

# 試作したシリコンドリフト検出器の基礎特性評価と動作検証

広島大学理学部物理学科

高エネルギー宇宙可視赤外天文研究室

B135727

今里 郁弥

主査 ( 指導教官 ) 深沢泰司 副査 檜垣浩之

2017 年 2 月

## 概要

シリコンドリフト検出器は比較的新しい放射線検出器であり、同等のサイズの従来のシリコン検出器と比較すると少ない読み出し電極数と非常に小さい静電容量が特徴で、これにより高い位置分解能、低ノイズの実現、消費電力の削減が可能になる。この検出器はコンプトンカメラの散乱体への利用も考えられており、それによって天体の放射が熱的放射から非熱的放射へ切り替わる Sub-MeV エネルギー領域でのより良い精度の観測が期待される。

本研究では試作したシリコンドリフト検出器の動作を確認しながら、暗電流測定や、 $^{241}\text{Am}$  を照射して得られたスペクトルの結果から印加電圧、経過時間、コリメーターを用いた照射領域の制限に対しての X 線検出数の変化を調べ、検出器内の空乏層やドリフト電場がどのようなになっているかを中心に考察した。

# 目次

第 1 章	序論	4
1.1	背景	4
1.2	研究の目的	5
第 2 章	コンプトンカメラとシリコンドリフト検出器	6
2.1	コンプトンカメラ	6
2.1.1	コンプトンカメラの検出原理	6
2.2	シリコンフォトダイオード	9
2.2.1	検出原理	9
2.3	シリコンドリフト検出器	9
2.3.1	シリコンドリフト検出器の空乏層と検出原理	11
2.3.2	半導体検出器のノイズと本研究で用いた回路のノイズ	15
2.4	シリコンドリフト検出器と Si-Pad の比較	17
第 3 章	シリコンドリフト検出器の基礎特性測定	19
3.1	暗電流測定	19
3.1.1	セットアップ	19
3.1.2	結果	19
3.2	シリコンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性	20
3.2.1	セットアップ	21
3.2.2	結果	22
3.3	シリコンドリフト検出器の検出効率の再現性	23
3.3.1	結果	24
3.4	コリメート X 線によるシリコンドリフト検出器の感度領域推定	28
3.4.1	パターン A のセットアップ	30
3.4.2	パターン A の結果	31
3.4.3	パターン B のセットアップ	32
3.4.4	パターン B の結果	32
第 4 章	まとめ及び今後	36

# 目次

1.1	波長別の大気圏外から到達できる高度 [6]	4
2.1	コンプトンカメラ内部での光子と物質の相互作用 (左) と複数のコンプトンコーンによる到来方向の決定	7
2.2	電子飛跡検出型コンプトンカメラ内部の光子と反跳電子	8
2.3	ノイズ除去	8
2.4	蛍光 X 線分析装置によく用いられている円柱型シリコンドリフト検出器	10
2.5	シリコンドリフト検出器の構造	10
2.6	シリコンドリフト検出器の空乏層までの解説:(a) シリコンフォトダイオードの場合;(b)N <sup>+</sup> の配置を変更した場合;(c) ウエハーの両面に P <sup>+</sup> を設置した場合;(d) 高い逆バイアス電圧を印加した場合 [11]	11
2.7	シリコンドリフト検出器内部のドリフト電場	12
2.8	電子正孔対生成後の電子の移動 (左上) とその電子のポテンシャル (右上) と読み出し付近の電子の移動 (左下) とその電子のポテンシャル (右下)[3]	12
2.9	p-n 接合半導体の内部電位 (左) と出力波形の立ち上がり時間 (右)[12]	13
2.10	シリコンドリフト検出器の放射線反応位置測定方法	14
2.11	Body 容量と ch 間の容量 [1]	15
2.12	等価雑音回路 [1]	16
2.13	本研究で用いたシリコンドリフト検出器と Si-Pad の全体の大きさとチャンネルの大きさ。 (左) シリコンドリフト検出器 (右)Si-Pad[3]	17
3.1	暗電流測定のセットアップ	19
3.2	暗電流の逆バイアス電圧依存性	20
3.3	線源とシリコンドリフト検出器の距離とシリコンドリフト検出器の有感体積	21
3.4	シリコンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性のセットアップ	22
3.5	シリコンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性	23
3.6	再現性実験のやり方と印加した電圧のパターン	24
3.7	200 V の 1 日間の経過による検出数の変化。横軸の数値は何回目の 2000 sec 測定であるのかを表す。横軸の数値が 5 で 200 V を印加してから約 3 時間が経過していることを表す。途中データが抜けているのは上手く Fitting ができず、検出数を求めることができなかったため。	25

3.8	図 3.7 の頻度分布。検出数が落ち着いた図 3.7 の横軸 5 以降の検出数から作った。赤の頻度分布が 0 V → 200 V、緑の頻度分布が 50 V → 200 V、青の頻度分布が 100 V → 200 V である。	25
3.9	100 V の 1 日間の経過による検出数の変化。横軸の数値は何回目の 2000 sec 測定であるのかを表す。横軸の数値が 5 で 100 V を印加してから約 3 時間が経過していることを表す。途中データが抜けているのは上手く Fitting ができず、検出数を求めることができなかったため。	26
3.10	図 3.9 の頻度分布。検出数が落ち着いた図 3.9 の横軸 5 以降の検出数から作った。赤の頻度分布が 0 V → 100 V、緑の頻度分布が 50 V → 100 V、青の頻度分布が 200 V → 100 V である。	26
3.11	検出数が経過時間で変化する要因の可能性	27
3.12	コリメーターの仕様	28
3.13	コリメート X 線によるシリコンドリフト検出器の照射領域の制限の模式図	29
3.14	読み出しと逆バイアス電圧印加可能なカソードの位置	30
3.15	1 番目に 200 V を印加するパターン A のセットアップ	30
3.16	制限した照射領域。今回は読み出し付近と中心付近それぞれで測定を行った。	31
3.17	パターン A : 逆バイアス電圧 200 V で読み出し付近へ $^{241}\text{Am}$ を 1 日間照射し得られたスペクトル	31
3.18	パターン A : 逆バイアス電圧 200 V で中心付近へ $^{241}\text{Am}$ を 1 日間照射し得られたスペクトル	31
3.19	1 番目と 220 番目に 200 V を印加するパターン B のセットアップ	32
3.20	パターン B : 逆バイアス電圧 200 V で読み出し付近へ $^{241}\text{Am}$ を 1 日間照射し得られたスペクトル	33
3.21	パターン B : 逆バイアス電圧 200 V で中心付近へ $^{241}\text{Am}$ を 1 日間照射し得られたスペクトル	33
3.22	パターン A とパターン B の読み出し付近のスペクトル。赤:パターン A、青:パターン B	33
3.23	読み出し付近でコリメート X 線を照射した時のスペクトルのパターン A とパターン B の拡大したパルサー。赤:パターン A、青:パターン B	34
3.24	中心付近でコリメート X 線を照射した時のスペクトルのパターン A とパターン B の拡大したパルサー。赤:パターン A、青:パターン B	34

# 第1章 序論

## 1.1 背景

図 1.1 から分かるように、Sub-MeV 領域と呼ばれる数 10keV から数 MeV ( 波長 : 約  $10^{-10} \sim 10^{-12}$  m ) のエネルギー領域の光子は地上で観測することができない。この困難のため、検出器を衛星に載せ大気圏外に打ち上げて観測する。それでも、天体からのガンマ線の数是非常に少なくバックグラウンドが多いため観測は容易ではない。しかし、この領域の光子の放射源として粒子の加速機構の解明の手がかりとなるであろうブラックホールや中性子星の降着円盤からのガンマ線、宇宙線と星間物質との相互作用で作られるパイ中間子の崩壊からのガンマ線などがある。更にこのエネルギー領域では熱的放射と非熱的放射の転換領域でもあるため非常に魅力ある領域でもある。また粒子の加速機構を知る別のアプローチとして偏光を観測する方法がある。偏光の分布を知ることによってその天体の磁場構造などが分かり、粒子の加速機構の重要な手がかりとなる。[10][6]

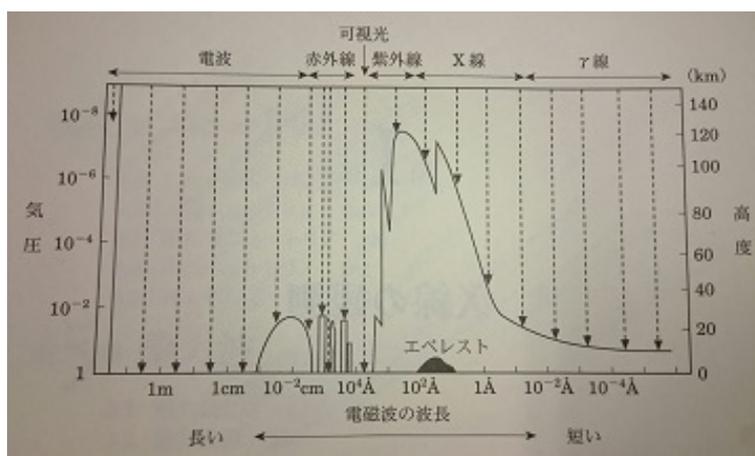


図 1.1: 波長別の大気圏外から到達できる高度 [6]

Sub-MeV 領域では、光子と検出器の物質は相互作用する確率が小さく、コンプトン散乱が優勢となる。特に数 MeV 領域ではコンプトン散乱が主な反応で、光子は持っているエネルギーの一部しか電子に渡さず検出器をすり抜けてしまうため、従来の光電吸収のみで観測する検出器では検出効率が悪い。

この問題を解決し、Sub-MeV 領域の高感度観測を行うために 2016 年 2 月に打ち上がった X 線天文衛星 ASTRO-H 搭載の軟ガンマ線検出器 (SGD) が開発研究された。この SGD は狭視野半導体多層コンプトンカメラという検出器で、徹底したバックグラウンド除去が可能であり、コンプトン散乱を光子との主な相互作用とする散乱体と、光電吸収を主な相互作用とする吸収体からなる。またコンプトン散乱の反応断面積は光の偏光に依存するため、偏光を用いた観測も可能である。[13]

## 1.2 研究の目的

2016年2月に打ち上がったASTRO-Hに搭載されたSGDのコンプトンカメラには散乱体センサーとしてSi-Padが使われた。今後更に良い感度での観測を目指すため、Si-Padとは別の散乱体のセンサーとして現在注目されているのがシリコンドリフト検出器である。この将来考えられているコンプトンカメラの散乱体センサーに必要な条件は高い位置分解能(  $\sim 100 \mu\text{m}$  )、エネルギー分解能、省電力化である。このうちシリコンドリフト検出器は必要な位置分解能を持っており(初期のシリコンドリフト検出器で  $4 \mu\text{m}$  [7] )、電力の削減に置いてもSi-Padより優れている。本研究では試作したシリコンドリフト検出器の動作検証をすると共に、基礎特性測定をする。

## 第2章 コンプトンカメラとシリコンドリフト検出器

### 2.1 コンプトンカメラ

コンプトンカメラとはコンプトンカメラの散乱体で起こるコンプトン散乱や吸収体で起こる光電吸収を用いて、ガンマ線の到来方向やエネルギーの情報を得ることができる検出器である。

#### 2.1.1 コンプトンカメラの検出原理

コンプトンカメラ内でのコンプトン散乱と光電吸収の様子を図 2.1 左に示す。光源からの入射光子と散乱体中の 1 個の電子によってコンプトン散乱は起きる。入射光子がコンプトン散乱を起こすと光子の進行方向はある角度  $\theta$  曲げられる。その時、光子はエネルギーの一部を電子へ渡す。その後、散乱された光子は全てのエネルギーを吸収体で吸収される。入射光子のエネルギーを  $E_0$ 、コンプトン散乱を起こし電子が得たエネルギーを  $E_e$ 、散乱後の光子のエネルギー（吸収体に吸収されるエネルギー）を  $E_\gamma$  とし、散乱前の電子が静止していると仮定を置くと、エネルギーと運動量の保存則より、コンプトン散乱による散乱角とエネルギーの関係式は、

$$E_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.1)$$

となる。ここで入射光子のエネルギーの関係式

$$E_0 = E_e + E_\gamma \quad (2.2)$$

を式 (2.1) に代入し整理すると散乱角は、

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} + \frac{m_e c^2}{E_e + E_\gamma} \quad (2.3)$$

となる。ただし、 $m_e c^2$  は電子の静止質量エネルギーである。コンプトン散乱や光電吸収で光子が電子へ渡したエネルギー  $E_e$ 、 $E_\gamma$  は、その電子が止まるまでに電離させた電荷量に比例するため、それぞれの相互作用で発生した電荷を測定することにより  $E_e$ 、 $E_\gamma$  を求めることができる。この  $E_e$  と  $E_\gamma$  が求まると、式 (2.2) から入射光子のエネルギー  $E_0$  を求めることができるだけでなく、散乱角の式 (2.3) から光子の到来方向を図 2.1 右のようにコンプトンコーンと呼ばれる円錐の側面上に制限することができる。この一連のイベントが複数回起こるとコンプトンコーンの交点ができ、光子の到来方向を決定することができる。しかし真の光源位置の他に図 2.1 右のように偽の光源位置 ( ghost ) も現れる。[3]

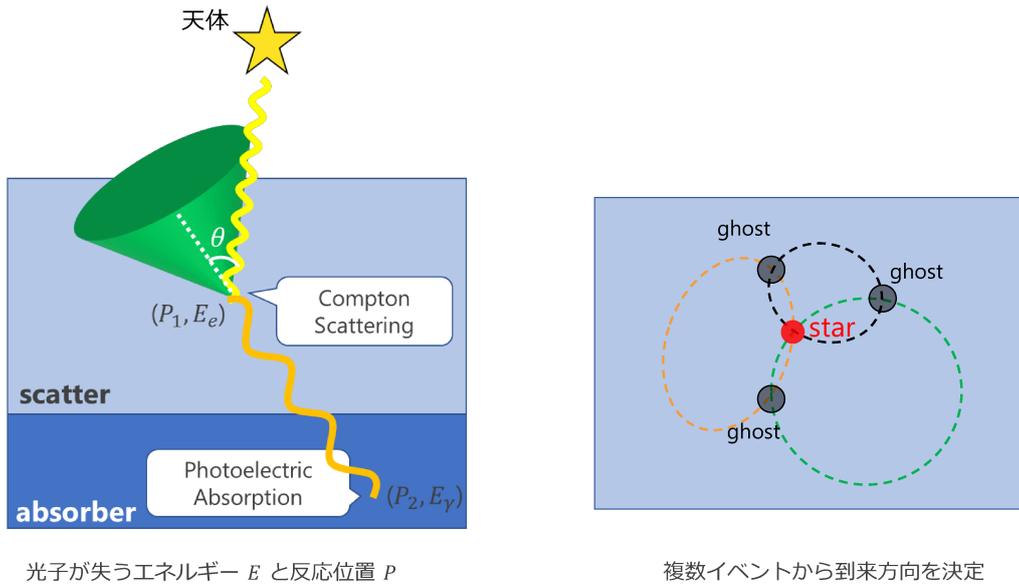


図 2.1: コンプトンカメラ内部での光子と物質の相互作用 (左) と複数のコンプトンコーンによる到来方向の決定

次に将来的に考えられている電子飛跡検出型コンプトンカメラについて説明する。従来のコンプトンカメラとの違いはコンプトン散乱によってエネルギーを得る反跳電子の飛跡とエネルギーを測定することである。コンプトン散乱による反跳電子の飛跡方向とエネルギー及び散乱光子のエネルギーと方向を直接観測することにより運動学から入射光子の到来方向とエネルギーを一意に決定することができる。これによって、図 2.1 右のように従来のコンプトンカメラで現れていた ghost が電子飛跡検出型コンプトンカメラでは現れず、更に図 2.3 のように天体からの光子と天体以外からのバックグラウンドを区別することができる。このようにして Sub-MeV 領域観測の課題の 1 つである大量のバックグラウンドを低減させることができる。[16] 数 100 keV のガンマ線のコンプトン散乱によって生成される反跳電子の飛跡は数  $10 \mu\text{m}$  程度で、去年 2 月に打ち上げられた ASTRO-H 搭載の SGD のコンプトンカメラの散乱体に用いられていた Si-Pad の位置分解能は数 mm で反跳電子の飛跡を測定することができない。そこで考えられている解決策の 1 つが散乱体にシリコンドリフトセンサーを用いることである。G.Lutz らによって作られた初期のシリコンドリフトセンサーの位置分解能は約  $4 \mu\text{m}$  [7] であり、反跳電子の飛跡を測定することが原理的に可能である。

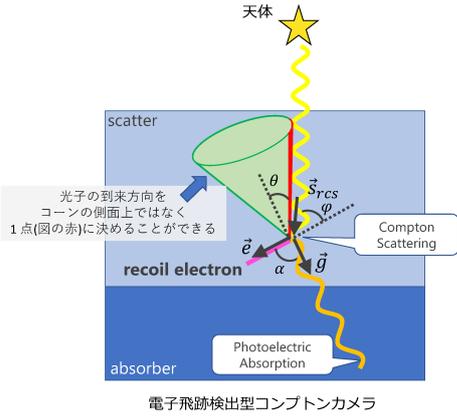


図 2.2: 電子飛跡検出型コンプトンカメラ内部の光子と反跳電子

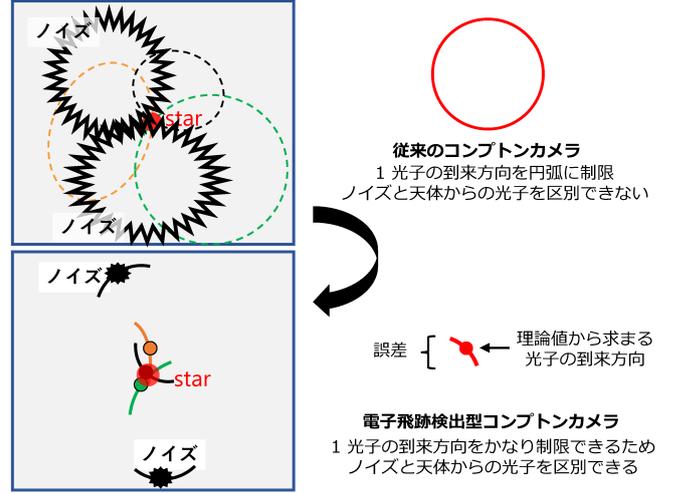


図 2.3: ノイズ除去

ここで図 2.2 のように入射光子の散乱角を  $\theta$ 、反跳電子の反跳角を  $\varphi$  とし、天体からの光子の到来方向の単位ベクトルと入射エネルギーを  $\vec{s}$  と  $E_0$ 、コンプトン散乱後の光子の散乱方向の単位ベクトルとエネルギーを  $\vec{g}$  と  $E_\gamma$ 、反跳電子の反跳方向の単位ベクトルとエネルギーを  $\vec{e}$  と  $E_e$  とする。この時、エネルギー保存則とコンプトン再構成より  $E_0$  と  $\vec{s}_{rcs}$  は以下の式で表される

$$E_0 = E_e + E_\gamma \quad (2.4)$$

$$\vec{s}_{rcs} = \left( \cos \varphi - \frac{\sin \varphi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} \vec{e} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + E_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + E_e} \vec{e} \quad (2.5)$$

ここで、 $m_e$  は電子の質量、 $c$  は光速を表している。入射光子の散乱角  $\theta$  と反跳電子の反跳角  $\varphi$  は以下の式で表される。

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \frac{E_e}{E_\gamma} \quad (2.6)$$

$$\cos \varphi = \left( 1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.7)$$

角度  $\alpha$  には幾何学から求まる  $\alpha_{geo}$  と運動学から求まる  $\alpha_{kin}$  があり、これらは以下の式で表される。

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.8)$$

$$\cos \alpha_{kin} = \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.9)$$

ここで、 $\alpha_{geo}$  と  $\alpha_{kin}$  は独立した変数であるため、 $\alpha_{geo} = \alpha_{kin}$  という条件よりコンプトンカメラ内でコンプトン散乱と光電吸収を起こしたものののみを選ぶことができる。[16][17]

## 2.2 シリコンフォトダイオード

本研究で用いたシリコンドリフト検出器を説明する前に、その基礎となるシリコンフォトダイオードを説明する。

シリコンフォトダイオードは p 型にドーパされたシリコンと n 型にドーパされたシリコンを接合した p-n 接合と呼ばれる構造を持っている。n 型が p 型に接合されると、n 型の電子の密度に対して p 型の電子の密度がはるかに小さいため、接合付近の n 型の電子は p 型に拡散する。電子が拡散すると、拡散後には固定された電子を 1 個失ったアクセプタ点が残る。本来電子が過剰である状態で電氣的に中性であった接合付近の n 型のアクセプタは、電氣的にプラスになる。同様なことが p 型にも起き、接合付近において n 型はプラス、p 型はマイナスの電荷分布になる。この電荷分布により、各キャリアが拡散する方向と逆方向の拡散電位と呼ばれる電位によって、接合付近でのキャリア移動はあるところで平衡状態になる。このようにして電荷キャリアが存在しない空乏層と呼ばれる領域が作られる。このシリコンフォトダイオードの順方向に拡散電位を超えない電圧、または逆バイアス電圧を印加すると、この空乏層を挟んで p 型 n 型それぞれに移動できないキャリアが溜まる。これが誘電体を挟んだ平行板コンデンサと同じように働き、容量を持つことが知られている。空乏層の大きさは印加電圧によって変化し、何も印加しない時と比べ、逆バイアス電圧を印加すると空乏層は広がる。

### 2.2.1 検出原理

空乏層領域に入射した放射線との相互作用によってエネルギーを得た高速電子は、検出器の原子との相互作用 (物質中の原子の電離や励起、制動放射) によってそのエネルギーを失い減速する。この放射線と電子によって生じる電子ホール対が逆バイアス電圧によって読み出し電極へ移動する。電荷量は放射線のエネルギーに比例するため、電荷量を示す出力波形を測定できれば放射線のエネルギーを求めることができる。

## 2.3 シリコンドリフト検出器

1984 年に Emilio Gatti と Pavel Rehak によって最初のシリコンドリフト検出器が発明された。今日のシリコンドリフト検出器は、低エネルギーでも高いエネルギー分解能を持つことと冷却する際に液体窒素ではなくペルチェ素子を用いることができることから蛍光 X 線分析装置によく用いられている。この蛍光 X 線を測定するためのシリコンドリフト検出器を以下の図 2.4 に示す。この検出器の放射線検出原理は節 2.3.1 で紹介する今回試作した直線型シリコンドリフト検出器 (図 2.7) と同じであるためここでは簡単に紹介する。p - n 接合部に逆バイアス電圧を印加し空乏層を検出器全体に広げ、そこで放射線が相互作用した結果生じる電荷キャリアをドリフト電場で読み出し電極 ( anode ) へ移動させて収集された電荷量から放射線のエネルギーを測定する。このシリコンドリフト検出器は読み出し電極のサイズが同等のサイズの従来の検出器と比べ非常に小さいため静電容量が小さい。このためノイズが小さくなり低エネルギーの測定を可能にし、蛍光 X 線の測定によく用いられる。円柱型シリコンドリフト検出器は直線型シリコンドリフト検出器よりも読み出し面積が小さく低エネルギーまで測定するのに向いているが、直線型のように 2 次元の位置情報を取得することはできない。

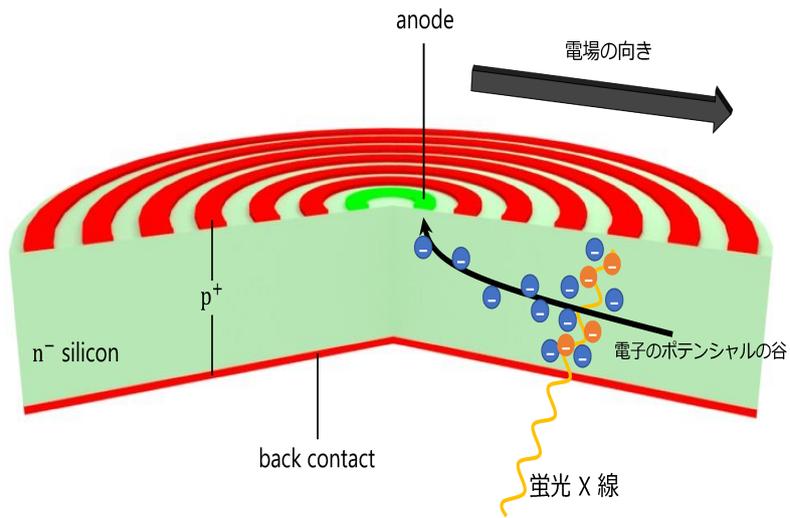


図 2.4: 蛍光 X 線分析装置によく用いられている円柱型シリコンドリフト検出器

今回試作した直線型シリコンドリフト検出器はウエハーの両面に P<sup>+</sup> を設置し、端に N<sup>+</sup> 読み出し電極を設置した独特の構造を持つ。このシリコンドリフト検出器の構造を表 2.1 と図 2.5 に示す。

全体サイズ	4.65 × 1.80 cm <sup>2</sup>
厚さ	0.50 mm
読み出し ch	計 64 ch
読み出しサイズ	0.1 × 0.07 mm <sup>2</sup>
逆バイアス電圧	800 v 程度
ドリフトインプラント数	440 本
ポリシリコン抵抗	2 M Ω × 399 本

表 2.1: シリコンドリフト検出器の各構成要素のサイズ

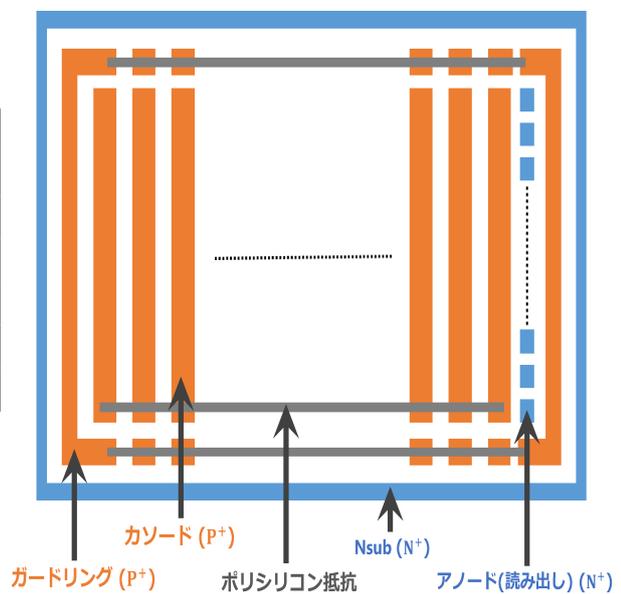


図 2.5: シリコンドリフト検出器の構造

### 2.3.1 シリコンドリフト検出器の空乏層と検出原理

シリコンドリフト検出器の空乏層の広がり方はシリコンフォトダイオードから考えると分かりやすい。1個のシリコンフォトダイオードに逆バイアス電圧を印加すると図 2.6(a) のように空乏層は広がる。図 2.6(b) のように  $N^+$  の位置を非空乏層領域の別の場所に移動させても空乏層の広がり方は (a) と変わらない。ここで図 2.6(c) のようにもう片面に  $P^+$  を設置すると非空乏層を挟んで 2 つの空乏層領域ができる。ここで  $N^+$  電極に大きな逆バイアス電圧を印加すると図 2.6(d) のように 2 つの空乏層がお互いに接触し、伝導性のあるバルクは  $N^+$  電極付近のみになる。この時、2 つの空乏層の接触部 ( 図 2.6 (d) の e-Potential valley の点線部 ) に沿って電子のポテンシャルの谷が生成され、電子はこの谷に沿って移動する。[11]

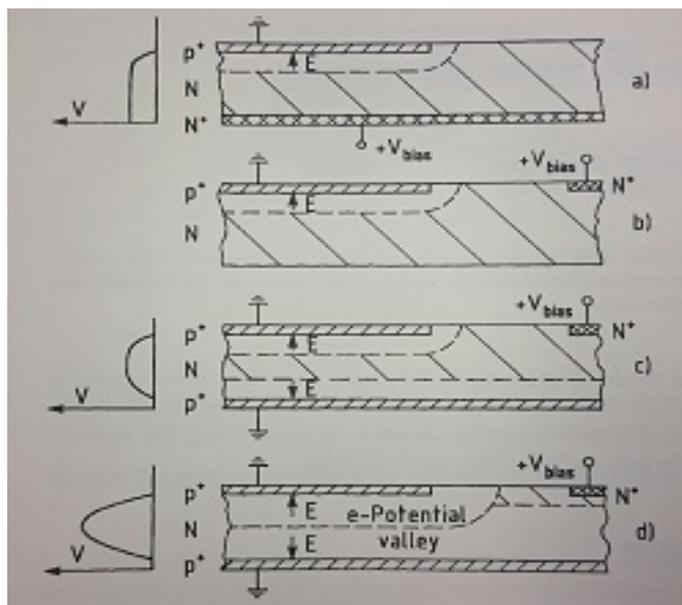


図 2.6: シリコンドリフト検出器の空乏層までの解説:(a) シリコンフォトダイオードの場合;(b)  $N^+$  の配置を変更した場合;(c) ウエハーの両面に  $P^+$  を設置した場合;(d) 高い逆バイアス電圧を印加した場合 [11]

#### エネルギーの検出原理

直線型シリコンドリフト検出器では両面の  $P^+$  をストリップに分け、それぞれのストリップにはポリシリコン抵抗が接続されている。これによって各ストリップ間で電位差が発生し、電子が読み出し電極へ平行にドリフトする方向へ電場が作られる。シリコンドリフト検出器のポテンシャルを図 2.8 に示す。

図 2.7 のように逆バイアス電圧を印加したシリコンドリフト検出器の空乏層で放射線がエネルギーを落とし生成された電子は、空乏層の電場により、図 2.8 右のように電子のポテンシャルの谷に沿って読み出し電極へ移動する。電荷量は放射線のエネルギーに比例するため、この出力信号を測定することによって入射した放射線のエネルギーを求めることができる。

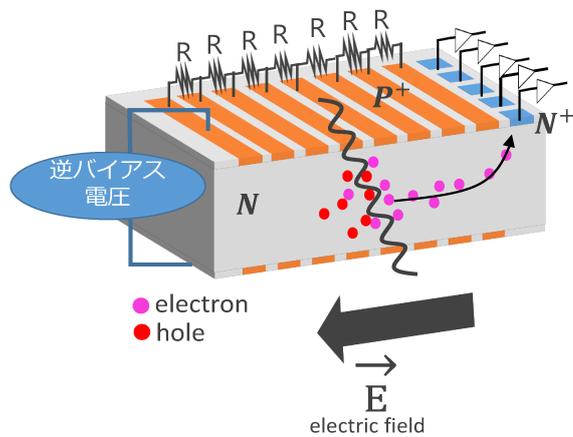


図 2.7: シリコンドリフト検出器内部のドリフト電場

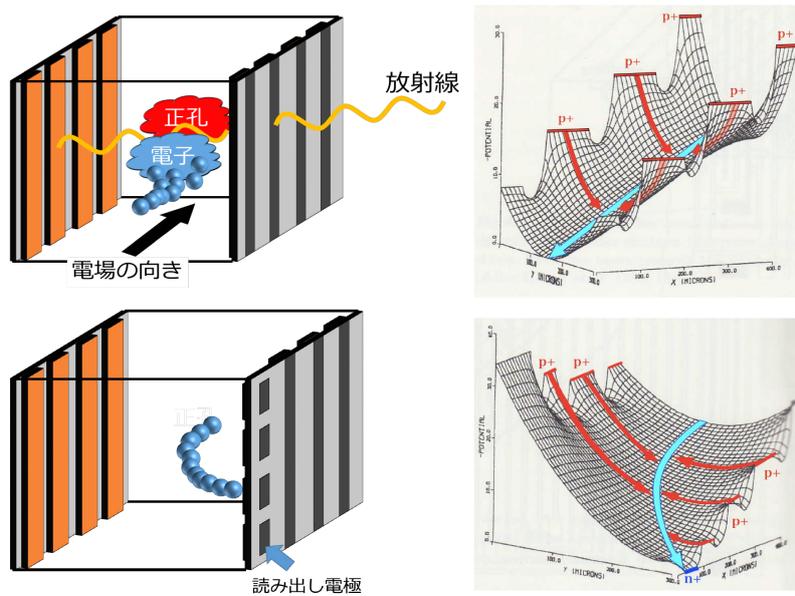


図 2.8: 電子正孔対生成後の電子の移動 (左上) とその電子のポテンシャル (右上) と読み出し付近の電子の移動 (左下) とその電子のポテンシャル (右下)[3]

### 反応位置の検出原理

一般に検出器からの出力波形は、電荷キャリアが読み出し電極へと運動を開始すると同時に発達し始め、ある時間に最後の電荷が読み出し電極に収集されると電荷の誘導は終わり、出力波形の発達も完全に終わ

る。この出力波形の立ち上がり時間はキャリアが生成された位置から電極までの距離に依存するため、逆にこの立ち上がり時間を測定できれば、反応位置を求めることができる。

ここで p-n 接合中で 1 対の電子正孔対が生成されることによって作られる出力波形を例に、立ち上がり時間と反応位置との関係式の導出を示す。図 2.9 の左は p-n 接合半導体とその電場で、右は出力波形である。

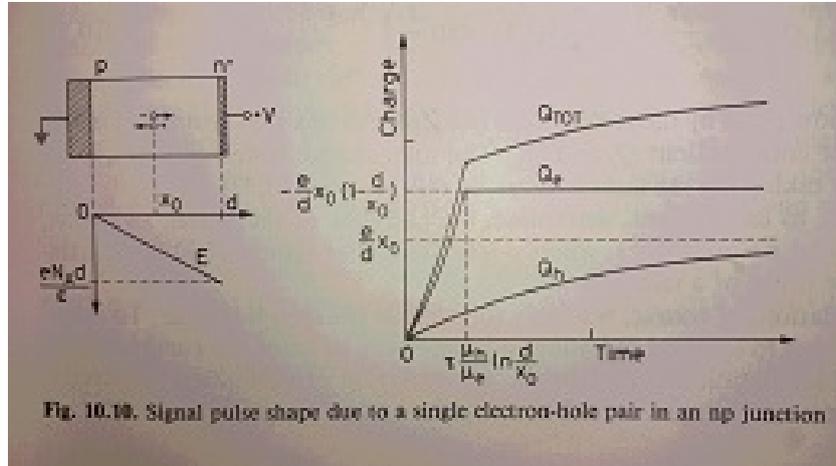


図 2.9: p-n 接合半導体の内部電位 (左) と出力波形の立ち上がり時間 (右)[12]

図 2.9 左のように  $x$  座標を取ると、p-n 接合内空乏層領域にできる電場は

$$E = -\frac{eN_A}{\epsilon}x \quad (2.10)$$

であり [12]、 $e$  は電気素量、 $N_A$  はアクセプタ密度、 $\epsilon$  は誘電率である。ホールの移動度  $\mu_h$  を用いると電荷キャリアの伝導度は  $\sigma \simeq eN_A\mu_h$  であり、 $\tau = \epsilon/\sigma$  とし、式 (2.10) に代入すると

$$E = -\frac{x}{\mu_h\tau} \quad (2.11)$$

となる。ここで、抵抗率  $\rho$  を用いると  $\tau = \epsilon/\sigma = \rho\epsilon$  という関係式となる。シリコンではおおよそ  $\tau = \rho \cdot 10^{-12}s$  であり、典型的な  $1000 \Omega cm$  の物質では  $\tau$  の値は ns オーダーである。

ここで空乏層の厚さを  $d$  とし、空乏層の左端を座標  $x$  の原点とした時、電子正孔対が  $x_0$  で生成されたとする。この時、電子は空乏層内の電場によってドリフトを始める。移動度の定義より電子の速度  $v_e$  は

$$v_e = \frac{dx_e}{dt} = -\mu_e E = \frac{\mu_e x_e}{\mu_h\tau} \quad (2.12)$$

となる。ここで、移動度は電場に依存しないと仮定すると電子の位置は

$$x_e(t) = x_0 e^{\frac{\mu_e t}{\mu_h\tau}} \quad (2.13)$$

となる。この電子が読み出し電極に到達するまでに誘発する電荷量は

$$Q_e(t) = -\frac{e}{d} \int_0^t \frac{dx_e(t')}{dt'} dt' = \frac{e}{d} x_0 \left(1 - e^{-\frac{\mu_e t}{\mu_h\tau}}\right) \quad (2.14)$$

となる。電子が読み出し電極に到達する時間  $t_{e0}$  に式 (2.14) は発達し終わるので、式 (2.13) の  $x_e(t_{e0}) = d$  より、

$$t_{e0} = \tau \frac{\mu_h}{\mu_e} \ln \frac{d}{x_0} \quad (2.15)$$

となり、これを式 (2.14) に代入することで  $Q_e$  の最大値  $Q_{emax}$  は

$$Q_{emax} = -\frac{e}{d} x_0 \left( 1 - \frac{d}{x_0} \right) \quad (2.16)$$

となる。これらはホールでも同様にして求められ、

$$v_h = \frac{dx_h}{dt} = \mu_h E = -\frac{x}{\tau} \quad (2.17)$$

$$x_h(t) = x_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.18)$$

$$Q_h = -\frac{e}{d} \int_0^t \frac{dx_h(t')}{dt'} dt' = \frac{e}{d} x_0 \left( e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 \right) \quad (2.19)$$

となる。図 2.9 右の出力波形はこの  $Q_e$  と  $Q_h$  の和である。また全電荷量は  $Q_{emax} + Q_{hmax} = e$  である。電子が読み出し電極に到達するまでにかかる時間  $t_{e0}$  と電子の生成位置  $x_0$  は式 (2.15) の関係となっており、電子のドリフト時間  $t_{e0}$  が求まれば放射線の反応位置  $x_0$  がわかる。[3][12]

放射線がシリコンドリフト検出器と反応すると以下の図 2.10 のように電子正孔対が生成され電子が1つのチャンネルに収集される。この際、電子がどの読み出しチャンネルに移動したのかを調べ (y 方向)、ドリフト時間を測定すること (x 方向) で、結果として放射線が検出器のどこで反応したのかを2次元の位置情報で知ることができる。

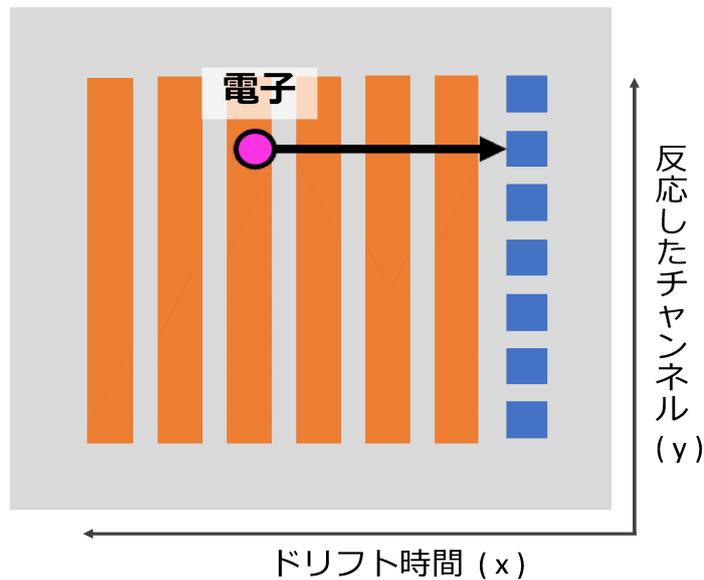


図 2.10: シリコンドリフト検出器の放射線反応位置測定方法

## 2.3.2 半導体検出器のノイズと本研究で用いた回路のノイズ

§2.1.1 で述べたようにコンプトンカメラの散乱角の決定には放射線の散乱体と吸収体で落とすエネルギーの情報が必要であり、光子の到来方向を高精度で決定するには高いエネルギー分解能と位置分解能が必要である。エネルギー分解能は半導体検出器からのノイズに大きく影響を受ける。ここで半導体検出器の主なノイズ源について以下のものを述べる。[3][4][2]

- ショットノイズ
- ジョンソンノイズ

### ショットノイズ

有限の温度において半導体には暗電流という電流が発生する。熱によって価電子帯の電子が伝導体に励起されることで電子正孔対が生成されキャリアとなる。半導体の空乏層では拡散電位により、p 型と n 型のそれぞれの多数キャリアの接合部の通過を邪魔する方向に電場が発生しているが、お互いの少数キャリアは接合部を通過することができる。これにはショットノイズと呼ばれる、少数キャリアの数の統計的なゆらぎがある。

### ジョンソンノイズ

§2.2 で述べたように半導体検出器の接合部にはコンデンサの様な容量を持つ。これは Body 容量と呼ばれ、次式で表される。

$$C = \epsilon \frac{S}{d} \quad (2.20)$$

ここで  $C$  は Body 容量、 $\epsilon$  は半導体の誘電率、 $S$  は検出器の面積、 $d$  は空乏層の厚さである。この容量によって蓄えられた電荷が熱振動するため、ジョンソンノイズと呼ばれるノイズが発生する。このノイズは、印加する逆バイアス電圧の値を大きくすることにより空乏層の厚さ  $d$  を大きく容量を小さくするか、温度を下げることによって低減させることができる。また容量は図 2.11 のようにチャンネル間にも生じる。この容量は電極間隔などに依存する。

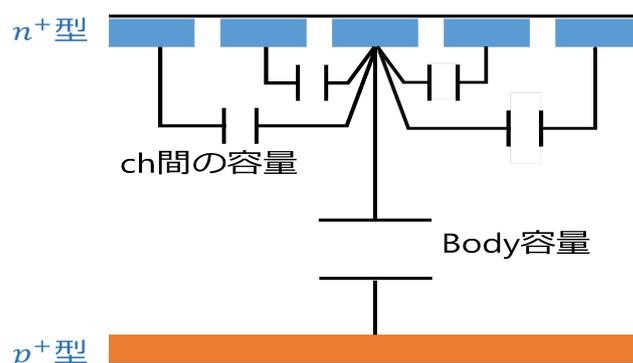


図 2.11: Body 容量と ch 間の容量 [1]

ノイズは検出器だけでなく電子回路からも発生し、エネルギー分解能に影響を与える。それらをまとめて以下の等価雑音回路で考え、エネルギー分解能を求めよう。

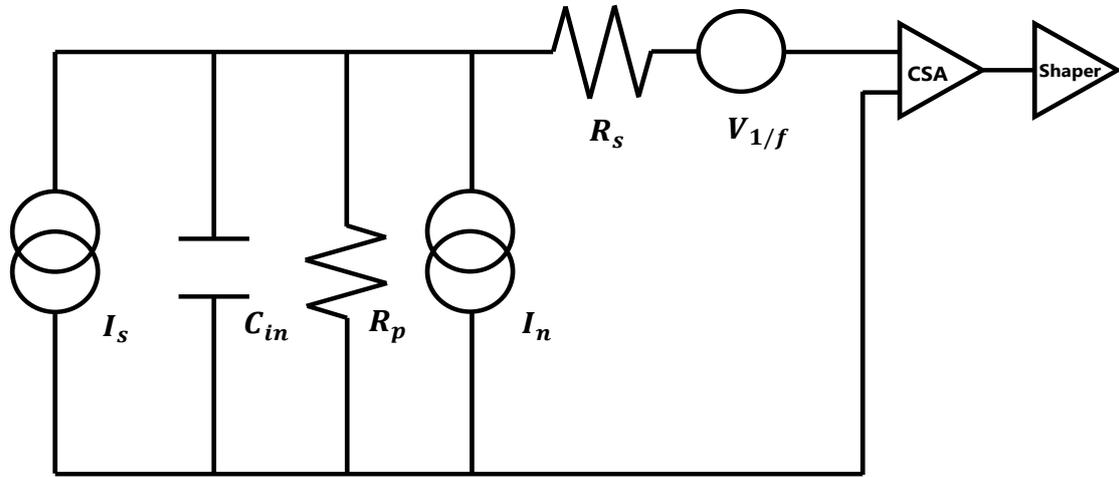


図 2.12: 等価雑音回路 [1]

ここで  $I_s$  : 検出器に入射した放射線による信号電流、 $C_{in}$  : 等価入力容量 (検出器の容量、ケーブルの容量、初段 FET の入力容量)、 $R_p$  : 等価並列抵抗 (CSA の帰還抵抗、高電圧電源の負荷抵抗)、 $R_s$  : 等価直列抵抗 ( $\equiv A/g$ 、 $A$  : 0.5-0.7 程度の定数、 $g$  : 初段 FET の相互インダクタンス)、 $I_n$  : 暗電流、 $C_{1/f}$  :  $1/f$  ノイズの大きさを表す比例定数を表している。図 2.12 の等価回路における全雑音電圧のパワースペクトルは以下のように表される。

$$\frac{\overline{V_{noise}^2}}{df} = \frac{4k_B T}{\omega^2 C_{in}^2 R_p} + \frac{2q I_n}{\omega^2 C_{in}^2} + 4k_B T R_s + \frac{C_{1/f}}{f} \quad [V^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (2.21)$$

式 (2.21) の第 1 項と第 3 項は  $R_p$  と  $R_s$  によって生じる ジョンソンノイズを、第 2 項は暗電流  $I_n$  によるショットノイズを、そして第 4 項は  $1/f$  ノイズを意味している。放射線のエネルギーは電荷量によって測定されるため式 (2.21) を等価雑音電荷  $\overline{\Delta E_{RMS}^2}$  を用いて表すと、

$$\frac{\overline{\Delta E_{RMS}^2}}{df} = \frac{4k_B T}{\omega^2 R_p} + \frac{2q I_n}{\omega^2} + 4k_B T R_s C_{in}^2 + \frac{C_{1/f} C_{in}^2}{f} \quad [C^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (2.22)$$

となる。ここで式 (2.22) 第 3 項の  $1/f$  ノイズの  $V_{1/f}$  は周波数に比例するため比例係数を  $C_{in}$  として置いている。式 (2.22) をみると初段回路の雑音強度は周波数依存性を持つためフィルターをかけることによって最適な S/N 比を得ることができる。ここで簡単にするため、式 (2.22) において波形整形の時定数  $\tau$  を用いて、 $\omega/2\pi \sim f \sim \Delta f \sim 1/\tau$  としガウシアン整形を行ったとすると、

$$\overline{\Delta E_{RMS}^2} = \left( \frac{4k_B T}{R_p} + 2q I_n \right) \cdot A_1 \tau + 4k_B T R_s C_{in}^2 \cdot \frac{A_2}{\tau} + \frac{C_{1/f} C_{in}^2}{f} \cdot A_3 \quad [C^2] \quad (2.23)$$

となる。ここで理想的なガウシアンを行った時の波形整形回路フィルター特性で決まる係数  $A_1$ 、 $A_2$ 、 $A_3$  は  $(A_1, A_2, A_3) = (0.6267, 0.6267, 0.5)$  となる。等価雑音電荷は以下のようにエネルギー分解能に換算することができる。

$$E_{FWHM} = 2.355 \cdot \epsilon \cdot E_{RMS} / q \quad [eV] \quad (2.24)$$

ここで式 (2.24) の  $q$  は電子の電荷量 ( $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ )、 $\epsilon$  は 1 対の電子正孔対を生成するために必要なエネルギー (シリコンでは  $\epsilon = 3.62 \text{ eV}$ ) である。式 (2.23) の第 3 項を定数  $const.$  とし、エネルギー分解能  $E_{FWHM}$  を keV 単位に換算するとエネルギー分解能は以下の式になる。

$$\overline{\Delta E_{FWHM}^2} \simeq \left( 2.70 \times 10^{-2} \cdot \frac{1}{R_p} + 0.573 I_n \right) \cdot \tau + \left( 1.89 \times 10^{-2} \cdot \frac{C_{in}^2}{g} \right) / \tau + const. \quad [\text{keV}^2] \quad (2.25)$$

式 (2.25) において変数の単位は  $R_p$  ( $\text{G}\Omega$ )、 $\tau$  ( $\mu\text{sec}$ )、 $I_n$  ( $\text{nA}$ )、 $C_{in}$  ( $\text{pF}$ )、 $g$  ( $\text{mS}$ ) であり、 $T = 273 \text{ K}$ 、 $A = 0.7$  としている。式 (2.25) より、半導体検出器の分解能は暗電流や容量に依存していて、これらを小さくするほどエネルギー分解能は良くなる。シリコンドリフト検出器は Si-Pad に比べチャンネル数が少ないことから容量を小さくすることができ、エネルギー分解能の向上が期待できる。[1][3][5][4]

## 2.4 シリコンドリフト検出器と Si-Pad の比較

シリコンドリフト検出器と Si-Pad の全体の大きさとチャンネルの大きさを図 2.13 に示し比較した。

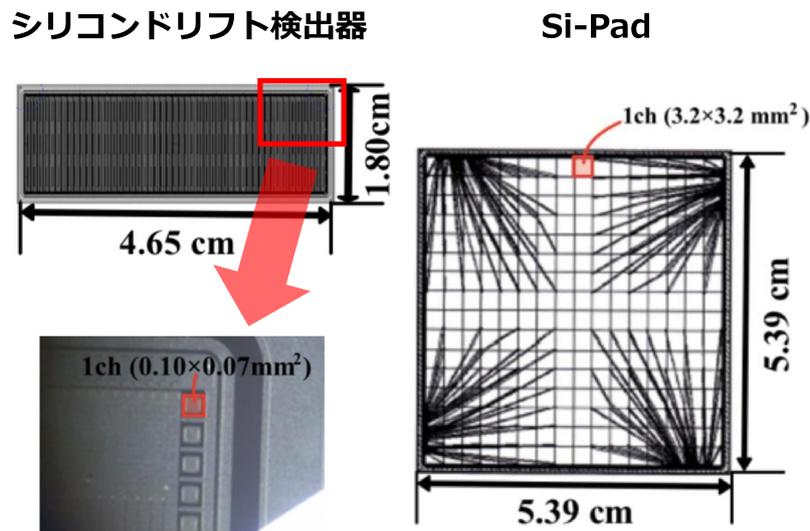


図 2.13: 本研究で用いたシリコンドリフト検出器と Si-Pad の全体の大きさとチャンネルの大きさ。(左) シリコンドリフト検出器 (右) Si-Pad[3]

次に両検出器の仕様を 2.2 に示した。

	シリコンドリフト検出器	Si-Pad
全体の大きさ	4.65×1.80 cm <sup>2</sup>	5.39×5.39 cm <sup>2</sup>
読み出しチャンネルの大きさ	0.1×0.07 mm <sup>2</sup>	3.2×3.2 mm <sup>2</sup>
読み出しチャンネルの数	64 個	256(16×16) 個
検出器の厚さ	0.50 mm	0.60 mm

表 2.2: シリコンドリフト検出器と Si-Pad の仕様 [3]

電子飛跡検出型コンプトンカメラには高い位置分解能が必要である。図 2.13 の Si-Pad の位置分解能は数 mm であるのに対して、シリコンドリフト検出器の位置分解能は初期のもので数  $\mu\text{m}$  である。Si-Pad の位置分解能を良くすることを考えると 1 チャンネルを小さくしチャンネル数を増やせば良いが、この場合読み出し回路の発熱や消費電力が増加してしまう。電子飛跡検出型コンプトンカメラには 100  $\mu\text{m}$  以下の位置分解能が必要であり、シリコンドリフト検出器はこの基準を満たしている。

次にシリコンドリフト検出器を扱う上での注意点を以下に示す。

#### ドリフト速度の温度依存性

キャリアのドリフト速度が温度依存性を持つため、ドリフト時間を測定し、反応位置を求める際には注意しなければならない。

#### 逆バイアス電圧の大きさ

読み出しから最も遠い場所で生成されたキャリアを読み出しまで移動させるために必要な逆バイアス電圧は本研究で用いたシリコンドリフト検出器の場合約 800 V である。半導体検出器に高電圧を印加すると、ブレークダウンと呼ばれる暗電流が急激に増加する現象が起こり検出器が壊れてしまう可能性があるため注意しなければならない。[3]

## 第3章 シリコンドリフト検出器の基礎特性測定

この章ではシリコンドリフト検出器の基礎特性評価を行った結果について述べる。本研究で用いたシリコンドリフト検出器はまだ試作段階でどのような挙動をするか分からないため、実験を行いながら使い方や動作を理解する。

### 3.1 暗電流測定

シリコンドリフト検出器の全チャンネルに流れる暗電流を測定した。これは電圧に対して空乏層がどう進むのか考える際や、エネルギー分解能の理論値を計算する時、Si-Pad の単位面積あたりの暗電流と比較をする時に今回測定した暗電流値を用いる。またこの実験でブレークダウンの電圧がいくらなのかを把握する。暗電流測定中は恒温槽を稼働させ温度は 20 度の状態を保った。

#### 3.1.1 セットアップ

図 3.1 に暗電流測定のセットアップを示す。本実験で高電圧源として用いた KEITHLEY 2410 には電流計の機能も搭載されており、これを用いてシリコンドリフト検出器全体に流れる暗電流を測定する。

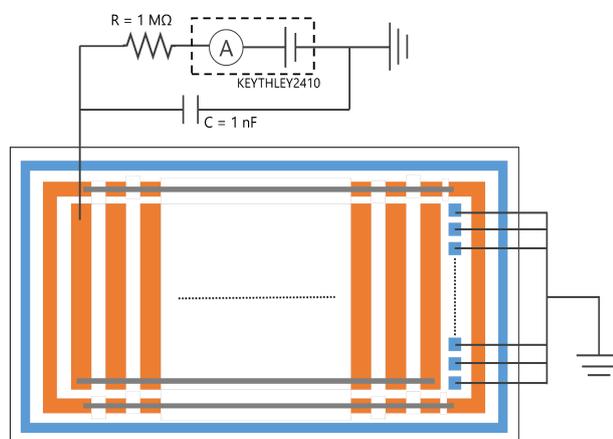


図 3.1: 暗電流測定のセットアップ

#### 3.1.2 結果

シリコンドリフト検出器全体に流れる暗電流の逆バイアス依存性を調べた。図 3.2 に 293 K ( 20 ) での測定結果を示す。シリコンドリフト検出器全体に流れる暗電流は p-n 接合の性質を示し、逆バイアス電

圧が 150 V ~ 450 V では約 150 nA の暗電流が流れ、約 500 V からブレークダウンを起こした。暗電流が 150 nA の時のシリコドリフト検出器の単位面積 ( 1 cm<sup>2</sup> ) あたりに流れる暗電流は 17.9 nA/cm<sup>2</sup> で、Si-Pad の 32.5 nA/cm<sup>2</sup> [1] と概ね同じ結果が得られた。

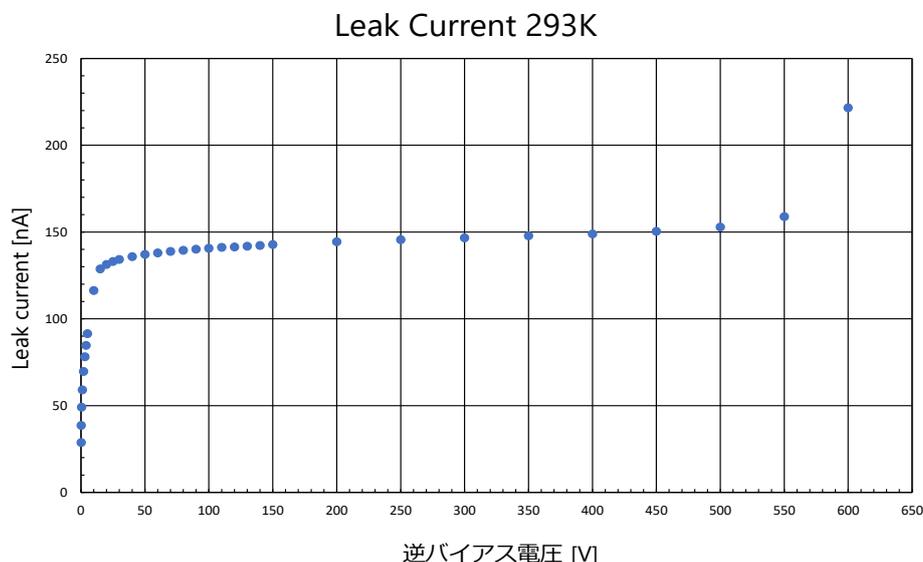


図 3.2: 暗電流の逆バイアス電圧依存性

### 3.2 シリコドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性

シリコドリフト検出器の検出効率が逆バイアス電圧にどのように依存するか測定した。今回実験に使用した線源は <sup>241</sup>Am で、59.5 keV の光電ピークから検出効率を求めた。

最初にシリコドリフト検出器が完全空乏層化した時の検出効率がどの程度になるか求める。今回用いた <sup>241</sup>Am は 3 MBq で、検出器の中心から高さ 1 cm ほど上から dead time を除いた 2000 sec 照射した。入射光子数を  $I_0$  とし、物質を透過した透過光子数を  $I$  とすると、検出器にあるエネルギー  $E$  を落とし吸収された光子数  $I'$  は、

$$I'(E) = I_0 - I = I_0 \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho t}\right) \quad (3.1)$$

となる。ここで、式 (3.1) の  $\frac{\mu}{\rho}$  は質量減衰係数 ( mass attenuation coefficient ) と呼ばれるもので、ガンマ線光子がビームから除かれる単位長さあたりの確率を意味する線減衰係数 ( linear attenuation coefficient )  $\mu$  を吸収物質の密度  $\rho$  で割ったものである。この質量減衰係数は吸収物質の物理的状態によって変化しない ( 例えば水の場合、気体でも液体でも固体この値は同じである ) という利点がある [7]。吸収物質がシリコンで 60 keV の放射線の場合の質量減衰係数は 0.3207 cm<sup>2</sup>/g [14] となる。また、式 (3.1) の  $\rho t$  は質量厚さ ( mass thickness ) と呼ばれ、入射光子数の減衰の度合いを決める重要なパラメーターである。今回実験に用いたシリコドリフト検出器の質量厚さ  $\rho t$  は 0.1165 g/cm<sup>2</sup> である。これらの値を式 (3.1) に代入すると 60 keV のガンマ線光子が単位時間あたりにシリコドリフト検出器で何個反応したか求めることができる。この計算を行う前に、単位時間あたりにシリコドリフト検出器に入射する <sup>241</sup>Am の 59.5 keV

の入射光子数  $I_0$  を計算する。今回線源は以下の図 3.3 のように置いた。またシリンドリフト検出器の有感体積（完全空乏層の時）も図 3.3 に示した。

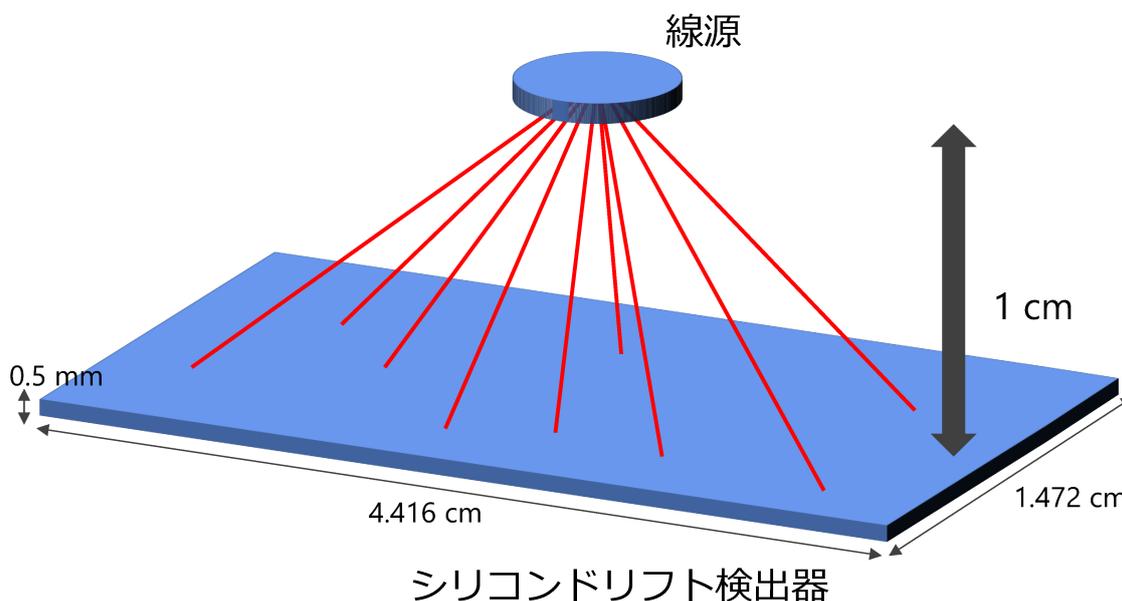


図 3.3: 線源とシリンドリフト検出器の距離とシリンドリフト検出器の有感体積

この時、59.5 keV の入射光子数を求める。放射線光子は等方的に放射されているとし、 $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV の崩壊率は 35.9 % [15] より、3 MBq の  $^{241}\text{Am}$  のシリンドリフト検出器への単位時間あたりの入射光子数  $I_0$  は、

$$I_0(59.5\text{keV}) = 3 \times 10^6 \times 0.359 \times \frac{4.416 \times 1.472}{4\pi \times 1^2} \simeq 557112 \quad (3.2)$$

更に今回の測定時間はそれぞれの逆バイアス電圧に対し 18000 sec ( 5 時間 ) である。更に全 64 チャンネル中 1 チャンネルのみ読み出すので、これら全ての条件を式 (3.1) に代入し、18000 sec / 64 を掛けると、

$$\frac{18000}{64} \times I'(59.5\text{keV}) = \frac{18000}{64} \times (I_0(59.5\text{keV}) - I(59.5\text{keV})) \simeq \frac{18000}{64} \times 557112 \times (1 - e^{-0.3207 \times 0.1165}) = 5.7 \times 10^6 \quad [\text{photons}] \quad (3.3)$$

今回は様々な逆バイアス電圧を印加し、得られたスペクトルからガウスフィッティングを行い、積分を行うことによってシリンドリフト検出器が実際にどの程度 59.5 keV 光電吸収ピークを検出するのかを見ていく。

### 3.2.1 セットアップ

今回スペクトルを取得し検出効率を調べるために用いた線源は 3 MBq の  $^{241}\text{Am}$  である。図 3.4 にシリンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性のセットアップを示す。図 3.4 に示したようにシリンドリフト検出器の全 64 チャンネル中 30 チャンネル目のみを読み出し、その他のチャンネルは全てグ

ラウンドに落とした。またガードリングと NSub は浮かせた状態にした。これはカソードと外部の急激な電位差から生じる損傷を防ぐためである。 $^{241}\text{Am}$  のシリコンドリフト検出器への照射時間は 18000 sec である。また測定電圧を印加してから約 9 時間後に 18000 sec 分のスペクトル取得を開始した。

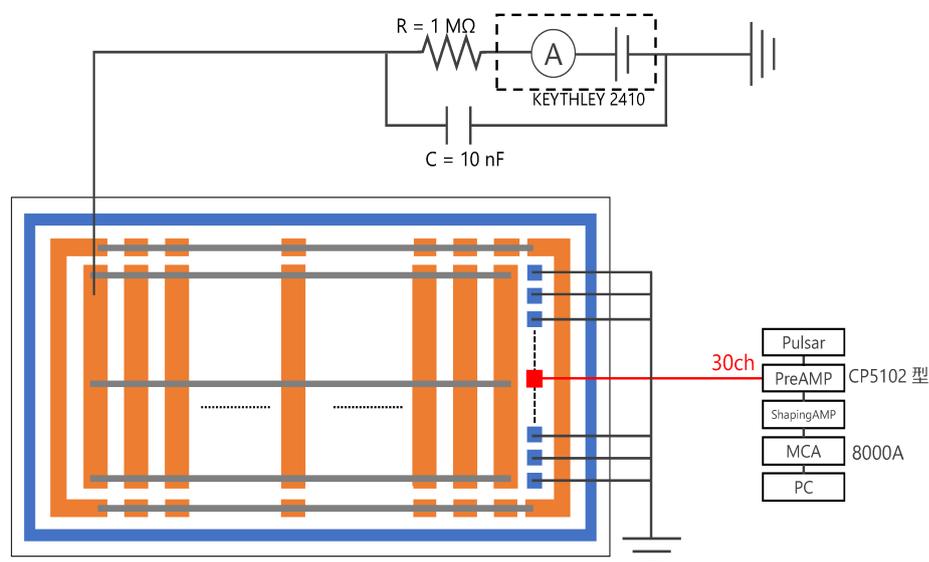


図 3.4: シリコンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性のセットアップ

### 3.2.2 結果

各逆バイアス電圧での  $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV の検出効率の結果を図 3.5 に示す。縦軸はシリコンドリフト検出器が検出した  $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV の光子数で、横軸は読み出しから最も遠いカソードに印加した逆バイアス電圧である。この図 3.5 を見ると逆バイアス電圧の値が大きくなればなるほど大まかに検出数は増えている。これは逆バイアス電圧が大きくなるにつれて、空乏層が発達し、かつドリフト電圧も増加したことによりキャリア収集も良くなったことを意味する。しかし今回の測定での検出数が理論値に比べ遥かに少ない。この考えられる原因として、待機時間 (今回は 9 時間だった) に対して検出数が大きく変わってしまう、印加電圧が小さくドリフト電圧が十分ではなかったため読み出し付近の電荷キャリアのみしか読み出されなかったことなどが考えられる。もし待機時間に対して検出数が大きく変わってしまうと再現性のある実験結果を得ることができない。この検出効率の再現性問題は §3.3 で検証することにする。また読み出し付近の電荷キャリアしか読み出されないのかどうか検証するために §3.4 で  $^{241}\text{Am}$  を検出器へ照射する領域を制限し、検出器の感度領域を調べる。

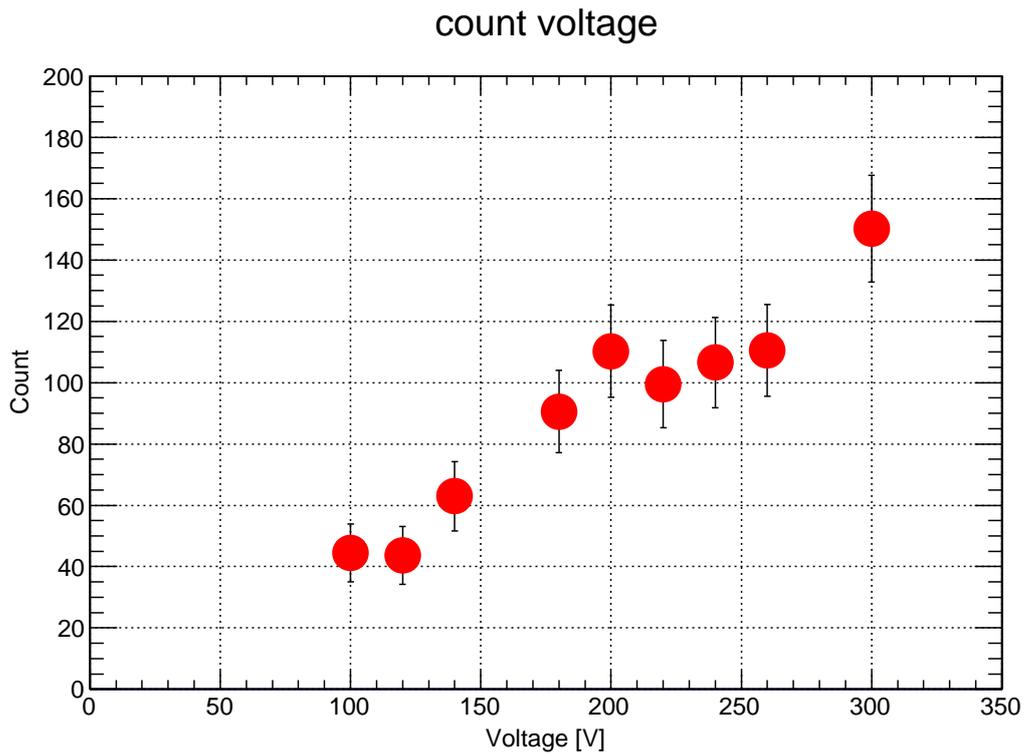
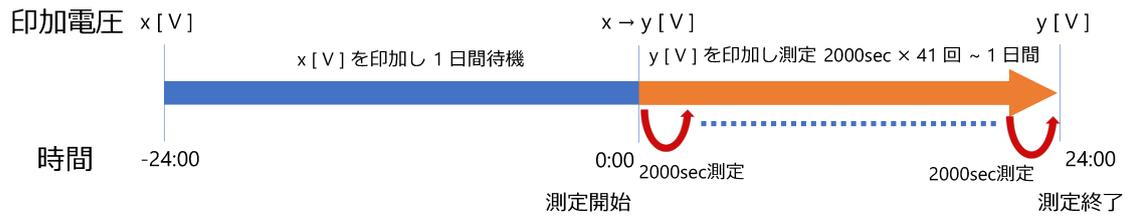


図 3.5: シリコドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性

### 3.3 シリコドリフト検出器の検出効率の再現性

§3.2 の実験条件では測定結果に再現性がない可能性があるため次に逆バイアス電圧を印加してからの時間経過でシリコドリフト検出器に照射した  $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV の検出数がどのように変化するかを見た。今回は 200 V と 100 V の測定電圧を印加するにあたって、それ以前に印加していた逆バイアス電圧の値にも影響しないか確認するために以下の図 3.6 のように逆バイアス電圧を印加し 1 日間で検出数がどのように変化するか 2000 sec 間隔で測定した。セットアップは節 3.2.1 の図 3.4 と同じである。



今回測定したパターン

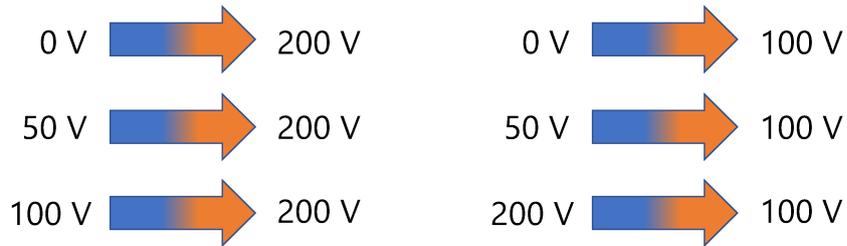


図 3.6: 再現性実験のやり方と印加した電圧のパターン

### 3.3.1 結果

以下に 200 V と 100 V の測定電圧の時間経過と以前印加していた電圧による検出数の変化と頻度分布 (横軸: 検出数、縦軸: 頻度) を示す。

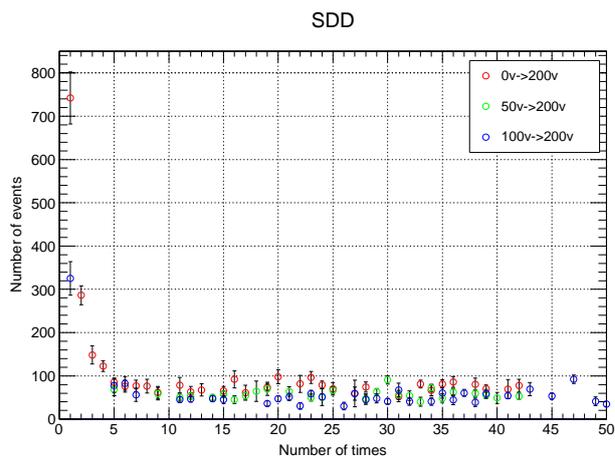


図 3.7: 200 V の 1 日間の経過による検出数の変化。横軸の数値は何回目の 2000 sec 測定であるのかを表す。横軸の数値が 5 で 200 V を印加してから約 3 時間が経過していることを表す。途中データが抜けているのは上手く Fitting ができず、検出数を求めることができなかったため。

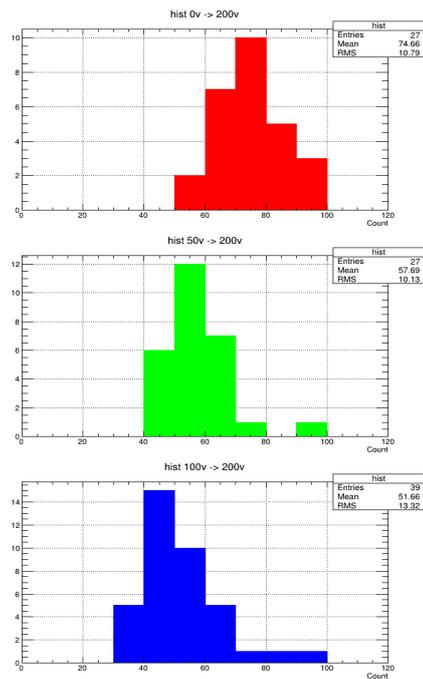


図 3.8: 図 3.7 の頻度分布。検出数が落ち着いた図 3.7 の横軸 5 以降の検出数から作った。赤の頻度分布が 0 V → 200 V、緑の頻度分布が 50 V → 200 V、青の頻度分布が 100 V → 200 V である。

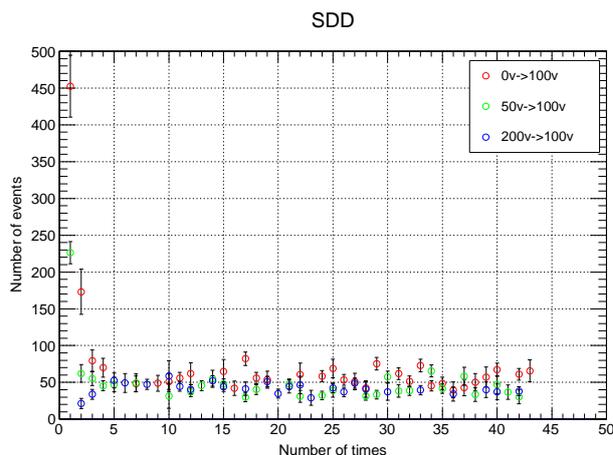


図 3.9: 100 V の 1 日間の経過による検出数の変化。横軸の数値は何回目の 2000 sec 測定であるのかを表す。横軸の数値が 5 で 100 V を印加してから約 3 時間が経過していることを表す。途中データが抜けているのは上手く Fitting ができず、検出数を求めることができなかったため。

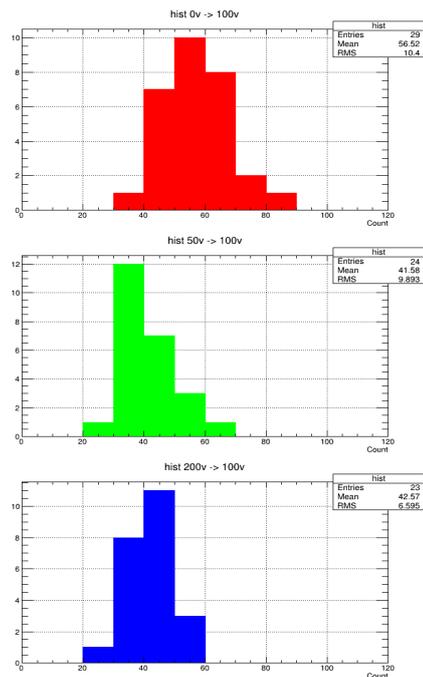
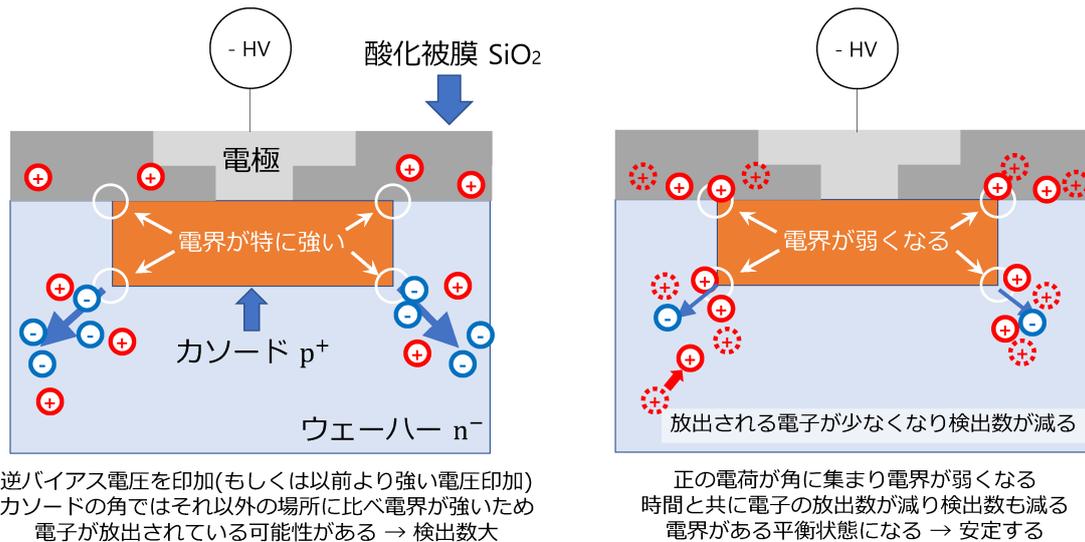


図 3.10: 図 3.9 の頻度分布。検出数が落ち着いた図 3.9 の横軸 5 以降の検出数から作った。赤の頻度分布が 0 V → 100 V、緑の頻度分布が 50 V → 100 V、青の頻度分布が 200 V → 100 V である。

まず電圧を変えて測定開始直後の様子について見てみる。図 3.7 を見ると測定前に印加していた逆バイアス電圧の値に依らず、200 V の逆バイアス電圧を印加した直後は検出数は最大となっていて、そこからだいたい 3 時間 (横軸目盛り 5 ) 経過すると安定する。図 3.9 でも 100 V を印加してだいたい 3 時間後に検出数は安定する。しかし測定電圧が 100 V では 200 V の時とは異なり、図 3.9 の青点で表された測定前電圧が 200 V の時は 100 V を印加した直後の検出数が最小となり、3 時間ぐらいかけて徐々に増え安定した検出数となる。これらの印加直後から 5 時間経過するまで検出数が変化することの原因の 1 つとして考えられるものを図 3.11 に示す。



逆バイアス電圧を印加(もしくは以前より強い電圧印加)  
カソードの角ではそれ以外の場所に比べ電界が強いため  
電子が放出されている可能性がある → 検出数大

正の電荷が角に集まり電界が弱くなる  
時間と共に電子の放出数が減り検出数も減る  
電界がある平衡状態になる → 安定する

酸化被膜には + の欠陥が非常に多く、この + は動くのに時間がかかる。  
今回の長時間の減衰は酸化被膜の + の移動による影響が大きいと考えられる。

図 3.11: 検出数が経過時間で変化する要因の可能性

図 3.11 のようにカソードの角は電界がそれ以外の場所に比べ非常に大きく、電子が放出されている可能性がある。以前の逆バイアス電圧より強い電圧を印加すると、正の電荷がそのカソード角周りに強く引きつけられ、時間と共にカソード周りの正の電荷密度が大きくなる。すると角の電界が弱まりそれに従って電子の放出も少なくなる。しばらくすると電界はある平衡状態を取り、検出数が安定する。測定以前の電圧が測定電圧より小さい場合、この状況に当てはまるため測定電圧印加直後に検出数は最大を取り、その後減少し安定した検出数となる。図 3.11 とは逆に、逆バイアス電圧を弱めると電界も弱くなり時間と共に正の電荷密度が小さくなるため電子の放出が多くなり検出数が増加する。この場合もししばらくすると電界が平衡状態を取り、検出数が安定する。今回の測定電圧 200 V と 100 V の測定以前の電圧が 0 V と 50 V の場合は全て図 3.11 の場合に当てはまり、測定電圧を印加した直後に最大の検出数をとる。200 V → 100 V の場合は図 3.11 とは逆の考えに当てはまり、測定電圧を印加直後に最小値を取ることが説明できる。

次に測定を開始してから十分時間が経過して検出数が一定になったところについて見ていく。図 3.8 と図 3.10 は、それぞれ図 3.7 と図 3.9 の検出数が一定になったと思われる測定開始 5 時間後以降の頻度分布である。測定電圧が 200 V の時の検出数の頻度分布(図 3.8)を見ると、50V → 200V (緑) と 100V → 200V (青) での検出数にはあまり差が見られないが、この 2 つの検出数の頻度分布と 0V → 200V の検出数の頻度分布を比較すると検出数の平均値が明らかに異なる。同様なことが測定電圧が 100 V 頻度分布(図 3.10)にも言え、50V → 100V (緑) と 200V → 100V (青) の検出数の頻度分布にはあまり差が見られないが、この 2 つの頻度分布と 0V → 100V の頻度分布は検出数の平均値が異なる。200 V と 100 V の頻度分布に共通することは、共に測定以前の電圧が 0 V の時の結果がそれ以外の測定以前の電圧と比較すると検出数の平均値が大きいという点である。これは、0 V 50 V までの印加電圧からそれ以上の電圧を印加するのと、50 V 以上の電圧から更に高い電圧を印加するのとでは空乏層の発達の仕方に違いがある可能性があり、そこからこのような結果になったことが原因の 1 つとして考えられる。

以上の結果から、測定電圧以前に印加していた電圧が異なると検出数が異なる可能性があるが、これはシリコンドリフト検出器の空乏層の発達の方の違ひからこのような結果が出たのかまたは別の原因によるものなのか分からないため更なる検証が必要である。

### 3.4 コリメート X 線によるシリコンドリフト検出器の感度領域推定

シリコンドリフト検出器内で電荷キャリアの収集が不完全で、ドリフト電場で移動し読み出し電極まで到達するキャリアが読み出し付近で生成されたキャリアのみの可能性があるため、それを検証するために逆バイアス電圧を 200 V で印加し、自作したコリメーター（構造を図 3.12 に示す）を用いて照射領域を図 3.13 のように制限し  $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV 光電吸収の検出数の変化を見た。

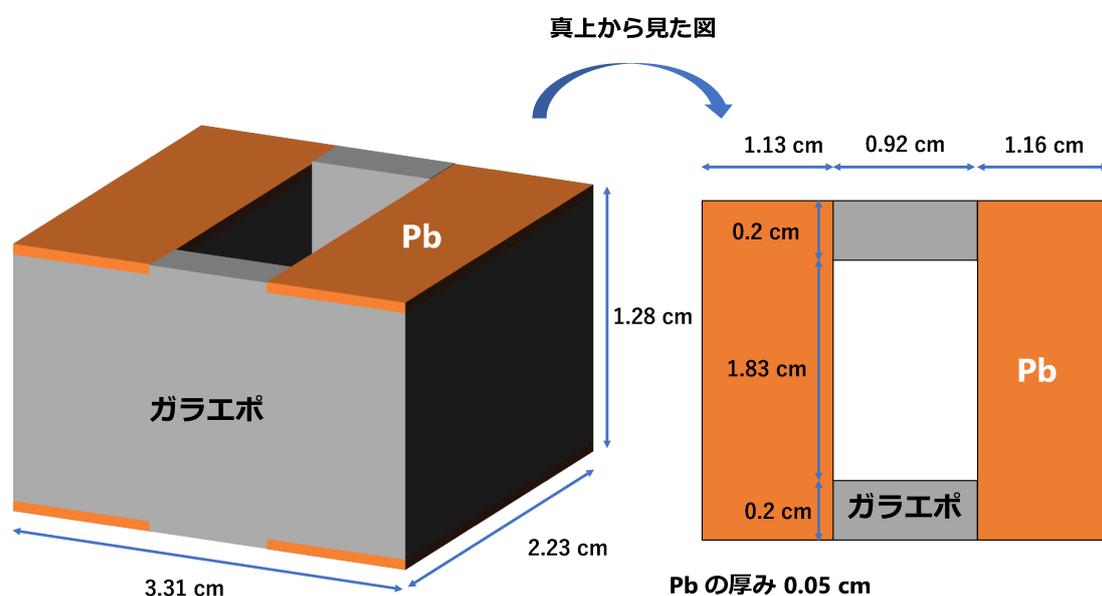


図 3.12: コリメーターの仕様

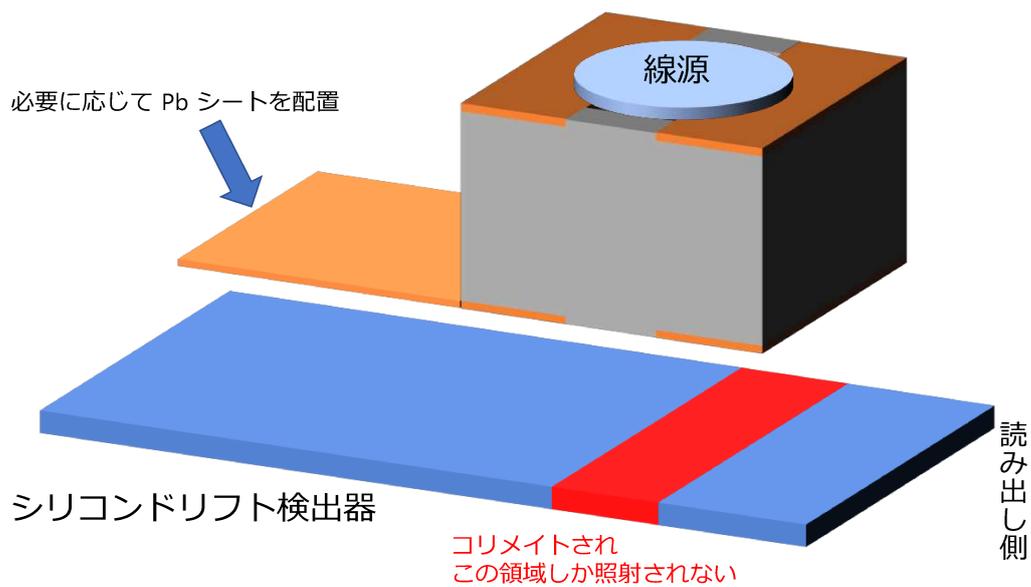
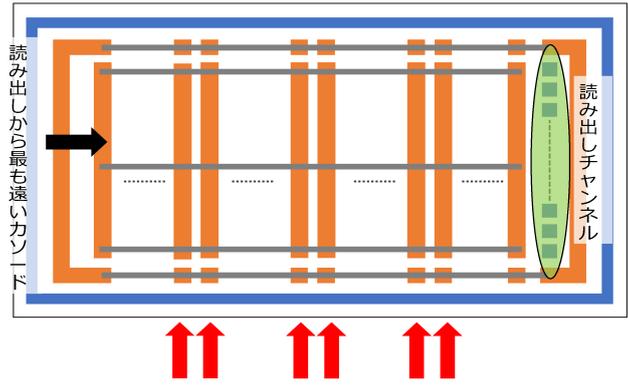


図 3.13: コリメート X 線によるシリコドリフト検出器の照射領域の制限の模式図

シリコドリフト検出器内のカソードで、読み出しから最も遠いカソードを 1 番目のカソードと呼び、以後この 1 番目のカソードから読み出しの方向へ順に 2 番目のカソードと呼ぶことにする。読み出しに最も近いカソードは 440 番目のカソードである。

図 3.14 で示すように途中のカソードに電圧印加・測定できるパッドを計 6 箇所取り付けた。今回の実験では逆バイアス電圧の印加方法が 2 パターン (それぞれのセットアップの項で説明) あり、それぞれを「パターン A」、「パターン B」と呼ぶことにし、最初にパターン A のセットアップと実験結果、次にパターン B のセットアップと実験結果を示す。



読み出し & 電圧印加可能なカソード  
読み出しから最も遠いカソード (1 番目のカソード) から  
数えて左から 110, 111, 220, 221, 330, 331 番目の計 6 箇所

図 3.14: 読み出しと逆バイアス電圧印加可能なカソードの位置

### 3.4.1 パターン A のセットアップ

パターン A のセットアップを図 3.15、コリメートによる  $^{241}\text{Am}$  の照射領域を表したものを図 3.16 に示す。このように今回は読み出し付近と中心付近でコリメートしてそれぞれ測定した。

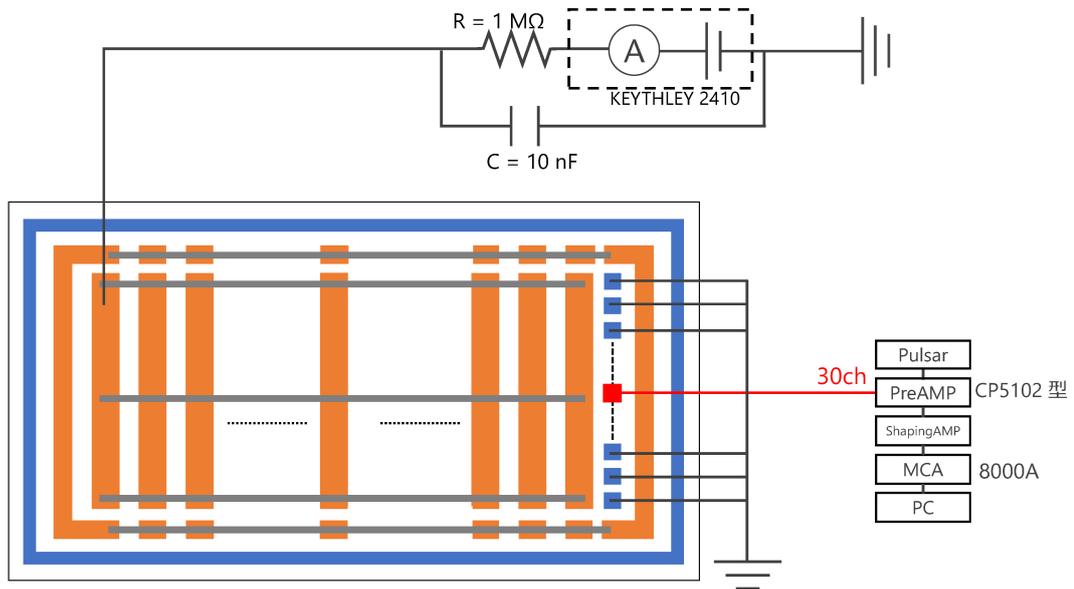


図 3.15: 1 番目に 200 V を印加するパターン A のセットアップ

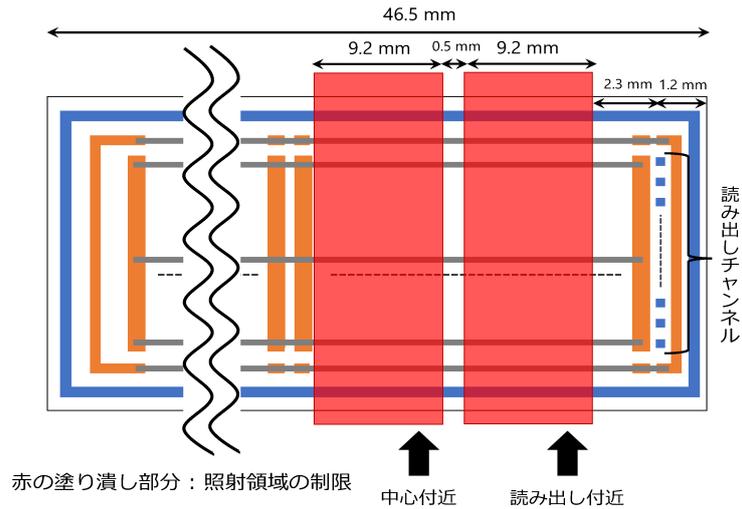


図 3.16: 制限した照射領域。今回は読み出し付近と中心付近それぞれで測定を行った。

### 3.4.2 パターン A の結果

読み出し付近と中心付近でコリメートし、得られたスペクトルを以下の図 3.17 と図 3.18 に示す。

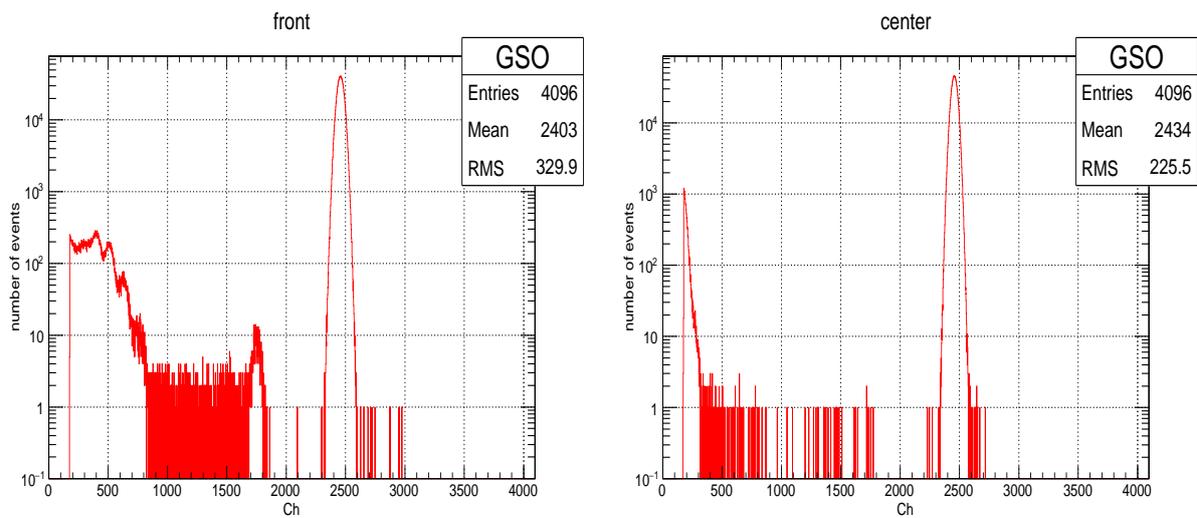


図 3.17: パターン A : 逆バイアス電圧 200 V で読み出し付近へ  $^{241}\text{Am}$  を 1 日間照射し得られたスペクトル  
図 3.18: パターン A : 逆バイアス電圧 200 V で中心付近へ  $^{241}\text{Am}$  を 1 日間照射し得られたスペクトル

図 3.17 を見ると読み出し付近では  $^{241}\text{Am}$  59.5 keV 光電吸収ピークが見えるが、図 3.18 を見ると中心付近では光電ピークが見えない。これは 1 番目のカソードに 200 V の逆バイアス電圧を印加すると、読み出し付近で生成された電荷キャリアは読み出しへ収集されているが、中心付近で生成された電荷キャリアは収

集することができていない事を意味する。このような結果になった原因として、中心付近の電荷キャリアを収集するのにドリフト電場の強さが足りない、ドリフト電場が発生していない、空乏層が読み出し付近でのみ発達していてそれ以外ではあまり発達しておらず放射線検出能力が小さい、などが考えられる。

### 3.4.3 パターン B のセットアップ

パターン A の検出器中心付近でのコリメート実験では印加電圧が足りず、読み出し付近以外の電荷キャリアはほとんど読み出し電極へ収集されていない可能性があることから、パターン A のセットアップで印加電圧を 200 V から 400 V にして実験をすることを考えたが、暗電流の節で 500 V でブレークダウンを起こすことが分かり、400 V を 1 日間印加し続けると検出器を破壊してしまう危険性がある。そこで 1 番目のカソードと 220 番目のカソードに同時に 200 V の逆バイアス電圧を印加するパターン B の方法を考えた。これによりパターン A に 400 V を印加した場合とほぼ同じ状況ができ、より多くの電荷キャリアが読み出し電極に収集されるのではないかと考え実験を行った。

パターン B のセットアップを以下の図 3.19 に示す。またパターン A と同様に読み出し付近と中心付近でコリメート実験を行った。

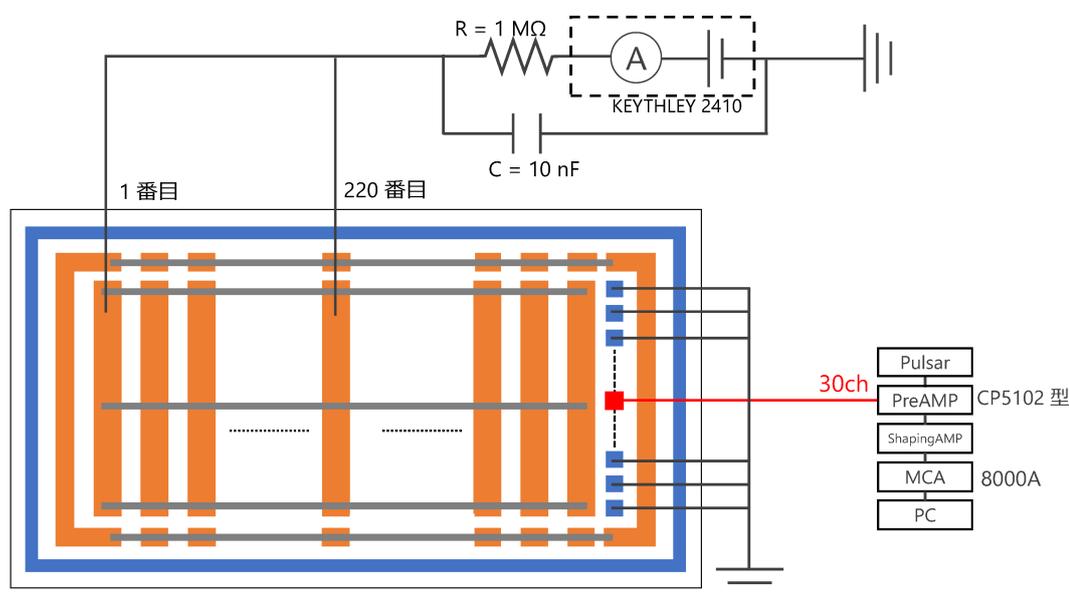


図 3.19: 1 番目と 220 番目に 200 V を印加するパターン B のセットアップ

### 3.4.4 パターン B の結果

読み出し付近と中心付近でコリメートし、得られたスペクトルを以下の図 3.20 と図 3.21 に示す。

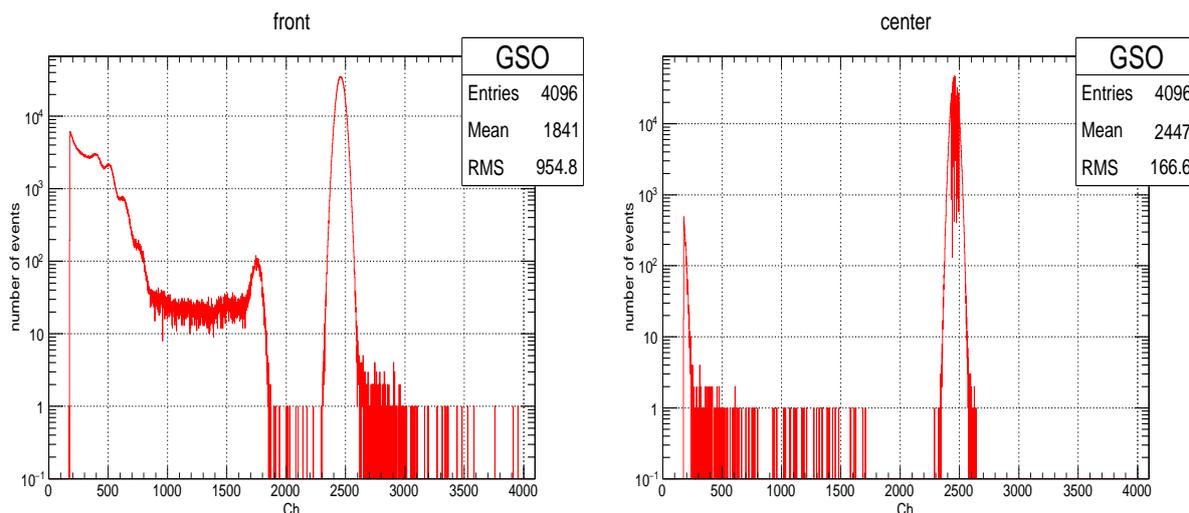


図 3.20: パターン B : 逆バイアス電圧 200 V で読み出 図 3.21: パターン B : 逆バイアス電圧 200 V で中心し付近へ  $^{241}\text{Am}$  を 1 日間照射し得られたスペクトル 付近へ  $^{241}\text{Am}$  を 1 日間照射し得られたスペクトル

図 3.20 と図 3.21 を見ると、逆バイアス電圧を 200 V の場合、パターン A と同様に読み出し付近にのみ照射した時は電荷キャリアは読み出しへ収集されているが、中心付近にのみ照射した時は電荷キャリアは読み出しへ収集されていないことが分かった。中心付近のコリメート X 線を照射した図 3.18 と図 3.21 を見比べると印加電圧を変化させたにも関わらず、59.5 keV の光電吸収ピークがほとんど変わらない。この原因としてドリフト電場が発生しておらず電荷キャリアの読み出しへの収集システムが上手く行われていない可能性が考えられる。これを検証するためシリコンドリフト検出器の内部電位を実際に測定する必要がある。

次に読み出し付近にコリメート X 線を照射した時のパターン A とパターン B のスペクトルを比較したものを以下の図 3.22 に示す。

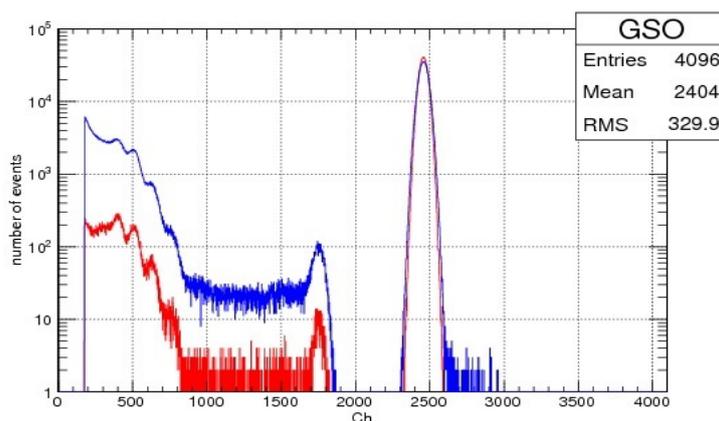


図 3.22: パターン A とパターン B の読み出し付近のスペクトル。赤:パターン A、青:パターン B

図 3.22 を見ると、パルサー ( 2300 ~ 2600 ch ) 以外のパターン B とパターン A の 59.5 keV 光電吸収ピークの波高の比が約 11 もある。次に図 3.22 のパルサーを拡大したものを以下の図 3.23 に示す。

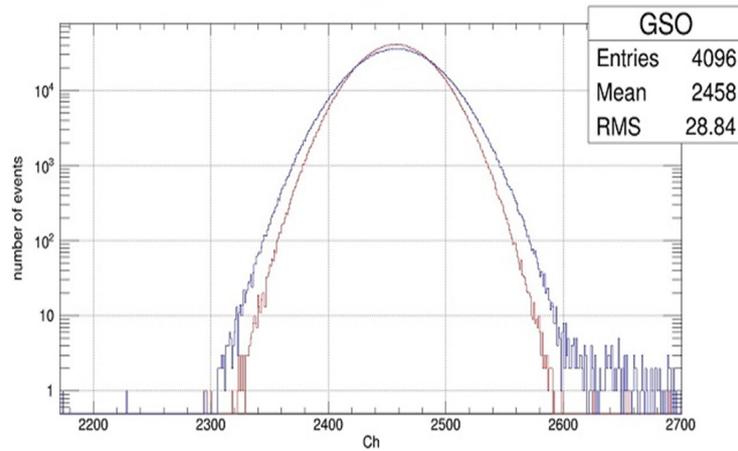


図 3.23: 読み出し付近でコリメート X 線を照射した時のスペクトルのパターン A とパターン B の拡大したパルサー。赤:パターン A、青:パターン B

図 3.23 のパルサーを見るとパターン A よりパターン B のパルサーのノイズが多く分解能が悪い。これによって図 3.22 のスペクトル波高に違いが生じた可能性がある。このノイズ増大の原因として逆バイアス電圧の印加方法が違うこと、たまたまパターン B の時だけ電氣的接触が悪かったなどが考えられる。印加方法の違いから生じた可能性を確かめるために中心付近でコリメート X 線を照射した時のスペクトルのパターン A とパターン B のパルサーを以下の図 3.24 に示した。

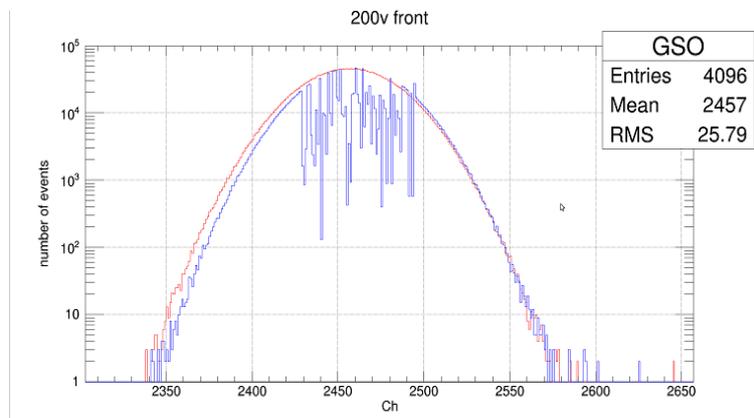


図 3.24: 中心付近でコリメート X 線を照射した時のスペクトルのパターン A とパターン B の拡大したパルサー。赤:パターン A、青:パターン B

図 3.24 を見るとパターン B ( 青 ) のパルサーが乱れておりパターン A とパターン B のノイズの違いを比較することができなかった。このためもう一度パターン A、パターン B でスペクトルを測定しデータを取り直す必要がある。

また、スペクトルの波高が 2 つパターンの印加方法で異なる結果となった原因として空乏層の面積が変化したことも可能性の 1 つとして考えられる。空乏層の面積が大きくなると検出可能な面積が増え全エネルギーの光子が電子正孔対を作る確率が増えるため、スペクトルの波高も全エネルギーに対して高くなる。一方、空乏層の深さ方向が大きくなると低エネルギー側のスペクトルの波高は変化しないが高エネルギー側のスペクトルの波高は高くなる。このことからパターン 2 はパターン 1 に比べ空乏層の深さは変わらず面積が大きくなったため、図 3.22 のような結果になった可能性がある。

他にパターン A とパターン B でスペクトルの波高が異なった原因として §3.3 で行った検出数の時間依存性が逆バイアス電圧の印加方法で異なる可能性がある。パターン A の検出数は約 3 時間で安定すると分かっているが、パターン B の検出数の時間依存性は調べていない。パターン A、パターン B の読み出し付近と中心付近の全てのパターンでの 200 V で 1 日間の測定の際、0V → 200V に逆バイアス電圧を印加し、14 時間以上待機してから測定したためパターン A では検出数が十分安定しているはずであるが、パターン B ではまだ検出数が安定していない可能性がある。そのためパターン B で検出数が時間に対してどのように依存するかを検証する必要がある。

## 第4章 まとめ及び今後

本研究ではシリコンドリフト検出器の基礎特性評価と動作検証を行うことによって以下のような結果を得た。

- 暗電流の測定結果から 500 V の逆バイアス電圧までは印加してもブレークダウンを起こさないことが分かった。
- シリコンドリフト検出器の検出効率の逆バイアス電圧依存性の測定から逆バイアス電圧を大きくすると、シリコンドリフト検出器の検出数が増えたことから、検出器内部の空乏層とドリフト電場の強さが印加電圧と共に大きくなることが分かった。しかし今回印加した 40 V ~ 300 V の逆バイアス電圧での検出数はいずれも完全空乏層化した場合の検出数理論値と比較すると非常に少ない結果となった。
- シリコンドリフト検出器の検出効率の再現性の測定から検出器の検出数は逆バイアス電圧印加直後は最大値もしくは最小値を取り、時間と共に変化していき 5 時間ぐらい経つと安定する。
- コリメート X 線によるシリコンドリフト検出器の感度領域推定の測定から少なくとも読み出し付近には検出能力があること、検出器中心付近には検出能力がないことが分かった。

今後はまず最初の実験セットアップの見直しを行う。その後、検出器の検出数が測定電圧以前の電圧に依存していないかどうか検証するための再実験、感度領域がセンサーの読み出し付近にしか無いことからセンサー以外で電流がリークしていないか調べるために途中のカソードの電位測定、放射線の反応位置を求めるための出力波形の立ち上がり時間測定を行う予定である。また現在は全 64 ch 中 30ch 目のみを読み出ししているが、多チャンネル同時読み出し用の FPGA を作り、他のチャンネルの評価も行う。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、様々にご指導を頂いた卒業論文指導教官の深沢泰司教授、半導体や統計などの多くの知識や示唆を頂いた大杉節先生に深謝致します。また、実験やプログラミングに関して様々な事を教えて頂いた研究室の皆様感謝致します。

## 関連図書

- [1] 道津匡平, 修士論文, 広島大学, 2010  
「X線衛星 ASTRO-H 搭載軟ガンマ線観測装置用 Si-Pad センサーの基礎特性評価」
- [2] 白河裕章, 修士論文, 広島大学, 2016  
「宇宙ガンマ線観測用新型 Si-Pad 検出器の基礎特性測定および性能評価」
- [3] 岡田千穂, 卒業論文, 広島大学, 2015  
「将来ガンマ線観測に向けたコンプトンカメラ用シリコンドリフトセンサーの基礎特性評価」
- [4] 幅田翔, 卒業論文, 広島大学, 2015  
「半導体 X線検出器開発に向けた ASIC による多チャンネル読み出しシステムの構築」
- [5] 花畑義隆, 修士論文, 広島大学, 2010  
「X線天文衛星 ASTRO-H 搭載アクティブシールドの基礎特性評価とデジタル信号処理の検討研究」
- [6] 井上一, 小山勝二, 高橋忠幸, 水本好彦 株式会社日本評論社  
宇宙の観測 III 高エネルギー天文学 シリーズ現代の天文学 第 17 巻
- [7] Glenn F.Knoll 訳者:木村逸郎, 阪井英次 日刊工業新聞社  
放射線計測ハンドブック 第 3 版
- [8] Glenn F.Knoll 訳者:神野郁夫, 木村逸郎, 阪井英次 オーム社  
放射線計測ハンドブック 第 4 版
- [9] S.M. ジー 訳者:南日康夫, 川辺光央, 長谷川文夫 産業図書株式会社  
半導体デバイス-基礎理論とプロセス技術- 第 2 版
- [10] 京都大学宇宙線研究室  
<http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/MeV-gamma/wiki/wiki.cgi?page=Science>
- [11] Gerhard Lutz Springer  
Semiconductor Radiation Detectors
- [12] W.R.Leo Spring-Verlag  
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
- [13] 松廣, 修士論文, 広島大学, 2016  
「ASTRO-H 衛星搭載軟ガンマ線検出器コンプトンカメラを用いた偏光ビーム試験」

- [14] 質量吸収係数表 - 情報科学センター - 京都工芸繊維大学  
<http://www.cis.kit.ac.jp/kiro/research/kiro.php?%BC%C1%CE%CC%B5%DB%BC%FD%B7%B8%BF%F4%C9%>
- [15] The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0, February 1999  
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=950241>
- [16] 宮本 奨平, 修士論文, 京都大学, 2016  
「電子飛跡検出型コンプトンカメラの飛跡解析法の改良による角度分解能の向上」
- [17] 古村 翔太郎, 修士論文, 京都大学, 2013  
「電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける飛跡検出アルゴリズムの改良」