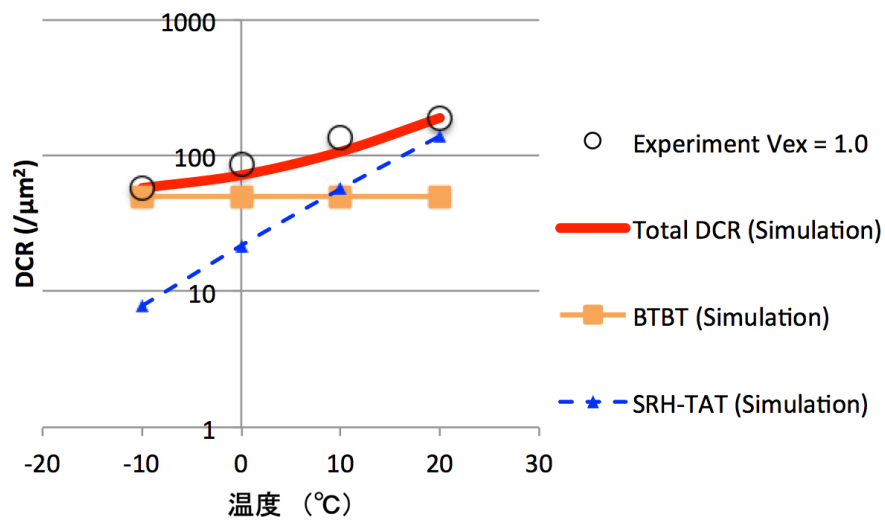


図 4.39 ダークカウントレートの発生要因の考察

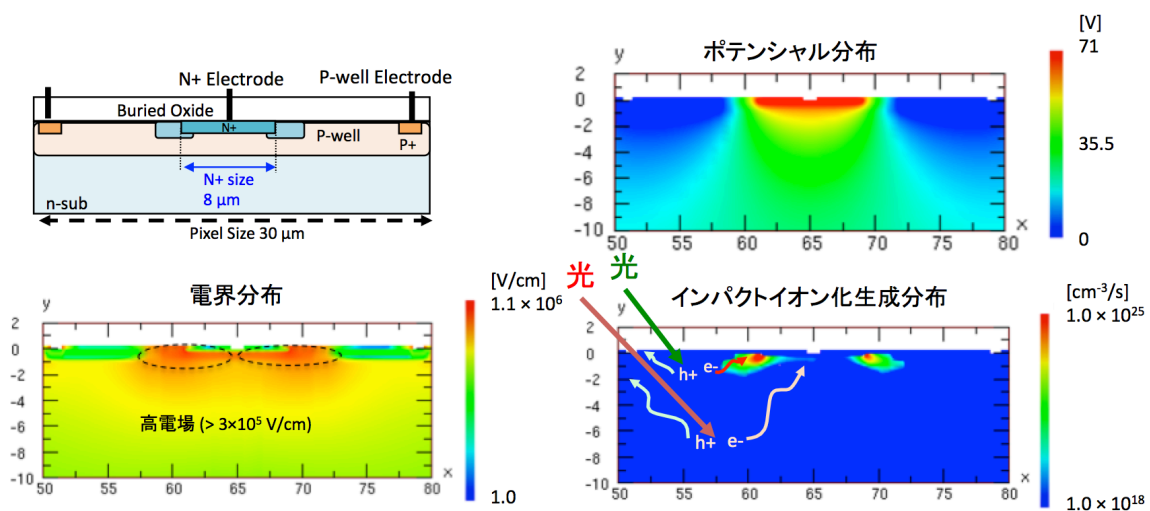


図 4.40 SiPM 構造の二次元 TCAD シミュレーション。降伏電圧以降での電圧（設定値 71 V）でのポテンシャル分布，電場強度分布，衝突イオン化（インパクトイオン化）生成分布。

過しない経路が存在していると考えられる。そこで改善案として図 4.41 のようなカソード (N+) 領域を縮小させた構造を考案した。シミュレーション結果より強電場領域およびインパクトイオン化生成分布が電極付近に集中しており、基板深くでの生成キャリア (電子) も収集時にアバランシェさせやすい構造になっていると考えられる。以上の検証を行うため、図 4.41 の構造を反映した素子を含む、テストチップ (図 3.4 内 SOI-SiPM3 に該当) を作成した。図 4.42, 4.43 は実際に試作したデバイスの電流電圧特性の測定結果および降伏電圧付近における電流電圧微分値である。カソードを縮小させると PN 接合面が狭くなるため、降伏電圧は下がっている。一方で SiPM の動作領域をみると、改善前の 2.5 V に対し 3.8 V 程度まで増加している。オーバー電

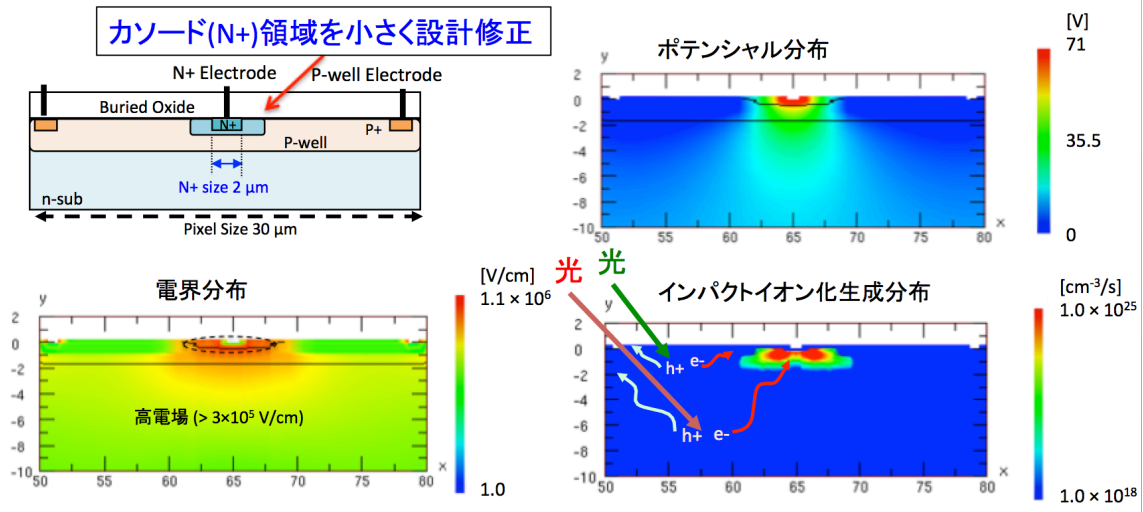


図 4.41 カソード領域を縮小させた SiPM 構造の二次元 TCAD シミュレーション。降伏電圧以降での電圧（設定値 71 V）でのポテンシャル分布，電場強度分布，衝突イオン化（インパクトイオン化）生成分布。

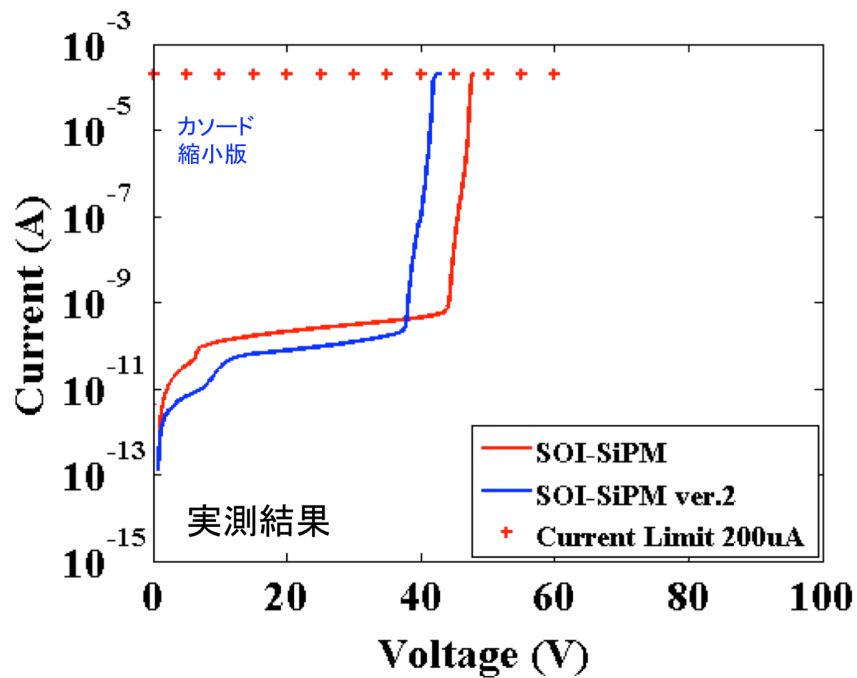


図 4.42 図 4.40 を反映した素子 SOI-SiPM 及び図 4.41 を反映した SOI-SiPMver.2 の電流電圧特性。マイクロセル数はそれぞれ  $10 \times 10$  である。

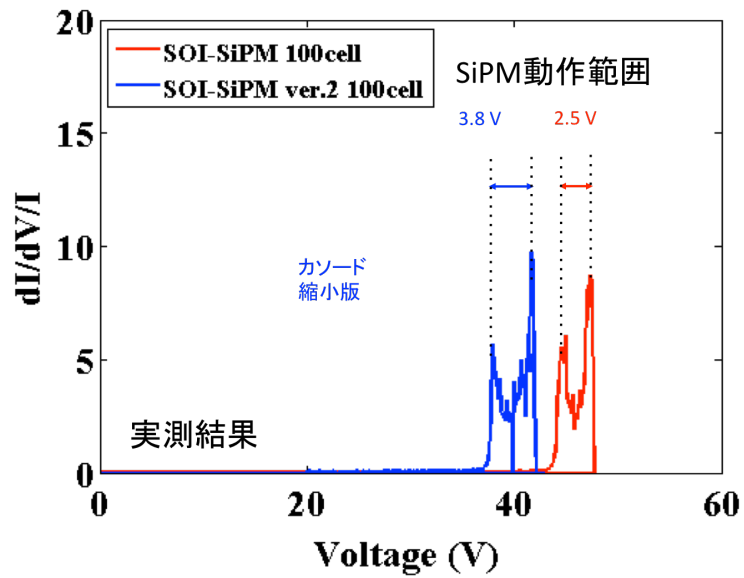


図 4.43 図 4.40 を反映した素子 SOI-SiPM 及び図 4.41 を反映した SOI-SiPMver.2 の電流電圧微分特性. マイクロセル数はそれぞれ  $10 \times 10$  である.

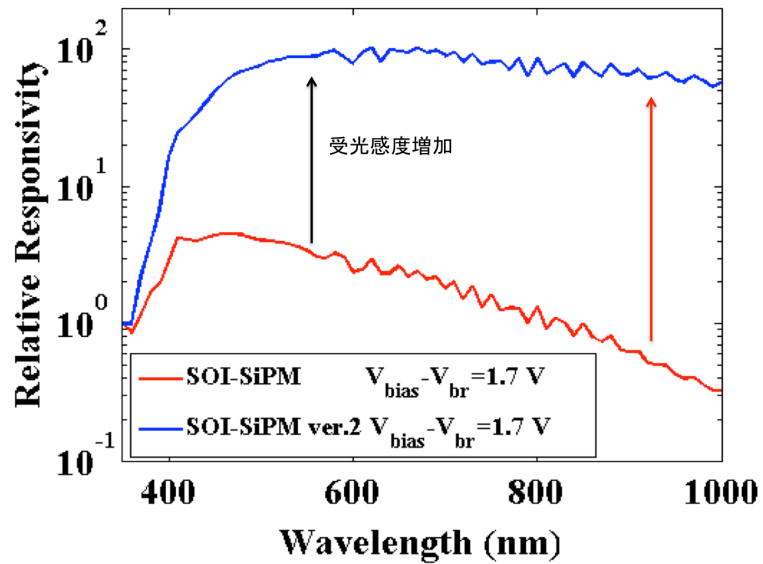


図 4.44 図 4.40 を反映した素子 SOI-SiPM 及び図 4.41 を反映した SOI-SiPMver.2 の波長感度特性. 入射光量の位置依存性を考慮し, 波長 350 nm における受光感度に対する相対値としてプロットした.

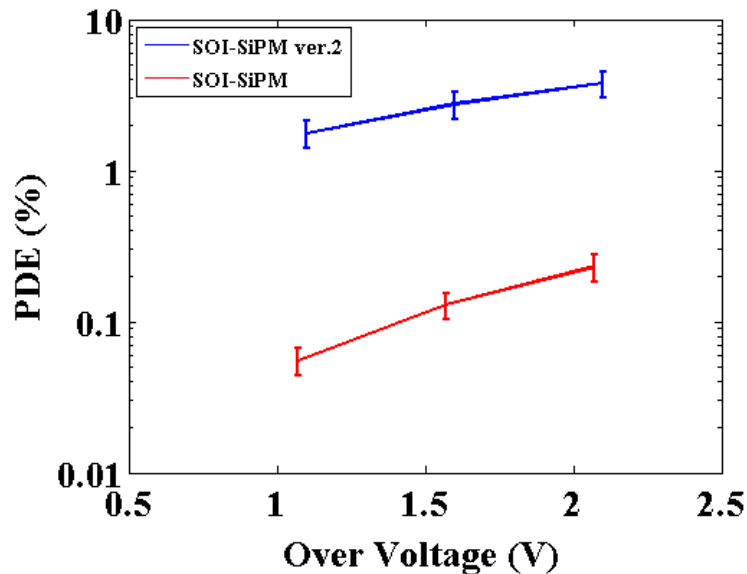


図 4.45 SOI-SiPM ver.2 におけるオーバー電圧ごとの PDE 測定結果。室温 25 °C において、波長 510 nm の短パルスレーザー光を用いて測定した。

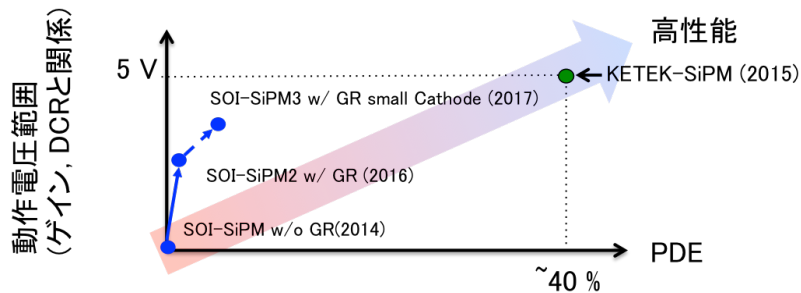


図 4.46 今までに試作した SOI-SiPM の性能を PDE、動作電圧について市販の性能に対する相対値を概算しプロットしたもの。

圧に対するダークカウントの増加量が抑えられていることを示している。また図 4.44 は降伏電圧以降、オーバー電圧 1.7V における波長感度特性を調べた結果である。長波長側の感度が向上しており、これは基板深くての光電変換キャリアに対するガイガー効率（検出効率）が向上しているためだと考えられる。実際にカソード縮小タイプ（SOI-SiPM ver.2）におけるオーバー電圧ごとの PDE を測定した結果を図 4.45 に示す。実験体系は図 4.24 を算出した際と同様に、波長 510nm の短パルスレーザー光を用いて行い、KETEK 製 SiPM(500  $\mu\text{m}$  ピッチ) および ND フィルターを用いて入射光子数が 10 個程度になるまで減衰させた状態で行った。比較のため図 4.24 に示した従来の構造における PDE 特性（入射光子数 70 光子程度で測定した結果）を合わせて図示している。カソード縮小タイプでは波長 510 nm の緑色光に対して、最大 3.7% 程度まで向上しており、これは図 4.24 に示した従来の構造における PDE（0.24%）の 15 倍程度の値に相当する。

以上の結果を踏まえ、図 4.46 は現在までに試作した SiPM の PDE、動作電圧範囲について市販の SiPM (KETEK 製) と比較したものである。動作電圧範囲はゲイン、ダークカウントレートの増加量と関係し、市販

のものでは最大 5 V 程度までは印加可能であるものが多い [58, 98, 99]. SOI-SiPM では開発当初のガードリング無しのタイプではほとんど動作領域がなく, SiPM として動作させることができなかった (動作不良という点から PDE は 0 とした). 一方で次の試作での SOI-SiPM2 ではガードリング構造の導入により動作領域は 2.5 V 程度まで増加し, アバランシェ増幅による SiPM としての動作を確認することができた. 一方で PDE については 0.24 % 程度と非常に低いことから改善が更なる改善が必要であることを確認した. シミュレーションを通じた解析を進め, カソードを縮小による改善案を検討した. 試作品の測定結果から動作電圧の増加及び長波長側での感度向上を確認し, 波長 510nm に対して PDE は 15 倍程度改善した 3.7 % を確認している. しかしながら PDE は未だ市販品に対して低く, 今後のプロセスの改善, 更なる構造改善に加え裏面照射による開口率向上等の継続的な開発努力が必要である.

## 第 5 章

# フォトンカウンティング CT に向けたイメージングデバイスの試作

本章では、前章までに得られた SOI-SiPM をもとに信号処理回路を搭載させた、フォトンカウンティング CT への応用を目指したイメージングデバイスの試作を行った結果を要説する。

### 5.1 計数型ピクセルイメージャー SiPM-Count-Pixel の試作

フォトンカウンティング CT で用いられるイメージングデバイスでは、一般的な CCD 等の積分型イメージングデバイスと異なり、計数型とよばれるパルスカウンティング技術をベースとしている。一般的な積分型イメージングデバイスでは一定時間ごとに入力電荷を蓄積した後読み出しを行うが、その蓄積時間（露光時間）が長いと、高計数率下では複数の X 線光子のエネルギーを分離できなくなる。近年では露光時間を数 100 ns 程度に抑えることが可能なハイスピードカメラ等も登場しているものの、数 10  $\mu$ s 以上の全画素読み出しにかかる不感時間があり、単位時間あたりの検出効率としては非常に悪い。フォトンカウンティング CT 用等の医療用デバイスでは低被曝化に向け単位時間あたりの検出効率も必要となる。一方の計数型のイメージングデバイスでは光子一つ一つのエネルギーを離散的に弁別計数しながら、その計数値をまとめて読み出す手法である。例として画素サイズ 250  $\mu$ m 角で 16 ビットのカウンターを内包しているデバイスの場合には、1 回のフレーム（読み出し）で測定可能な X 線光子数は  $2^{16} \times \frac{1 \times 1 \text{mm}^2}{0.25 \times 0.25 \text{mm}^2} \simeq 1 \text{ Mcount/mm}^2$  となり、単位時間あたり 3 回程度の読み出しを行えば 3 M cps/mm<sup>2</sup> 程度の X 線強度にも対応可能である。

### 5.2 フロアプランおよびピクセル回路

図は設計する計数型チップのフロアプランである。読み出し及びピクセル回路構成の主要な部分は、SOI プロセスで設計された X 線用計数型ピクセル回路 (CouNT PIXel :CNTPIX) をもとに設計している [100]。フォトンカウンティング CT 用デバイスとしての応用を目指し、250  $\mu$ m 角程度のピクセルサイズで、エネルギーを 4 段程度の閾値で波高弁別し計数可能とした。読み出し時にはクロックに同期して隣のピクセルのデータをシリアル転送できるようになっており、4.45 mm 角のチップサイズの制約からアレイサイズは 8  $\times$  8 とした。8  $\times$  8 アレイの右上のピクセルではプリアンプ、波形整形増幅器、波高弁別器それぞれの出力をモニタ用にバッファ回路を通じて外部 IO パッドへ出力している。図 5.2 はピクセル回路のイメージ図である。SiPM の場合にはダークカウントとよばれるパルスノイズがあることから、波高弁別には外部から参照用閾値電圧を

与える比較器を用いている。アナログ部分はプリアンプおよび波形整形回路の構成とし、フィードバック電流の値によってアンプゲインの調整が可能である設計にした。また波高弁別器の閾値は外部入力 (Coarse 閾値) とピクセルごとの補正を行う Fine 閾値の 2 種類によって調整可能である。各ピクセルには Fine 閾値に基づいて閾値変動を調整するための 4 ビットを含む計 10 ビットの制御レジスタが内包されている。また、右上の 1 ピクセルはアナログ回路の特性を試験できるよう、プリアンプ、波形整形増幅器、比較器の出力それぞれについてバッファを介しモニター端子が出力されている。電源電圧はモニター用出力バッファ用電源 3.3 V を除き、1.8 V である。

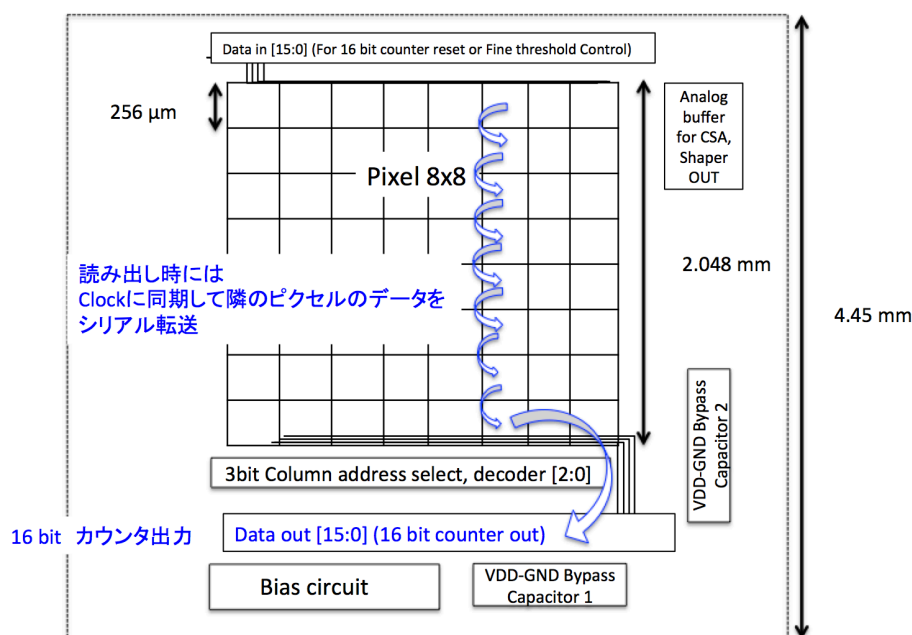


図 5.1 チップフロアプラン

図 5.3,5.4,5.5 はピクセル回路のプリアンプ部、波形整形増幅部、波高弁別部の回路構成である。

SiPM は  $\text{nA} - \mu\text{A}$  オーダーの暗電流があるため、ベースラインがシフトし、動作点が変化する可能性がある。電流入力型の低ゲインアンプを用いる、もしくはリーク補償回路の導入等による解決策があるが、本研究では試験的導入としてシャント抵抗と AC カップリングを用いた電圧入力による構成とした [101]。アナログ回路の構成は CNTPIX のものを転用したのとなっており、シンプルな 1 段のソース接地回路による増幅段を構成している。図 5.6 はプリアンプの AC 解析結果であり、位相余裕は 43 度、直流ゲインとしては 40 dB 程度であるが、3 dB 低下遮断周波数が 200 kHz 程度と遅い増幅回路となっており、SiPM の立ち上がり部分に含まれる高周波成分の実効的な増幅度は数倍程度となっている。フィードバック抵抗はトランジスタによる能動回路で実現しており、抵抗値はバイアス回路の参照電流の増減によって可変であり、電流 2 nA でおよそ 20 M $\Omega$  程度である。波形整形増幅器についても同様に 1 段のソース接地回路構成であり、プリアンプ同様フィードバック抵抗値はバイアス回路の参照電流の増減によって可変である。波形整形増幅器のプリアンプ出力に対する電圧ゲインは 2 倍程度である。4 段の波高弁別回路への接続にあたり、入力配線上の寄生容量による波形整形増幅器出力の減衰が存在していたことから、波形整形増幅器と波高弁別回路間にはバッファとし





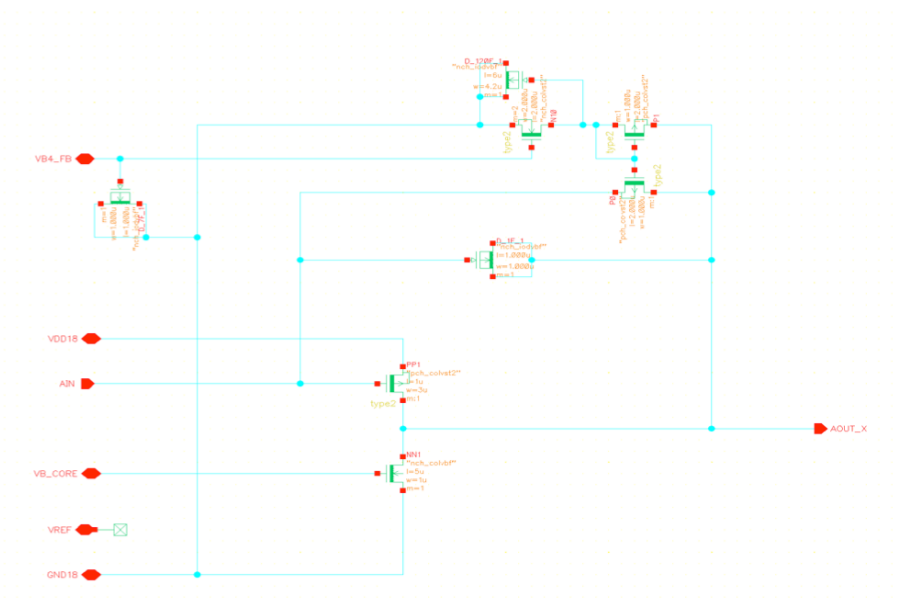


図 5.4 波形整形増幅器回路図

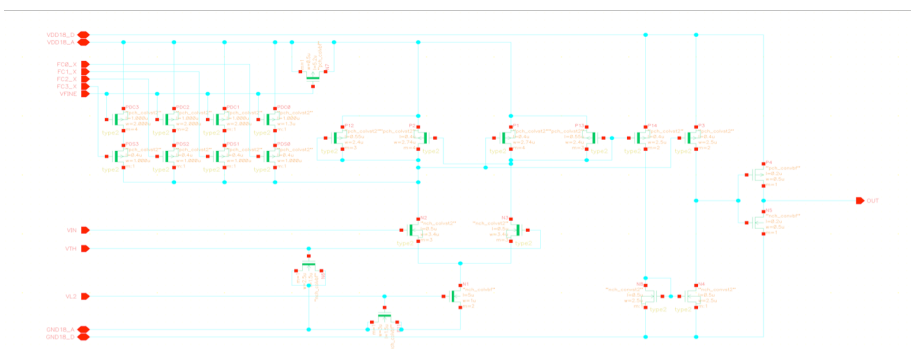


図 5.5 波高弁別回路図

てソースフォロア回路を搭載している。シミュレーションにおいては、より実際のデバイスに近い入力でのシミュレーションを行うため、実測値を SiPM の等価回路で模擬した信号モデル [102] を使用した。図 5.7 は SiPM 等価回路のシミュレーション結果である。SiPM のクエンチ抵抗及びマイクロセル容量を反映した減衰時定数とし、またゲイン実測値の電荷量を反映した出力電圧となるようにしている。なお、SiPM のプリアンプの入力は電荷シャント抵抗及び AC カップリング容量を介した電圧入力であり、SiPM の電荷量の一部がプリアンプへ入力されることを考慮し、シミュレーション結果の横軸は SiPM カソード部分の出力電圧波高として表記した。図 5.8 は図 5.7 における信号モデルでの最大電圧波高 52 mV 程度の SiPM 出力に対する、プリアンプ、波形増幅器、4 段の波高弁別器の出力のシミュレーション結果である。入力信号を処理し、4 つの閾値電圧によって波高弁別できている。また、図 5.9 は SiPM の信号波高に対するプリアンプの出力及び電圧波高の絶対値との関係をプロットしたものであり、図 5.10 は同様に波形増幅器の特性についてプロットしたものである。設定した入力範囲では出力電圧は概ね線形に動作し、測定範囲で直線性を示すフルスケール誤差は

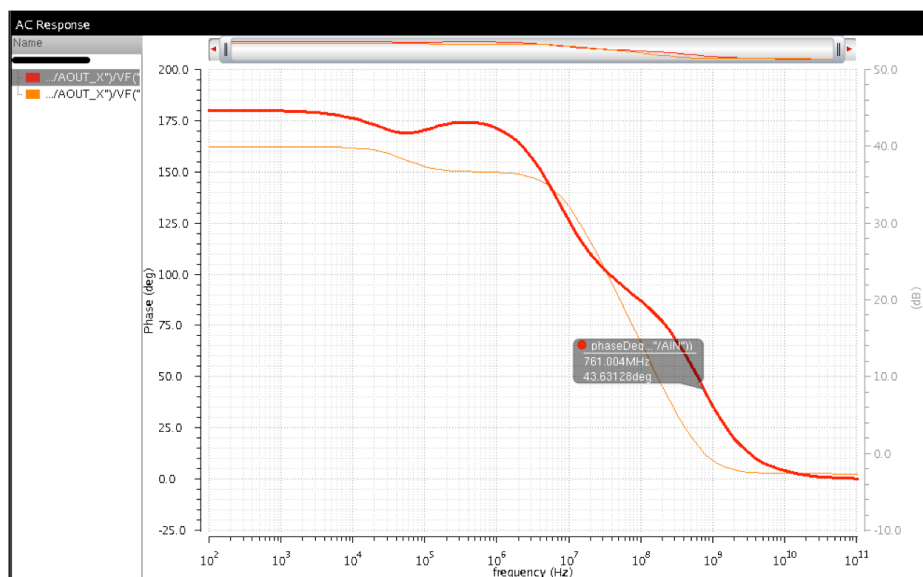


図 5.6 プリアンプのゲイン・位相特性

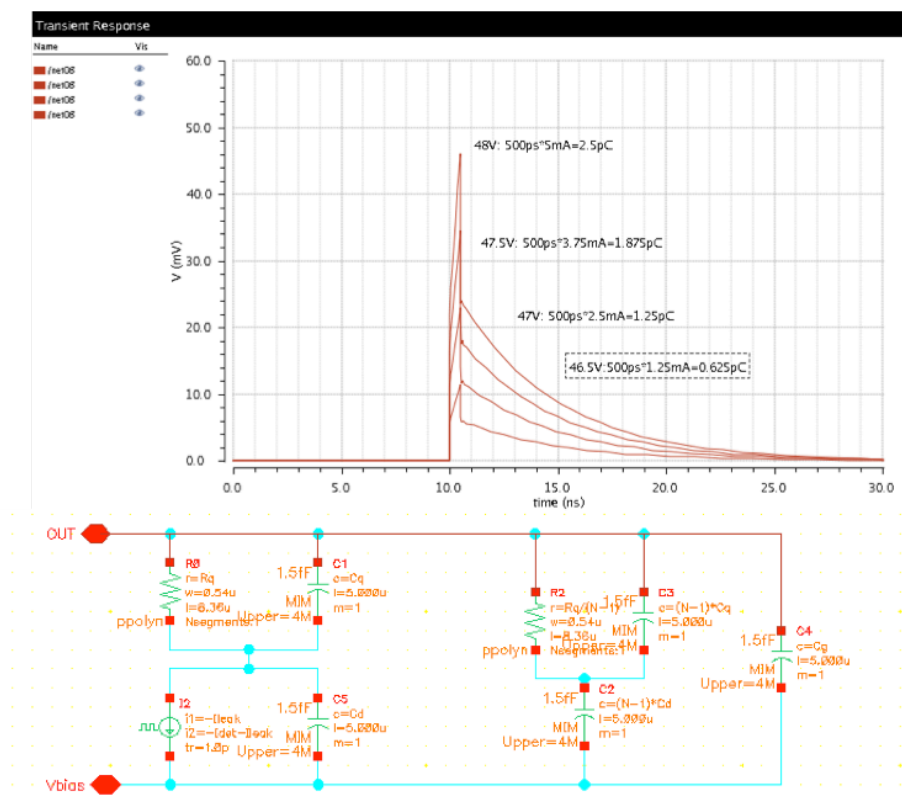


図 5.7 等価回路を用いた SiPM 信号モデル

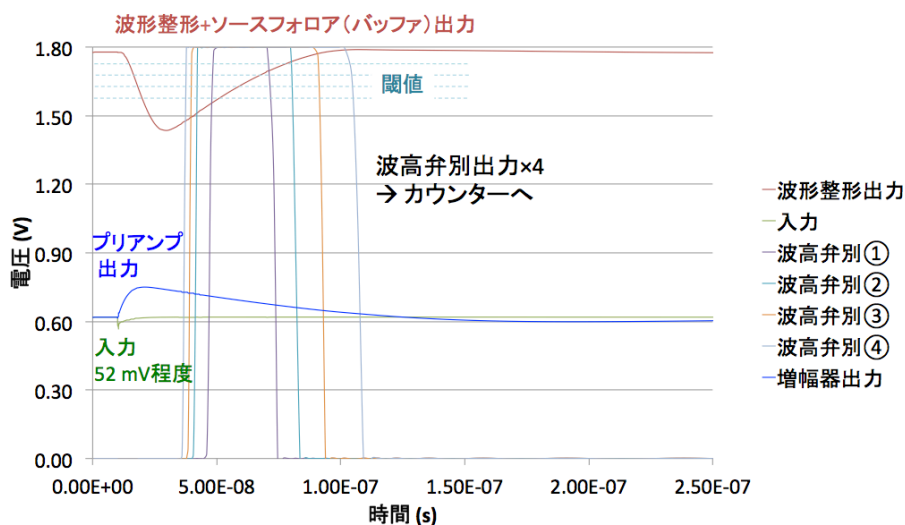


図 5.8 SiPM 疑似信号入力に対するパルス処理回路のシミュレーション結果

プリアンプで  $\pm 3.7\%$ 、波形整形増幅器で  $\pm 6.1\%$  であった。波形整形増幅器で直線性が低下した原因は、波形整形増幅器のフィードバック容量（およそ  $4\text{--}5\text{ fF}$ ）をメタルではなく、MOS トランジスタのゲートキャパシタンスによって実現していたため、容量値の非線形性が存在していたのだと考えられる。図 5.11 は、Coarse

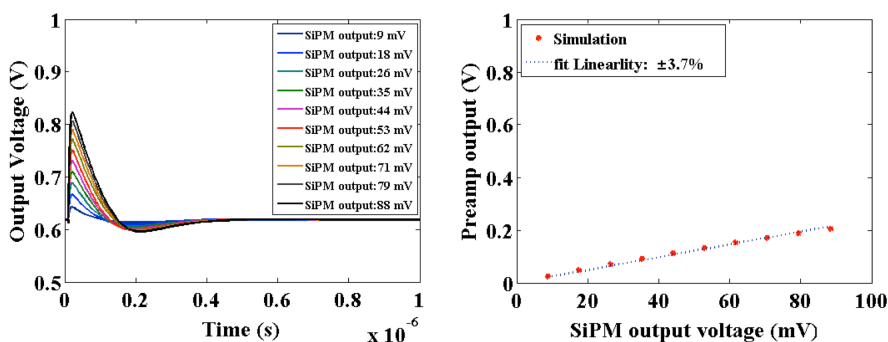


図 5.9 プリアンプのシミュレーション結果

閾値電圧を  $0.5\text{ V}$  から  $1.5\text{ V}$  まで変えながら取得した波高弁別回路の入出力特性である。閾値電圧を反映した電圧で電源電圧  $1.8\text{ V}$  が出力されていることが確認できる。

図 5.12 は 4 ピクセル分の入力（SiPM 信号）と、4 段ある波高弁別器のうち初段の部分の出力、またそれに対応するカウンターの出力をシミュレーションした結果である。シーケンス制御用信号（SFTX）及びカウンタイネーブル信号（GATE）がともに High 状態の際に波高弁別器からの出力を計数する。各ピクセルの信号に対応して波高弁別器が動作していることが確認できる。また波高弁別器の出力数に応じて各ピクセルのカウンタが動作しており、入力の信号数を反映した計数値が出力されていることが確認できる。図 5.13 は読み出し時のシリアル転送動作をシミュレーションした結果である。合計 8 個のカウンタ値のシリアル転送動作であり、シーケンス制御信号（SFTX）が High 状態の際には計数動作に加え、閾値設定用の 4 ビット値が

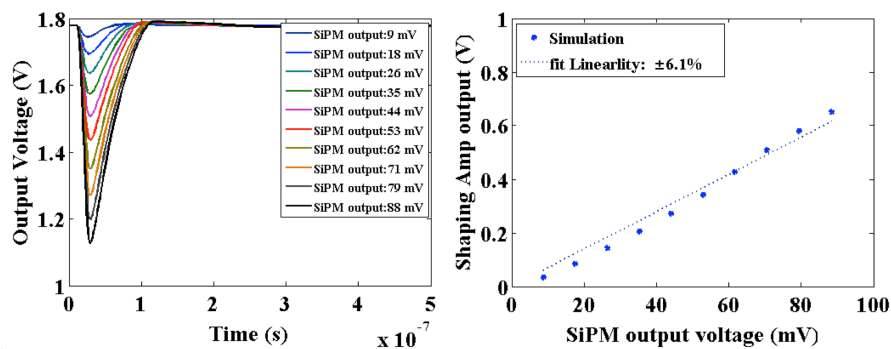


図 5.10 波形整形増幅器のシミュレーション結果

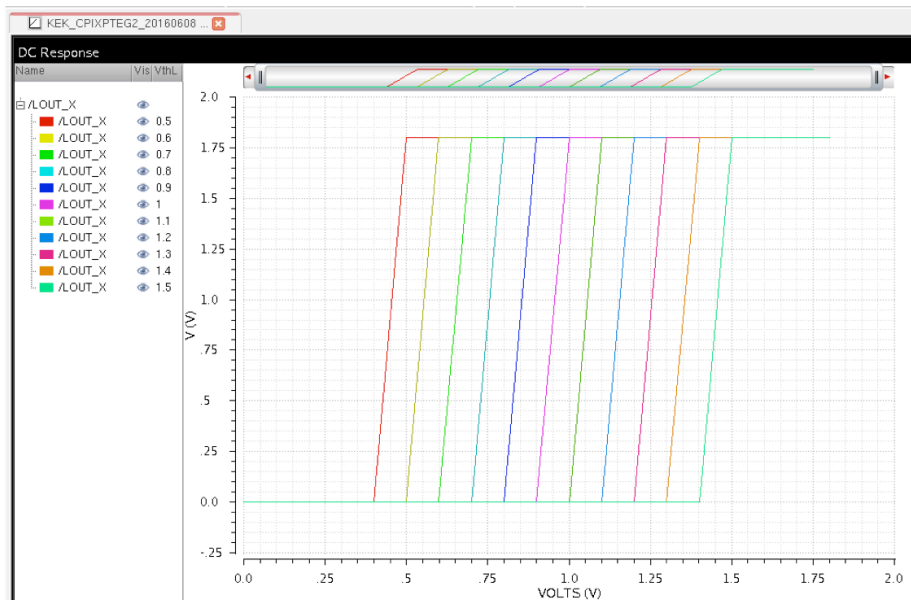


図 5.11 波高弁別回路の入出力 DC 特性のシミュレーション結果

順次クロックに同期してシリアル転送のもとに書き込まれていく。シーケンス制御用信号 (SFTX) が Low 状態のときには計数値の読み出しモードとなり、各カウンタはシフトレジスタとして動作、計数値は隣のカウンタへと順次シリアル転送されていく。本フロアプランで設計するチップではシリアル転送方向に 8 ピクセル並んでおり、それぞれのピクセルの 4 つの計数値を順次シリアル転送することから、読み出し部分では 8 pixel × 4 counter 分計 32 クロックに同期した転送動作が必要となる。図 5.14 は列指定用アドレスの 3bit デコーダ入力と、読み出し信号線 (16 ビット) の出力である。ビットデコーダにより指定したアドレスのカウンタ値が出力に反映されていることが確認できる。この状態でシーケンス制御信号 (SFTX) を Low 状態にすれば、クロックごとに同期して指定した列方向の各カウンタの値が順次出力に反映される。

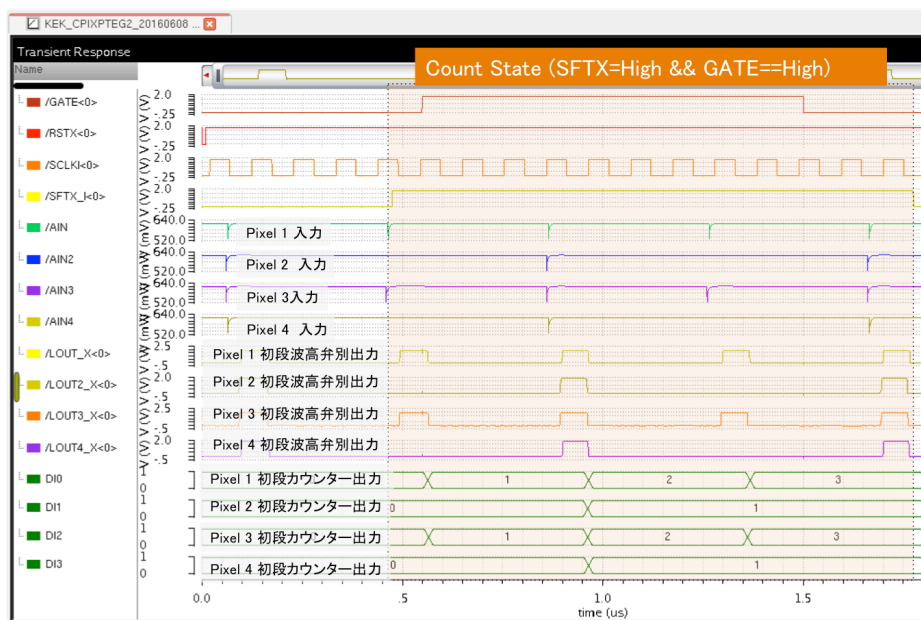


図 5.12 4 ピクセルのパルス処理回路及び計数回路のシミュレーション結果

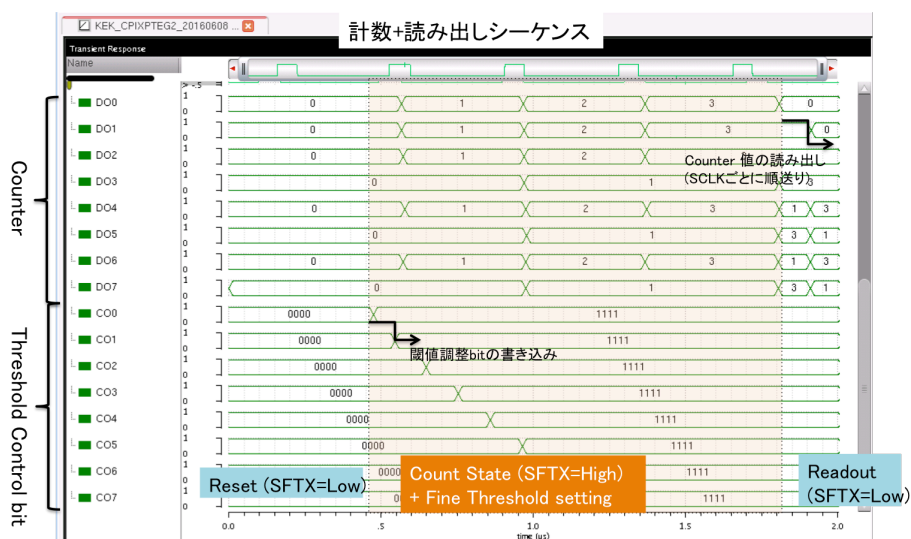


図 5.13 計数動作及び読み出し時のシリアル転送動作のシミュレーション結果

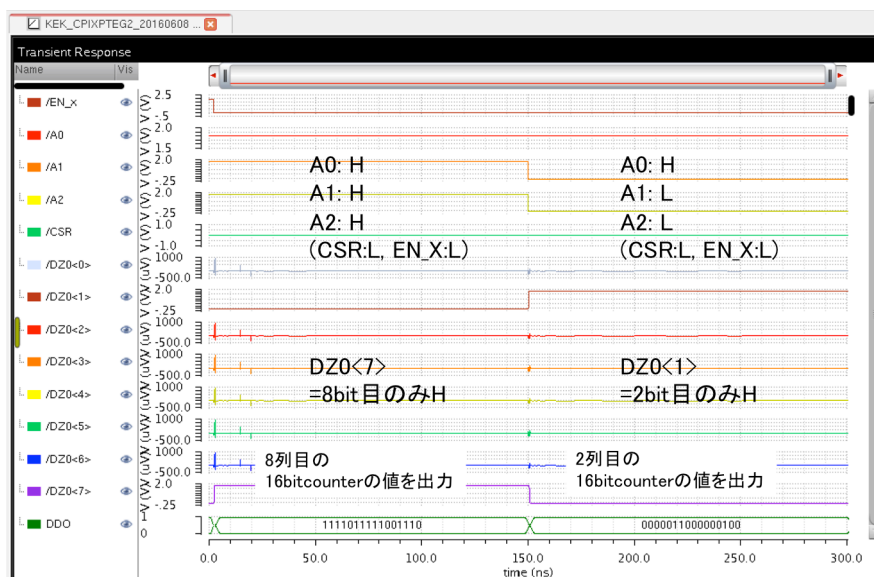


図 5.14 カラムアドレス指定用デコーダーのシミュレーション結果

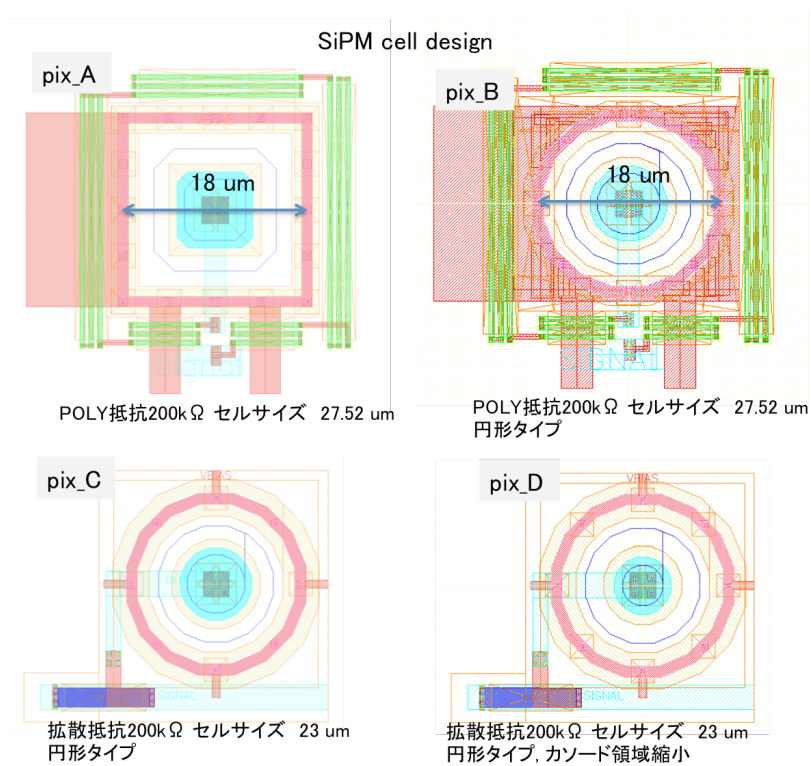


図 5.15 マイクロセルのレイアウトデザイン



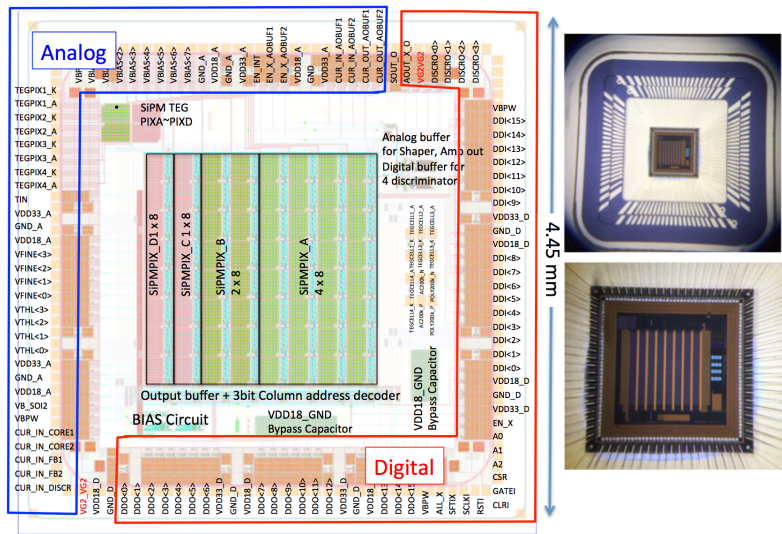


図 5.16 チップ全体のレイアウトデザイン

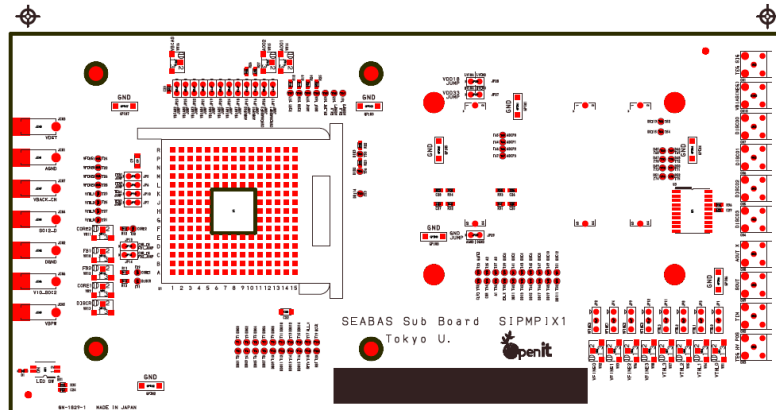


図 5.17 読み出し用サブボードの基板図

### 5.3 レイアウト

図 5.15 は設計したセンサー部の構造である。PIX-A から PIX-D までの 4 種類用意し、PIX-A は 4 章で評価した SiPM アレイのマイクロセル構造であり、PIX-B および PIX-C は三次元な電場形状を考慮し、8 角形から円形に変更したものである。PIX-D は 4 章最後で検討したカソード領域を縮小させた構造を反映させている。PIX-B および PIX-C はクエンチ抵抗を拡散抵抗に置き換えたものであり、セルサイズを縮小設計している。SiPM のマイクロセル数は PIX-A および PIX-B が 53 セル、PIX-C 及び PIX-D が 76 セルの出力が図 5.2 で示したピクセル回路部に接続されている。図 5.16 はチップ全体のレイアウトであり、4.45 mm 角でチップ外周に沿って信号出力用の IO パッドが配置されている。アナログ信号線へのデジタル信号のクロストークを抑えるため、IO パッドはアナログ回路用の電源及び入出力とデジタル回路用の電源及び入出力に領域を分け

て配置した。パッケージングはチップを汎用 PGA 基板（セラミック製，176 pin）にダイボンディング後，各 PAD からの出力のワイヤボンディング配線を行っている。図 5.17 はチップの読み出しに向け設計した読み出し基板である。シーケンスやクロックの制御を外部 FPGA を通じて可能にするため，汎用データ収集システム SEABAS (Soi Evaluation Board with Sitcp [103]) ボードに接続可能な設計にしている。SEABAS は KEK 測定器開発室で開発された汎用データ取得用基板であり，FPGA(Xilinx 製)を搭載，TCP 通信 (SiTCP) を使用した PC 接続によって遠隔制御とデータ収集システムの構築を可能とするものである。

## 5.4 実測結果

プリアンプ及び波形整形増幅器の入出力の線形性を調べるため，テスト端子にパルスジェネレータ (Tektronix, AFG3102) を用いて方形電圧パルスを入射し，その際の応答を測定した。測定はオシロスコープ (LECROY, WaveRunner, 10 GS/s) で各テストパルスに対するプリアンプ，波形整形増幅器の任意の 5 波形分を保存しその出力波高値の平均値を利用した。テスト端子には 5 fF 程度の MOS ゲートキャパシタがカップリング容量として配置されており，テスト電圧に比例した模擬電荷パルスを入力し応答を測定する。波形整形増幅器単体の出力インピーダンスは高く，そのままでは外部で信号を観測できないことから出力ドライバ用のアナログバッファを介して観測した。なお，測定中は制御用の IO ピンは表 5.1 に示す状態で行っている。Pin name = TEST は各ピクセルのテスト端子につく，テスト入力イネーブル用のスイッチであり（任意のピクセル意外はテスト入力がされないようにしておくためのもの，High Active 論理），テストパルスを入力するにはイネーブル状態にしておく必要がある。また Pin name = ENX-AOBUF1, ENX-AOBUF2, ENX-INT はパルス処理回路の外部モニタ用のアナログバッファおよびデジタルバッファ回路用のスイッチであり，これも全てイネーブル状態（ENX-AOBUF1, ENX-AOBUF2 は Low Active, EN-INT は High Active）にしておく必要がある。Pin name = CSR は読み出す情報を制御用 10 bit のレジスタ出力か，カウンタ 16 bit の出力かを選択するものであり，カウンタを読み出す際には High Active にする必要がある。Pin name = GATE, SFTX はカウンタイネーブル信号であり，計数時には High Active にする。Pin name = DDIO はアレイ最上段のピクセルのカウンタ及び制御用レジスタにつながる 16 bit の入力ピンであり，カウンタリセットや Fine 閾値のシリアル転送による書き込み時等に利用する。Pin name = ADR は 3 bit の読み出し時のカラムアドレス指定用の入力であり，アレイの最も左側の列が ADR[3:0]=0,0,0, 最も右側の列が ADR[3:0]=1,1,1 に対応して指定可能である。また Pin name = EN-X はカラムアドレス指定用の 3 bit デコーダの制御端子であり，カラムアドレス指定時には Low Active 状態にする。Pin name = CUR-INA0BUF1, CUR-INA0BUF2 はアナログ，デジタルバッファのバイアス電流入力端子であり，可変抵抗によってそれぞれ 360  $\mu$ A, 8  $\mu$ A 程度を入力した。Pin name = CURIN-FB1, CURIN-FB2, CURIN-CORE1, CURIN-CORE2, CURIN-DISCR はプリアンプ，波形整形増幅器，波高弁別器の回路バイアス電流入力端子であり，これも可変抵抗によってそれぞれ 2  $\mu$ A 程度に設定した。

図 5.18 テストパルス電圧（入力電荷量）を変えながら取得した観測信号である。また図 5.19 はテストパルスに対するプリアンプ，波形整形増幅器の出力直線性を評価したものである。図 5.9, 5.10 でのプリアンプ，波形整形増幅器単体のシミュレーション結果よりもパルス幅が長くなっているが，出力バッファ回路時定数の影響に加え寄生容量が影響しているためだと考えられる。直線性についてはプリアンプのフルスケール誤差は  $\pm 3.2\%$ ，波形整形増幅器は  $\pm 7.2\%$  とおおそシミュレーションに近い結果を確認した。表 5.2 はプリアンプ，波形整形増幅器のフィードバック抵抗に関わるバイアス電流値 (CURIN-FB1 及び CURIN-FB2) を変えながら取得した出力特性をまとめたものである。入力のパルス電圧は 0.5 V に固定して行った。結果よりプリア

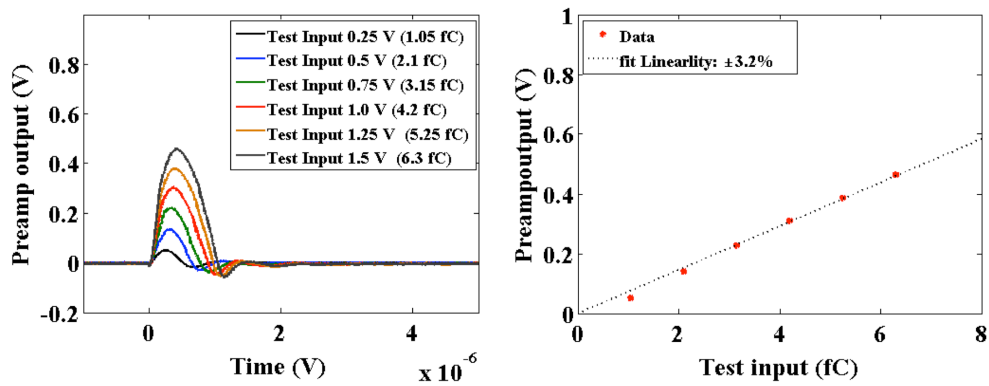


図 5.18 左図: 電圧テストパルス入力時のプリアンプ出力 右図: テスト端子を通じたプリアンプ入力電荷量とプリアンプ出力波高との関係

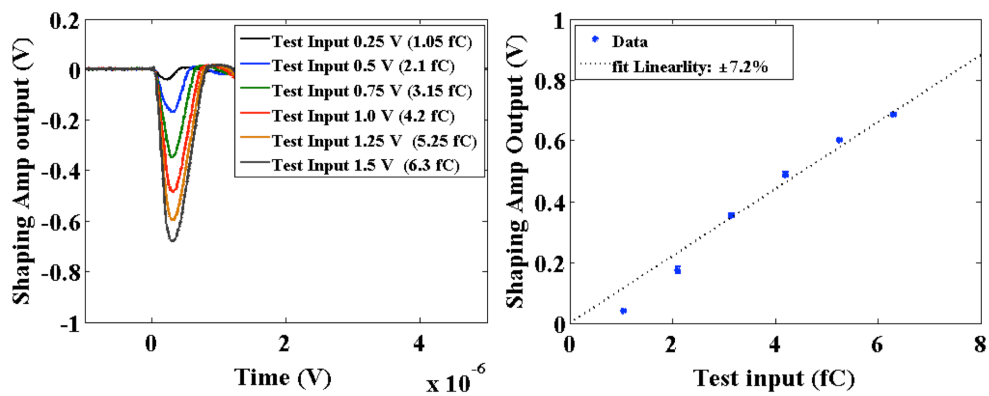


図 5.19 左図: 電圧テストパルス入力時の波形整形アンプ出力 右図: テスト端子を通じたプリアンプ入力電荷量と波形整形増幅器出力波高との関係



図 5.20 レーザーの繰り返し率 2 MHz 設定に対する、トリガー信号、プリアンプ、波形整形増幅器、波高弁別器の出力波形。トリガ点前後 5  $\mu$ s を表示。

表 5.1 測定時の制御用 IO 設定

Pin name	TEST (DDIO [9])	EN X-AOBUF1	ENX-AOBUF2	EN-INT	CSR	GATE
State (Input)	High (3.3 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	High (3.3 V)	Low (0 V)	High (3.3 V)
Pin name	SFTX	DDIO[15]	DDIO[14]	DDIO[13]	DDIO[12]	DDIO[11]
State (Input)	High (3.3 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)
Pin name	DDIO[10]	DDIO [8]	DDIO [7]	DDIO[6]	DDIO[5]	DDIO[4]
State (Input)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)
Pin name	DDIO[3]	DDIO[2]	DDIO[1]	DDIO [0]	ADR[2]	ADR[1]
State (Input)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	Low (0 V)	High (3.3 V)	High (3.3 V)
Pin name	ADR[0]	ENX	CURIN-AOBUF1	CURIN-AOBUF2		
State (Input)	High (3.3 V)	Low (0 V)	360 $\mu$ A	8 $\mu$ A		
Pin name	CURIN-FB1	CURIN-FB2	CURIN-CORE1	CURIN-CORE2	CURIN-DISCR	
State (Input)	1.9 $\mu$ A	2.1 $\mu$ A	2 $\mu$ A	2 $\mu$ A	2.1 $\mu$ A	

表 5.2 フィードバック電流値ごとの出力ゲインの変化

Test Pulse Input Voltage [V]	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
CURIN-FB1 [ $\mu$ A]	0	1	2	2	2	2
CURIN-FB2 [ $\mu$ A]	1.5	1.5	0	1.5	2.1	4.1
Preamp Pulse Hight [mV]	168.8	165.3	124.2	177.1	162.4	152.6
Shaping Amp Pulse Hight [mV]	183.6	209	16.9	207.9	152.6	76.4
Preamp Conversion Gain [mV/fC]	80.4	78.7	59.15	84.3	77.2	72.7
Shaping Amp Voltage Gain	1.23	1.11	0.14	1.2	0.9	0.5

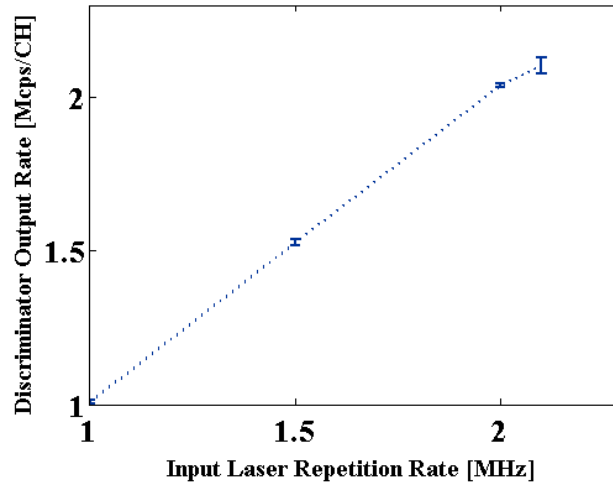


図 5.21 レーザーの繰り返し率に対するパルス処理回路の計数率特性。各計数値はレコード長 10  $\mu$ s 波形を 4 つ取得し、各波形中で波高弁別器が High 状態となった数の平均値を算出したものである。

ンプ（アナログバッファ回路を含む）のコンバージョンゲインはおよそ 70–80 mV/fC であり、波形整形増幅器の電圧ゲインは 1.1–1.2 倍程度であった。シミュレーション時は全てフィードバック抵抗用のバイアス電流値は 2  $\mu$ A で行っていたが、試作品では CURIN-FB2 のバイアス電流値はやや低い 1.5  $\mu$ A 付近でゲインが最大になる結果となった。シミュレーション結果に比べて波形整形増幅器のゲインが低い理由として、波形整形増幅器の出力が 4 段の波高弁別器の入力に分岐配線されているため、波形整形増幅器出力についての寄生容量が出力を低下させている可能性が考えられる。図 5.20 は不感時間特性を調べるため、浜松ホトニクス製の短ピコ秒ライトパルサ（パルス幅 130 ps、波長 510 nm）を用いて繰り返し率を 2 MHz に設定した際のプリアン

ブ、波形整形増幅器、および比較器の出力応答である。接続されている SiPM は図 5.15 の PIX-A のタイプであり、ゲインが最大に近いオーバー電圧 2V から 2.5 V 程度で動作させている。図 5.21 は各繰り返し率において波高弁別器の出力数との関係を測定した結果を示したものである。波高弁別器の閾値は 1.7 V 程度に固定している。入射するレーザー光の繰り返し率が 2 MHz 程度まではほとんど数え落としなく波高弁別可能であることが確認できる。2.1 MHz 以降では波高弁別器で検出されるパルス数は減少する振舞を確認しており、これはアナログ回路部の信号テイル部分が隣り合うパルスと大きく重なるようになり、波高弁別が出来ないイベントが増えるためだと考えられる。本研究で製作した SiPM と計数回路は 250  $\mu\text{m}$  角の 1 チャンネルあたり最大 2 Mcps（不感時間 500 ns 以下）を実現しており、これは単位面積あたり 32 Mcps/mm<sup>2</sup> に相当する。この不感時間特性は目標とした実際のランダムなイベント計数時に生じる数え落とし 10 % 程度を考慮しても、入射 X 線強度 3 Mphotons/mm<sup>2</sup> 程度を十分検出可能な高速性である。

## 第 6 章

# 結論

### 6.1 考察とまとめ

空間分解能の飛躍的な向上や撮像時間が大幅に短縮された現在の CT では、造影剤を用いた機能診断が今後の技術開発における一つのキーワードとなっている。X 線光子一つ一つのエネルギーを弁別計数し、軟組織の高コントラスト化や K 殻吸収端をより強調したイメージングが可能なフォトンカウンティング CT はまさに機能診断への展開に沿った次世代の CT であると言え、その影響はヨード系造影剤に変わる新たな造影剤の開発や、多核種造影 (Multiple Contrast Agents Imaging) を代表とした生体内の動的代謝診断への展開、金ナノ粒子といった診断だけでなく治療も可能にするような造影剤等、様々な技術開発を連鎖的にもたらすことは想像に難くない。一方で全身用フォトンカウンティング CT の実現には検出器や信号処理回路等の要素技術の成熟が不可欠であり、また商用的な実現性等も求められる。本研究では従来の CT の検出器構成であるシンチレータを用いた間接変換型の検出器に焦点をあて、フォトンカウンティング CT を実現するための光センサ及び信号処理回路の要素技術開発を進めた。CT では検出器に入射する放射線量子の数が PET や SPECT 等他の放射線医用イメージング技術に比べて圧倒的に多いため、検出器ピクセルサイズを小さくしながら高速に信号処理できるシステムが必要となる。特に一般的な X 線管からは  $100 \text{ Mcps/mm}^2$  を超える強度があり、身体透過時の減衰を考慮しても平均  $3 \text{ Mcps/mm}^2$  程度は最低限検出すべき計数率であるとされている。本研究では計数率はピクセルサイズの微細化とともに向上する点に加え、最新の CT では  $250 \mu\text{m}$  角程度のピクセルサイズで冠動脈の狭窄部や脳動脈瘤から分岐する微細血管、肺がんを特徴付ける陰影の構造等を観察可能な  $100 \mu\text{m}$  に迫る空間分解能が実現されているという、技術的、産業的かつ医学的背景に基づき、フォトンカウンティング CT 用の検出器として  $250 \mu\text{m}$  ピッチで少なくとも  $3 \text{ Mcps/mm}^2$  の計数率を有する光センサと計数型信号処理回路が集積されたデバイスの開発に挑戦した。フォトンカウンティング CT で必要となる高速計数能力の実現には、センサ及び処理回路自体の高速性が重要となる。光センサとしては単一光子レベルで高感度かつ高速にシンチレータからの光を検出可能な Silicon Photomultiplier に着目した。加えて今後の半導体集積化技術のトレンドである三次元集積化に沿ったデバイスを開発するため、集積回路の高速性を有しつつセンサと信号処理回路を絶縁膜を介して三次元集積可能な Silicon on insulator-CMOS (SOI-CMOS) プロセスを利用した新たなフォトンカウンティング CT 用デバイスの開発に取り組んだ。SOI-CMOS プロセス上で Silicon Photomultiplier を実現した例は殆ど報告されていないことを踏まえ、センサー構造の設計試作と改善から着手した。センサー構造の検討は半導体プロセス・デバイスシミュレータである Technology Computer Aided Design (TCAD) を用いて行い、PN 接合端部の不純物濃度勾配を緩やかにするガードリング構造が SiPM 動作には不可欠であることを確認した。実際に  $250 \mu\text{m}$  角の SiPM を SOI プロセスで試作し、 $10^5$  程度の増幅ゲイ

ン、高速性として十分な 16 ns 程度の信号回復時間のもとに SiPM として動作していることを確認した。既存の SiPM の性能評価結果を合わせて行い、比較検討することでダークカウントノイズや光子検出効率等が悪いことを確認した。そこでより詳細な解析を TCAD を用いて再び行い、センサーカソード領域の縮小設計によるガイガー効率の改善によって光子検出効率を向上させられることを実測をもって示した。また設計した SiPM の性能をもとに回路シミュレーション用の入力信号モデルを作成し、フォトンカウンティング CT 用の読み出し回路を含めたピクセルイメージャーの試作を行った。SOI プロセスの利点である高速性を活かした計数型回路をベースとし、多チャンネル化に伴う読み出し信号配線数の低減に向け計数値をシリアル転送可能な設計にし、シミュレーション上で動作することを確認した。実際に製造されたチップの実装及び読み出し基板の設計を行い測定を実施した。模擬電圧パルスを用いたパルス処理回路特性の評価により、パルス処理回路のアナログ段はシミュレーション結果に沿った直線性を持って動作することを確認した。そこで実際にセンサを降伏電圧以降で動作させた上で、短パルスレーザー光を用いたパルス処理回路の不感時間特性に基づく計数率測定を行った。結果より 250  $\mu\text{m}$  角のピクセルあたり 500 ns 以下の不感時間にあたる 2 Mcps/pixel 程度の計数特性を確認した。これは単位面積あたり 32 Mcps/ $\text{mm}^2$  に相当し、数え落としを考慮しても、目標とした入射 X 線強度 3 M cps/ $\text{mm}^2$  程度を十分検出可能な高速性であった。これらの結果はフォトンカウンティング CT のみならず様々な応用が期待される回路の三次元集積可能な高感度光検出器の実現性を示すものであり、SOI-SiPM という新たな SiPM を開拓したと考えられる。

## 6.2 今後の課題と将来展望

今後の課題としては、製造プロセスへの介入による不純物濃度の変更や、センサ構造の改善、基板薄化による裏面照射の実現によりセンサの PDE 向上及びダークカウントの低減が必要となる。特に SiPM 自体の応用先は幅広く、他の医用イメージング手法に注目すれば Positron Emission Tomography, また産業応用に注目すれば測距等に用いられる Laser Imaging Detection and Ranging (LIDAR) 等、フォトンカウンティング CT に限らず様々な場面での応用が考えれば、より一層のセンサ側性能向上が必要である。これらの応用先では本研究では利用しなかった時間情報（タイミング）を高精度に計測可能な回路を集積する必要がある。マイクロセルごとのタイミングを取得可能なアクティブクエンチ抵抗の導入や SiPM の高速性をより活かした読み出し回路、また 4 章で取り組んだような多チャンネル圧縮に向けた信号多重化技術が必要となる。センサ側に限らず、デバイスとしての技術的な展開性に着目すれば、特に近年の Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) 等で盛んに使用されている、Deep Reactive-Ion Etching (DRIE) 技術等で SOI 支持基板側を選択的に薄くすることが可能であり、図 6.1 に示すような SiPM アレイの位置に沿って数 100  $\mu\text{m}$  角の溝を形成できれば、シンチレータを SiPM の各ピクセル上に位置ずれなく配置し、またシンチレータからの光を効率よく検出することができると思われる。加えて図 6.2 に示したようにフリップチップボンディング技術の進展により、最新のものでは 5  $\mu\text{m}$  ピッチでのバンプ電極形成及びチップ間三次元接合を可能とすることが可能となっており (Au Cone Bump), Field Programmable Gate Array (FPGA) 等の従来チップ外部でデジタル制御等のために利用していた機能までも集積した次世代のデバイスが構築可能であると考えられ、SOI 技術を用いた SiPM 集積回路デバイス開発の重要性は今後一層高くなると考えている。



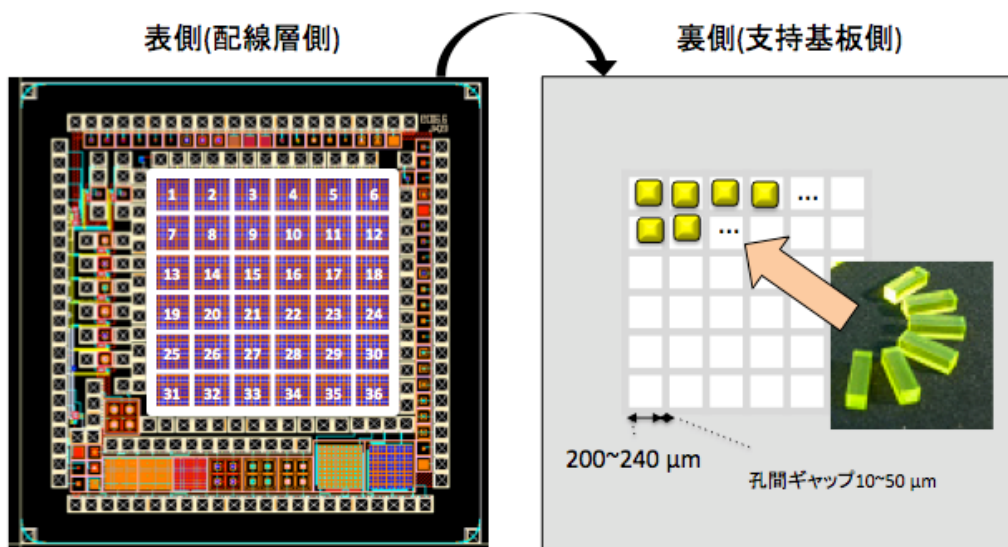


図 6.1 DRIE 技術を利用した深堀形成と、シンチレータの埋込

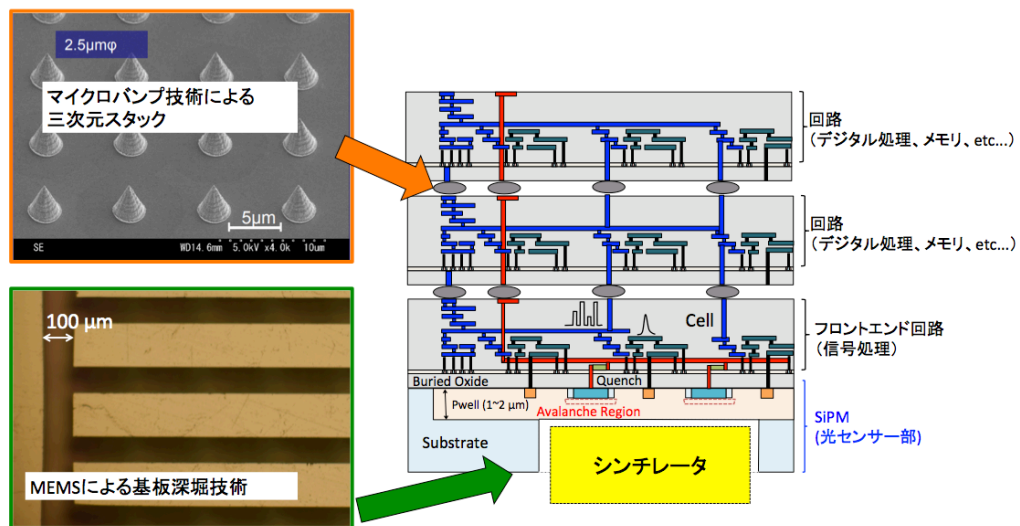


図 6.2 深堀技術によるシンチレータ一体型センサとマイクロバンプ技術および複数の SOI 基板を利用した三次元回路集積技術への展開 [104]

## 参考文献

- [1] Michelle L. James and Sanjiv S. Gambhir. A molecular imaging primer: Modalities, imaging agents, and applications. *Physiological Reviews*, Vol. 92, No. 2, pp. 897–965, 2012.
- [2] David P Cormode, Salim Si-Mohamed, Daniel Bar-Ness, Monica Sigovan, Pratap C Naha, Joelle Balegamire, Franck Lavenne, Philippe Coulon, Ewald Roessl, Matthias Bartels, Michal Rokni, Ira Blevis, Loic Bousset, and Philippe Douek. Multicolor spectral photon-counting computed tomography: in vivo dual contrast imaging with a high count rate scanner. *Scientific Reports*, Vol. 7, No. 1, p. 4784, 2017.
- [3] Canon medical systems corporation, products, aquilion precision.
- [4] Canon medical systems corporation.
- [5] Ge healthcare japan. *CT High Definition CT "Discovery CT750 HD"*.
- [6] 折茂肇, 骨粗鬆症の予防と治療ガイドライン作成委員会. 骨粗鬆症の予防と治療ガイドライン 2015 年版. 日本骨粗鬆症学会、日本骨代謝学会、骨粗鬆症財団, 2015.
- [7] Rolf Symons, Bernhard Krauss, Pooyan Sahbaee, Tyler E. Cork, Manu N. Lakshmanan, David A. Bluemke, and Amir Pourmorteza. Photon-counting ct for simultaneous imaging of multiple contrast agents in the abdomen: An in vivo study. *Medical Physics*, Vol. 44, No. 10, pp. 5120–5127, 2017.
- [8] takara telesystems. Qrmaster-p.
- [9] France Life Imaging. Spectral photon counting ct.
- [10] 半導体スピントロニクス. NTT 技術ジャーナル, pp. 66–69, 2005.
- [11] S Saurabh and Mamidala Jagadesh Kumar. *Fundamentals of tunnel field-effect transistors*. 10 2016.
- [12] S Ochiai and F et al. Nihei. *Carbon Nanotube Transistor*.
- [13] International roadmap for devices and systems (irds) 2017 edition.
- [14] 傳田精一. シリコン貫通電極 (tsv) の製作プロセスと問題点. エレクトロニクス実装学術講演大会講演論文集, Vol. 22a, pp. 55–57, 2008.
- [15] T-micro.
- [16] Shunsuke Baba. Next-generation low-power consumption soi devices. *OKI Technical Review*, Vol. 69, No. 190, 2002.
- [17] Masahiro ITO Yasuhiro FUKUDA, Shuji ITO. Soi-cmos device technology. *OKI Technical Review*, Vol. 68, No. 185, 2001.
- [18] Yasuo Arai. Electronics and Sensor Study with the OKI SOI process. 2007.
- [19] 平尾芳樹. 医療用 x 線 ct 技術の系統化調査報告. 国立科学博物館技術の系統化調査報告, Vol. 12, pp. 85–160, 2008.
- [20] Glenn F. Knoll, 郁夫神野, 逸郎木村, 英次"阪井. 放射線計測ハンドブック. オーム社, 第 4 版, 2013.

- [21] R.D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Krieger Publishing Company, 2003.
- [22] Katsuyuki Taguchi and Jan S. Iwaczyk. Vision 20/20: Single photon counting x-ray detectors in medical imaging. *Medical Physics*, Vol. 40, No. 10, p. 100901.
- [23] Wonho Lee and Taewoong Lee.  $4\pi$  fov compact compton camera for nuclear material investigations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 652, No. 1, pp. 33 – 36, 2011. Symposium on Radiation Measurements and Applications (SORMA) XII 2010.
- [24] Oecd health care activities 2017 oecd health statistic.
- [25] 日本画像医療システム工業会編. 医用画像・放射線機器ハンドブック. 第7版, 2007.
- [26] Walter Huda, Ernest M. Scalzetti, and Galina Levin. Technique factors and image quality as functions of patient weight at abdominal ct. *Radiology*, Vol. 217, No. 2, pp. 430–435, 2000. PMID: 11058640.
- [27] 兵頭朋子. Dual energy ct の臨床. 日獨医報, Vol. 57, No. 2, pp. 68–82, 2012.
- [28] Philips Healthcare. Iqon spectral ct.
- [29] R E Alvarez and A Macovski. Energy-selective reconstructions in x-ray computerised tomography. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 21, No. 5, p. 733, 1976.
- [30] Martin J. Willemink, Mats Persson, Amir Pourmorteza, Norbert J. Pelc, and Dominik Fleischmann. Photon-counting ct: Technical principles and clinical prospects. *Radiology*, Vol. 289, No. 2, pp. 293–312, 2018.
- [31] Dongkyu Kim, Yong Yeon Jeong, and Sangyong Jon. A drug-loaded aptamer – gold nanoparticle bioconjugate for combined ct imaging and therapy of prostate cancer. *ACS Nano*, Vol. 4, No. 7, pp. 3689–3696, 2010.
- [32] J. Paul Ronaldson, Rafidah Zainon, Nicola Jean Agnes Scott, Steven Paul Gieseg, Anthony P. Butler, Philip H. Butler, and Nigel G. Anderson. Toward quantifying the composition of soft tissues by spectral ct with medipix3. *Medical Physics*, Vol. 39, No. 11, pp. 6847–6857.
- [33] T. Koenig, E. Hamann, S. Procz, R. Ballabriga, A. Cecilia, M. Zuber, X. Llopart, M. Campbell, A. Fauler, T. Baumbach, and M. Fiederle. Charge summing in spectroscopic x-ray detectors with high-z sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 60, No. 6, pp. 4713–4718, Dec 2013.
- [34] Muenzel, Daniela, and Bar-Ness et al. Spectral photon-counting ct: Initial experience with dual-contrast agent k-edge colonography. *Radiology*, Vol. 283, No. 3, pp. 723–728, 2017.
- [35] Salim Si-Mohamed, Daniel Bar-Ness, Monica Sigovan, David P. Cormode, Philippe Coulon, Emmanuel Coche, Alain Vlassenbroek, Gabrielle Normand, Loic Boussel, and Philippe Douek. Review of an initial experience with an experimental spectral photon-counting computed tomography system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 873, pp. 27 – 35, 2017. Imaging 2016.
- [36] Wang G. Pelc NJ, Edic P. High dose efficiency ct system. *NIH RePORT*, 2018.
- [37] W. C. Barber, J. C. Wessel, E. Nygard, N. Malakhov, G. Wawrzyniak, N. E. Hartsough, T. Gandhi, O. Dorholt, R. Danielsen, and J. S. Iwaczyk. High flux energy-resolved photon-counting x-ray imaging arrays with cdte and cdznte for clinical ct. In *2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, pp. 1–5, June 2013.
- [38] JP Schlomka, E Roessl, R Dorscheid, and S et al. Dill. Experimental feasibility of multi-energy photon-counting k-edge imaging in pre-clinical computed tomography. *Physics in medicine and biology*, Vol. 53,

No. 15, pp. 4031–4047, August 2008.

- [39] Koichi Ogawa, Toru Kobayashi, Futoshi Kaibuki, Tsutomu Yamakawa, Tatsuya Nagano, Daisuke Hashimoto, and Hideyuki Nagaoka. Development of an energy-binned photon-counting detector for x-ray and gamma-ray imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 664, No. 1, pp. 29 – 37, 2012.
- [40] Mats Persson, Ben Huber, Staffan Karlsson, Xuejin Liu, Han Chen, Cheng Xu, Moa Yveborg, Hans Bornefalk, and Mats Danielsson. Energy-resolved ct imaging with a photon-counting silicon-strip detector. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 59, No. 22, p. 6709, 2014.
- [41] Zhicong Yu and Shuai Leng et al. Evaluation of conventional imaging performance in a research whole-body ct system with a photon-counting detector array. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 61, No. 4, p. 1572, 2016.
- [42] Bart Dierickx, Qiang Yao, Nick Witvrouwen, Dirk Uwaerts, Stijn Vandewiele, and Peng Gao. X-ray photon counting and two-color x-ray imaging using indirect detection. *Sensors*, Vol. 16, No. 6, 2016.
- [43] Novel photon-counting low-dose computed tomography using a multi-pixel photon counter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 857, pp. 58 – 65, 2017.
- [44] T Maruhashi, H Morita, Makoto Arimoto, J Kataoka, K Fujieda, H Nitta, H Ikeda, and H Kiji. Evaluation of a novel photon-counting ct system using a 16-channel mppc array for multicolor 3-d imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 11 2018.
- [45] Sohei Yoshida Satoshi Yamaguchi Yuichi Sato Tomotaka Ishii Osahiko Hagiwara Hiroshi Matsukiyo Toshiyuki Enomoto Manabu Watanabe Shinya Kusachi Eiichi Sato, Yasuyuki Oda. Measurement of x-ray spectra using a recent yap(ce)-mppc detector, 2017.
- [46] D. Philippov, E. Popova, S. Vinogradov, A. Stifutkin, A. Pleshko, S. Klemin, A. Ilyin, V. Belyaev, D. Besson, and M. Vandychev. Development of sipm-based x-ray counting scanner for human inspection. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 65, No. 8, pp. 2013–2020, 2018.
- [47] R. Ballabriga, J. Alozy, M. Campbell, E. Frojdh, E.H.M. Heijne, T. Koenig, X. Llopart, J. Marchal, D. Pennicard, T. Poikela, L. Tlustos, P. Valerio, W. Wong, and M. Zuber. Review of hybrid pixel detector readout asics for spectroscopic x-ray imaging. *Journal of Instrumentation*, Vol. 11, No. 01, p. P01007, 2016.
- [48] Medipix 3RX QMPX3 65k S. A hybrid pixel detector for x-ray applications.
- [49] Development of lsi for a new kind of photon-counting computed tomography using multipixel photon counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017.
- [50] S. Kappler, D. Niederlohner, K. Stierstorfer, and T. Flohr. Contrast-enhancement, image noise, and dual-energy simulations for quantum-counting clinical ct, 2010.
- [51] 伊藤俊英. フォトンカウンティング検出器 ct. 日獨医報, Vol. 57, No. 2, pp. 27–36, 2012.
- [52] 古河機械金属株式会社. 低温・高湿等の過酷環境下でも動作する長期信頼性の放射線測定器.
- [53] 古河機械金属株式会社. シンチレータ特性比較.
- [54] SCITLION. Labr3 結晶.
- [55] Marvin Weber Stephen Derenzo, Martin Boswell and Kathleen Brennan. Scintillation properties.

- [56] SEIKO EG and G. Scintillation detectors.
- [57] S.L. Bugby, L. K. Jambhi, and J.E. Lees. A comparison of csi:tl and gos in a scintillator-ccd detector for nuclear medicine imaging. *Journal of Instrumentation*, Vol. 11, No. 09, p. P09009, 2016.
- [58] 浜松ホトニクス. 製品情報.
- [59] Virginia Ch. Spanoudaki and Craig S. Levin. Photo-detectors for time of flight positron emission tomography (tof-pet). *Sensors*, Vol. 10, No. 11, pp. 10484–10505, 2010.
- [60] S. Robert, J. . Pratte, G. DeGeronimo, P. O’Connor, S. Stoll, C. M. Pepin, R. Fontaine, and R. Lecomte. Design and performance of 0.18-/spl mu/m cmos charge preamplifiers for apd-based pet scanners. In *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515)*, Vol. 2, pp. 1242–1246 Vol.2, 2003.
- [61] Paul O’ Connor, Gianluigi De Geronimo. Prospects for charge sensitive amplifiers in scaled cmos. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 480, No. 2, pp. 713 – 725, 2002.
- [62] 浜松ホトニクス. H4083-pin フォトダイオード用チャージアンプ.
- [63] E. Kamrani, F. Lesage, and M. Sawan. Low-noise, high-gain transimpedance amplifier integrated with siapd for low-intensity near-infrared light detection. *IEEE Sensors Journal*, Vol. 14, No. 1, pp. 258–269, 2014.
- [64] Technology developments and first measurements of low gain avalanche detectors (lgad) for high energy physics applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 765, pp. 12 – 16, 2014. HSTD-9 2013 - Proceedings of the 9th International.
- [65] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, and M. Asai et al. Geant4 —a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [66] Roger Lecomte. Technology challenges in small animal pet imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 527, No. 1, pp. 157 – 165, 2004. Proceedings of the 2nd International Conference on Imaging Technologies in Biomedical Sciences.
- [67] T. Orita, A. Koyama, M. Yoshino, K. Kamada, A. Yoshikawa, K. Shimazoe, and H. Sugawara. The current mode time-over-threshold asic for a mppc module in a tof-pet system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017.
- [68] イデアシステム株式会社. ワイヤーボンディング.
- [69] CARSTEN DEGENHARDT and HANS DRIESSEN. Photomultiplier tubes: Silicon photomultiplier technology goes fully digital.
- [70] L. H. C. Braga, L. Gasparini, L. Grant, R. K. Henderson, N. Massari, M. Perenzoni, D. Stoppa, and R. Walker. A fully digital  $8 \times 16$  sipm array for pet applications with per-pixel tdc and real-time energy output. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 49, No. 1, pp. 301–314, Jan 2014.
- [71] Hisol Advanced Technologies. フリップチップボンディング.
- [72] Brian Aull. Geiger-mode avalanche photodiode arrays integrated to all-digital cmos circuits. *Sensors*, Vol. 16, No. 4, 2016.
- [73] Brian Aull. 3次元 lsi 実装のための tsv 技術の研究開発動向. 科学技術動向, No. 109, pp. 23–34, 2010.

- [74] Nomura Minoru Yoshinaga Takashi. コスト、放熱、テスト tsv の三大課題を解決へ. *Nikkei electronics*, pp. 42–49, 2012.
- [75] J.P. Colinge. *Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI: Materials to Vlsi*. The Kluwer international series in engineering and computer science. VLSI, computer architecture and digital signal processing. Springer US, 2004.
- [76] Development of soi pixel process technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 636, No. 1, Supplement, pp. S31 – S36, 2011. 7th International.
- [77] P. Sun, E. Charbon, and R. Ishihara. A flexible ultrathin-body single-photon avalanche diode with dual-side illumination. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 20, No. 6, pp. 276–283, 2014.
- [78] Myung-Jae Lee, Pengfei Sun, and Edoardo Charbon. A first single-photon avalanche diode fabricated in standard soi cmos technology with a full characterization of the device. *Opt. Express*, Vol. 23, No. 10, pp. 13200–13209, May 2015.
- [79] M.M. Vignetti, F. Calmon, P. Lesieur, and A. Savoy-Navarro. Simulation study of a novel 3d spad pixel in an advanced fd-soi technology. *Solid-State Electronics*, Vol. 128, pp. 163 – 171, 2017. Extended papers selected from EUROSIO-ULIS 2016.
- [80] S. M. Sze, 康夫南日, 光央川辺, 文夫長谷川. 半導体デバイス：基礎理論とプロセス技術. 産業図書, 第 2 版, 2004.
- [81] R. Van Overstraeten and H. De Man. Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions. *Solid-State Electronics*, Vol. 13, No. 5, pp. 583 – 608, 1970.
- [82] W. G. Oldham, R. R. Samuelson, and P. Antognetti. Triggering phenomena in avalanche diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 19, No. 9, pp. 1056–1060, 1972.
- [83] Autodesk. Eagle.
- [84] L. Pancheri, D. Stoppa, and G. Dalla Betta. Characterization and modeling of breakdown probability in sub-micrometer cmos spads. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 20, No. 6, pp. 328–335, Nov 2014.
- [85] Cristiano Niclass, Maximilian Sergio, and Edoardo Charbon. A single photon avalanche diode array fabricated in 0.35um cmos and based on an event-driven readout for tcspc experiments. *Advanced Photon Counting Techniques*, 2006.
- [86] Hongjiao Yang Lizhen Tang Weihui Liu Xiangliang Jin, Jia Yang. Tcad simulations for a novel single-photon avalanche diode, 2015.
- [87] B. Furrer P. A. Besse R. S. Popovic Alexis Rochas, Gregoire Ribordy. First passively quenched single-photon counting avalanche photodiode element integrated in a conventional cmos process with 32-ns dead time, 2003.
- [88] Slawomir Piatek. What is an sipm and how does it work?
- [89] Zhonghai Wang, Xishan Sun, Kai Lou, Joseph Meier, Rong Zhou, Chaowen Yang, Xiaorong Zhu, and Yiping Shao. Design, development and evaluation of a resistor-based multiplexing circuit for a  $20 \times 20$  sipm array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 816, pp. 40 – 46, 2016.
- [90] V. Popov, S. Majewski, and A. G. Weisenberger. Readout electronics for multianode photomultiplier tubes

- with pad matrix anode layout. In *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515)*, Vol. 3, pp. 2156–2159 Vol.3, Oct 2003.
- [91] S. Gundacker, E. Auffray, N. Di Vara, B. Frisch, H. Hillemanns, P. Jarron, B. Lang, T. Meyer, S. Mosquera-Vazquez, E. Vauthey, and P. Lecoq. Sipm time resolution: From single photon to saturation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 718, pp. 569 – 572, 2013. Proceedings of the 12th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
  - [92] S. Gundacker, A. Knapitsch, E. Auffray, P. Jarron, T. Meyer, and P. Lecoq. Time resolution deterioration with increasing crystal length in a tof-pet system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 737, pp. 92 – 100, 2014.
  - [93] Patrick Eckert, Hans-Christian Schultz-Coulon, Wei Shen, Rainer Stamen, and Alexander Tadday. Characterisation studies of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 620, No. 2, pp. 217 – 226, 2010.
  - [94] Yux Xu, Ping Xiang, and Xiaopeng Xie. Comprehensive understanding of dark count mechanisms of single-photon avalanche diodes fabricated in deep sub-micron cmos technologies. *Solid-State Electronics*, Vol. 129, pp. 168 – 174, 2017.
  - [95] G. A. M. Hurkx, D. B. M. Klaassen, and M. P. G. Knuvers. A new recombination model for device simulation including tunneling. *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 39, No. 2, pp. 331–338, Feb 1992.
  - [96] W. J. Kindt and H. W. Van Zeijl. Modelling and fabrication of geiger mode avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 45, No. 3, pp. 715–719, 1998.
  - [97] Ikuo Kurachi and Kentaro Yoshioka. Enhancement and retardation of thermal boron diffusion in silicon from atmospheric pressure chemical vapor deposited boron silicate glass film. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 53, No. 3, p. 036504.
  - [98] KETEK. Products.
  - [99] SensL. Products.
  - [100] H. Lan, Y. Wang, J. Chen, F. Cao, and H. Hu. Soi monolithic active pixel sensors for radiation detection applications: A review. *IEEE Sensors Journal*, Vol. 15, No. 5, pp. 2732–2746, 2015.
  - [101] J. Huizenga, S. Seifert, F. Schreuder, H.T. van Dam, P. Dendooven, and H. L' A fast preamplifier concept for sipm-based time-of-flight pet detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 695, pp. 379 – 384, 2012. New Developments in Photodetection NDIP11.
  - [102] F. Corsi, A. Dragone, C. Marzocca, A. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte, M. Boscardin, and G.F. Dalla Betta. Modelling a silicon photomultiplier (sipm) as a signal source for optimum front-end design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 572, No. 1, pp. 416 – 418, 2007. Frontier Detectors for Frontier Physics.
  - [103] T. Uchida. Hardware-based tcp processor for gigabit ethernet. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 55, No. 3, pp. 1631–1637, June 2008.
  - [104] Tohoku-MicroTec (T-Micro). Micro au cone bump.

# 謝辞

本論文は東京大学大学院工学系研究科バイオエンジニアリング専攻在学中に高橋研究室において行った研究をまとめたものです。本研究を行うにあたって終始厳しくも優しいご指導、ご教鞭をいただきました高橋浩之教授に心より感謝致します。研究におけるアイデアやご助言だけでなく、将来を見据えた研究者としての心構えを説いていただいたこと、深く感謝申し上げます。本研究を行うための環境、知識や技術等、基礎となる部分を教授していただいた島添健次講師にも心より感謝致します。研究の具体的な方針や進め方等、日々の研究の相談を真摯に対応していただきました。研究上で行き詰まった際に、ミュンヘンの KETEK へのインターンシップを設定して下さったことは、自身の研究を見つめ直し、現状の課題を整理するきっかけとなりました。また高エネルギー加速器研究機構 SOI 光センサグループの新井康夫教授、倉知郁生教授には外部の学生である私を自身の学生の様に修士課程からの 5 年間に渡り親身になってご指導いただきました。光検出器に関して全くの無知であった私に、半導体の基礎的な知識から勉強の進め方に至ることまで、幅広い内容を教えていただきました。心より感謝申し上げます。また同光センサグループの岸本俊二教授、中村勇助教、三好敏喜講師には光検出器の評価手法や、研究背景に関して数多くのご助言をいただきました。総合研究大学院大学素粒子原子核専攻所属の浜崎竜太郎氏には、SOI 光センサグループでの実験や考察、試作設計等で数多くのご協力をいただきました。実験器具からソフトウェアの使用法に至るまで様々な実用的な知識を共有し合える仲間がいたことは、研究を進める上で大きな励みとなりました。資料のまとめ方等研究生活の基礎を指導していただいた三好寿顕氏、学生生活の中で共に切磋琢磨し、議論した吉原有里氏、Mohammad Amin Choghadi 氏、三浦義隆氏、また共に同じ居室で過ごさせていただいた研究室の皆様に、日々の悩みや苦勞を聞いてくれた友人達、また本論文の審査に関わる先生方に心より御礼申し上げます。博士課程中に「リーダー博士人材育成プログラム」及び日本学術振興会特別研究員制度より経済面の援助を賜りました。心より感謝致します。最後に、長い学生生活の面倒を見ていただき、支えてくれた家族に深く感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

小山 晃 広  
平成 31 年 2 月 18 日