

# 大型で高エネルギー分解能の CdTe 半導体検出器の開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室  
平木 貴宏

2012年1月26日

## 概要

ニュートリノ振動によりニュートリノが有限な、しかし極端に小さな質量を持つことが示された。なぜニュートリノの質量が小さいかを説明する有力なモデルとしてシーソー機構がある。それによれば、ニュートリノは粒子と反粒子が等しいマヨラナ粒子であり、非常に重いマヨラナ質量を持った時に左巻きニュートリノの質量が非常に小さくなる。ニュートリノが本当にマヨラナ粒子かどうかを調べる唯一の手段は原子核の二重 $\beta$ 崩壊を用いる方法である。ニュートリノがマヨラナ粒子ならばニュートリノを放出しない過程でのダブルベータ崩壊が可能になる。しかしこの過程の崩壊確率が非常に小さいため未だ実際に観測された例はない。

化合物半導体のテルル化カドミウム (CdTe) の結晶を用いた放射線検出器は $\gamma$ 線検出器として様々な分野で利用されている。Cd,Te は共にダブルベータ崩壊をする同位体が存在するため、大型で高いエネルギー分解能をもたせることが出来れば、CdTe 検出器は二重 $\beta$ 崩壊の探索に利用できる。しかし、CdTe 検出器はSi や Ge を用いた半導体検出器と比較すると正孔キャリアのドリフト速度が低く、またキャリアが欠陥準位に捕獲されて寿命も短いため、通常厚くするとエネルギー分解能が著しく低下する。そこで波形情報から収集電荷の補正を行うことによりエネルギー分解能を向上した。本論文ではまずニュートリノレス二重 $\beta$ 崩壊を中心としたニュートリノ物理の現状に触れ、次に CdTe 半導体検出器の特性について述べる。そして  $5 \times 5 \times 5\text{mm}$  と  $15 \times 15 \times 10\text{mm}$  の CdTe 結晶を用いた検出器のエネルギー分解能などの性能の評価を行い、エネルギー分解能を悪化させる複数の要因のうちどの要因が最も大きく寄与するか調べ、更なるエネルギー分解能の向上の余地があるかを議論した。最後に今後の CdTe 検出器を利用した二重 $\beta$ 崩壊の探索に向けた展望を述べる。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>3</b>
1.1	ニュートリノの物理の現状	3
1.2	ニュートリノ振動	3
1.3	シーソー機構	4
1.4	二重 $\beta$ 崩壊	4
1.5	二重 $\beta$ 崩壊の探索	6
<b>2</b>	<b>CdTe 半導体検出器</b>	<b>9</b>
2.1	半導体放射線検出器の原理	9
2.2	CdTe 放射線検出器の特徴	10
2.3	$\gamma$ 線の相互作用	11
2.4	半導体検出器の収集電荷	12
<b>3</b>	<b>CdTe 素子の性能評価</b>	<b>14</b>
3.1	セットアップ	14
3.1.1	CdTe 素子	14
3.1.2	測定回路	14
3.1.3	検出器の冷却	18
<b>4</b>	<b>性能評価</b>	<b>20</b>
4.1	波高の補正	20
4.1.1	CdTe 検出器が $\gamma$ 線と反応した時の波形	20
4.1.2	波高とドリフト時間の求め方	20
4.1.3	波高の補正	22
4.2	エネルギー分解能	24
4.2.1	5mm 厚素子 A	25
4.2.2	5mm 厚素子 B	27
4.2.3	10mm 厚素子	29
4.3	ドリフト時間分布	32
4.3.1	5mm 厚素子 A	32
4.3.2	5mm 厚素子 B	36
4.3.3	10mm 厚素子	38
4.4	伝導電子の移動度	39
4.4.1	5mm 厚素子 A	39
4.4.2	5mm 厚素子 B	42
4.4.3	10mm 厚素子	42

<b>5</b>	<b>考察</b>	<b>45</b>
5.1	エネルギー分解能を決める要因の種類	45
5.2	生成キャリアの数の不定性	45
5.3	ノイズによる分解能悪化の評価	45
5.3.1	リーク電流及び電子回路の影響	45
5.3.2	ノイズの求め方	46
5.3.3	各素子のノイズの大きさ	46
5.3.4	ノイズの寄与の評価	47
5.4	捕獲されるキャリアの数の不定性	51
5.4.1	捕獲されるキャリアの数の統計による不定性	51
5.5	何が最も分解能を悪化させるか	51
5.5.1	5mm 厚素子 A	51
5.5.2	5mm 厚素子 B	53
5.5.3	10mm 厚素子	55
5.6	まとめ	55
<b>6</b>	<b>今後に向けて</b>	<b>56</b>
6.1	ニュートリノを放出しない二重 $\beta$ 崩壊の観測に要求される性能	56
6.1.1	ニュートリノ有効質量の感度	56
6.2	他のタイプの CdTe 検出器	57
<b>7</b>	<b>まとめ</b>	<b>58</b>
A	(付録) 検出器の個体差	60
B	(付録) 液体窒素を用いた冷却	62
C	(付録) 素子の電荷収集について	64
D	(付録) キャリアのドリフトのシミュレーション	66

# 1 序論

## 1.1 ニュートリノの物理の現状

ニュートリノは、 $\beta$ 崩壊の過程でエネルギー保存則が成り立たないように見える問題を解決するために1930年 Pauli が理論的に導入した中性の粒子である [1]。ニュートリノはスピン  $1/2$  の中性レプトンで  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の3種類が存在し [2]、弱い相互作用しかしないことが実験的に確かめられている。また、大気ニュートリノ [3] や太陽ニュートリノ [4]、原子炉 [5] や加速器 [6] からのニュートリノの観測によりニュートリノ振動現象が発見され、ニュートリノには有限な質量が存在することが分かった。しかし、ニュートリノの質量の大きさは未だ分かっていない。ニュートリノ振動からは質量の二乗差しか分からず、 $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  のいずれもその絶対質量は軽く上限値のみが与えられている [7]。さて、ニュートリノは中性粒子であるため、荷電レプトンと異なり、自身が反粒子であることが可能である。 $\nu \neq \bar{\nu}$  の場合 Dirac 粒子、 $\nu = \bar{\nu}$  の場合 Majorana 粒子であるが、どちらかについては分かっていない。

## 1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は時間発展により  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の間で変化する現象である。これについて以下簡略に説明する。ニュートリノの弱い相互作用の固有状態を  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ )、質量の固有状態を  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) とすると、弱い相互作用の固有状態は質量の固有状態の重ね合わせとして記述できて、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\text{PMNS}}^{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

と表わされる。 $U_{\text{PMNS}}$  は理論の提唱者である Pontecorvo [8]、牧、中川、坂田 [9] の頭文字をとって PMNS 行列と呼ばれ、

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot S \quad (1.2)$$

である。ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  であり、 $\theta_{ij}$  は  $|\nu_i\rangle$  と  $|\nu_j\rangle$  の間の混合角、 $\delta$  は複素位相である。また  $S$  はニュートリノが Dirac 粒子の場合 1、Majorana 粒子の場合

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda_2} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

であり新しい複素位相  $\lambda_1, \lambda_2$  が入る。混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}$  はこれまでの実験により有限な値を持つことが測定されており [10, 3]、 $\theta_{13}$  も最近の実験から有限な値を持つことが示唆されている [11, 12]。

### 1.3 シーソー機構

ニュートリノの質量は他の素粒子と比べて非常に小さく素粒子物理学の謎の1つとなっている。シーソー機構はこの軽さを説明する理論である [13]。ニュートリノが Majorana 粒子であるとするニュートリノのラグランジアンは spinor 場  $\psi$  を用いて

$$-m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) - \frac{m_L}{2}(\bar{\psi}_L\psi_R^C + \bar{\psi}_R^C\psi_L) - \frac{m_R}{2}(\bar{\psi}_L^C\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L^C) \quad (1.4)$$

と書ける。添字の  $C$  は荷電共役を表わす。これを変形すると

$$-\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \bar{\psi}_L^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.5)$$

となり、

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

はニュートリノ質量行列と呼ばれ、これを対角化すると

$$RMR^{-1} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix} \quad M_1, M_2 = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_R - m_L)^2}{4} + m_D^2} \quad (1.7)$$

と書ける。今、 $m_R \gg m_D \gg m_L$  を仮定すると

$$M_1 \approx m_R \quad M_2 \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.8)$$

と近似できる。 $m_R$  が非常に大きいと  $M_2$  は非常に小さくなる。 $M_2$  を観測されているニュートリノの質量と考えると非常に軽いニュートリノ質量を自然に導出することができたことになる。これがシーソー機構という名の由来である。

### 1.4 二重 $\beta$ 崩壊

二重  $\beta$  崩壊は原子核の  $\beta$  崩壊が 2 段階同時に起こる現象である。通常二重  $\beta$  崩壊は終状態に 2 個の電子と 2 個の  $\bar{\nu}$  を放出する (図 1.1) <sup>\*1</sup>。(以下この過程を

<sup>\*1</sup>他には 2 個の陽電子を放出する核や 1 個または 2 個の電子を捕獲して二重  $\beta$  崩壊を起こす核種も存在する。

$2\nu$ DBD と書く。) この  $2\nu$ DBD の崩壊率 (半減期の逆数) は位相空間体積  $G$  と核行列要素  $M$  を用いて以下のように書ける。

$$\frac{1}{T_{2\nu}} = |M_{2\nu}|^2 G_{2\nu} \quad (1.9)$$

二重  $\beta$  崩壊は弱い相互作用の二次の効果により起こるので、この過程は非常に起こりにくい。一方、ニュートリノが Majorana 粒子の場合はニュートリノを放出しない二重  $\beta$  崩壊 (以下この過程を  $0\nu$  DBD と書く。) が例えば図 1.2 のような過程で可能になる。

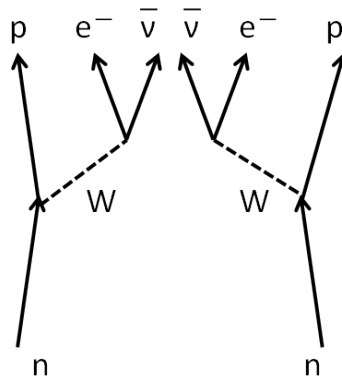


図 1.1: 2個のニュートリノを放出する二重  $\beta$  崩壊のダイアグラム

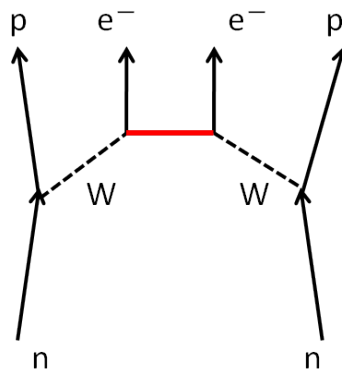


図 1.2: ニュートリノを放出しない二重  $\beta$  崩壊のダイアグラム

この  $0\nu$  DBD の崩壊率は以下ようになる。

$$\frac{1}{T_{0\nu}} = |m_\nu|^2 |M_{0\nu}|^2 G_{0\nu} \quad (1.10)$$

ここで  $|m_\nu|$  は有効質量と呼ばれ、

$$|m_\nu| = \sum_i (U_{\text{PMNS}}^{ei})^2 m_i \quad (1.11)$$

である。崩壊率が  $|m_\nu|^2$  に比例するのはこの過程でニュートリノの helicity flip が起きなければならないためである。このため、 $0\nu\text{DBD}$  の半減期は  $2\nu$  二重  $\beta$  崩壊よりも更に稀な過程となる。しかし、 $0\nu\text{DBD}$  の探索によりニュートリノが Dirac 粒子か Majorana 粒子か判別することができ、また検出できればニュートリノの質量の情報も得ることができる。<sup>\*2</sup>

## 1.5 二重 $\beta$ 崩壊の探索

二重  $\beta$  崩壊の探索にはいくつかの手法が存在する。まずはじめに二重  $\beta$  崩壊の存在を実証したのが地球化学的手法であり、これは二重  $\beta$  崩壊を起こす同位体を多く含んだ古い鉱石を採取し、質量分析により娘核の量を測定する方法である。 $^{82}_{34}\text{Se}$ 、 $^{128}_{52}\text{Te}$ 、 $^{130}_{52}\text{Te}$  はこの地球化学的手法で半減期が測定された [14]。しかし、地球化学的手法では娘核の情報しか使えないために  $2\nu\text{DBD}$  と  $0\nu\text{DBD}$  の区別ができない。

$^{238}_{92}\text{U}$  も二重  $\beta$  崩壊を起こすが、これは二重  $\beta$  崩壊により生成された  $^{238}_{94}\text{Pu}$  の量を測定して半減期を求めている [15]。これも  $2\nu\text{DBD}$  と  $0\nu\text{DBD}$  の区別ができない。

次に直接測定法について、特に 2 個の電子が放出される場合について述べる。これは崩壊により生成される 2 個の電子のエネルギーの和を測定することで二重  $\beta$  崩壊を検出するものである。この手法では、 $2\nu\text{DBD}$  と  $0\nu\text{DBD}$  を区別することができる。 $2\nu\text{DBD}$  の場合ニュートリノがエネルギーの一部を持ち去るため観測されるスペクトルは連続的になるが、 $0\nu\text{DBD}$  の場合 2 個の電子がほぼ全てのエネルギーを持ち去るため単一のスペクトルが観測される。図 1.3 は二重  $\beta$  崩壊で観測される 2 個の電子のエネルギーの和のスペクトル分布である。

表 1.1 に探索が行われている二重  $\beta$  崩壊を起こす主な同位体を挙げた。バックグラウンドが少ない高い Q 値を持つものがよく探索に利用される。

これまで複数の実験で複数の核種について  $2\nu\text{DBD}$  の半減期を求めることに成功した。しかし、 $0\nu\text{DBD}$  は  $2\nu\text{DBD}$  より更に稀なため未だ観測された例はない。ニュートリノの有効質量の上限値の最も良い制限は Ge 半導体検出器を用いた実験 [16] により得られ、

$$|m_\nu| < 0.35[\text{eV}] \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (1.12)$$

である。現在  $0\nu\text{DBD}$  の世界初の観測を目指し様々な実験が進行または計画されている。

本研究の最終目標は Cd 及び Te に探索に有力な二重  $\beta$  崩壊を起こす同位体が存在すること、化合物である CdTe の半導体検出器が存在することから、大型で高い

<sup>\*2</sup>ニュートリノの有効質量は PMNS 行列の Majorana 複素位相に依存するので質量そのものが分かるわけではない。



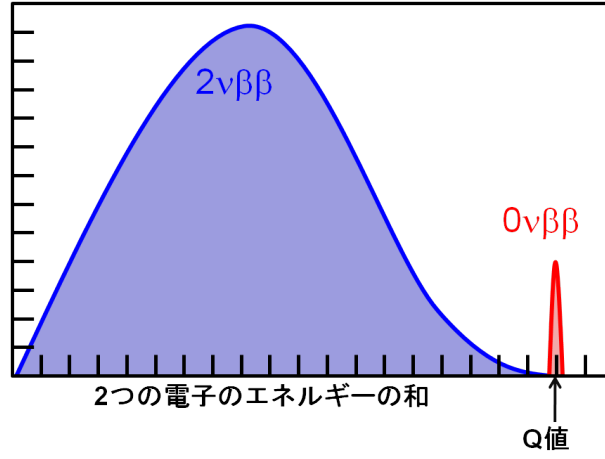


図 1.3: 二重  $\beta$  崩壊で観測される 2 個の電子のエネルギーの和のスペクトル

表 1.1: 二重  $\beta$  崩壊を起こす主な同位体

核種	Q 値 [keV]	自然界における存在比 [%]	崩壊形式
$^{48}_{20}\text{Ca}$	4274	0.19	$\beta^-\beta^-$
$^{76}_{32}\text{Ge}$	2039	7.6	$\beta^-\beta^-$
$^{82}_{34}\text{Se}$	2995	8.7	$\beta^-\beta^-$
$^{96}_{40}\text{Zr}$	3348	2.8	$\beta^-\beta^-$
$^{100}_{42}\text{Mo}$	3034	9.4	$\beta^-\beta^-$
$^{106}_{48}\text{Cd}$	2771	1.25	$\beta^+\beta^+$
$^{116}_{48}\text{Cd}$	2809	7.5	$\beta^-\beta^-$
$^{130}_{52}\text{Te}$	2527	34.5	$\beta^-\beta^-$
$^{136}_{54}\text{Xe}$	2458	8.9	$\beta^-\beta^-$
$^{150}_{60}\text{Nd}$	3371	5.6	$\beta^-\beta^-$

エネルギー分解能を持つ CdTe 半導体検出器を用いて将来二重  $\beta$  崩壊の探索を行うことであり、本修士論文ではそのための第一歩として大型の CdTe 半導体検出器の性能評価を行った。

## 2 CdTe 半導体検出器

### 2.1 半導体放射線検出器の原理

半導体とは、価電子帯と伝導帯の間に比較的小さなバンドギャップが存在し、不純物の濃度、電場、温度等の条件を変更することによりその電気伝導率を制御できる物質である。有限な温度下ではバンドギャップが小さいために価電子帯の電子が熱エネルギーを受け取りバンドギャップを越えるとキャリア対（伝導電子及び空孔）が生成される。電場がない場合は生成されたキャリア対は再び結合する。一方半導体中に電場が存在すると伝導帯にある電子と正孔は共に移動する。半導体に極板を接合し電場をかければキャリアが移動することにより電極の電子が移動しそれが電流として観測される。

半導体検出器は、放射線が検出器を通過した際エネルギーを失うことにより生成されるキャリアを検出器に電圧をかけて収集することにより、その損失エネルギーを測定する検出器である。半導体検出器の大きな特長は一对の伝導電子と空孔を生成するのに必要なエネルギーが数 eV と小さく、キャリア生成の統計的ふらつきが小さいことから高いエネルギー分解能が得られることである。よく使用されるものは Ge や Si を用いた検出器であるが、他にも CdTe や CdZnTe、HgI<sub>2</sub> などの化合物半導体を用いた新しい検出器が存在する。

もし半導体中に不純物が混入していたり格子欠陥が存在したりすると、それらはドリフトするキャリアを捕獲する。捕獲したキャリアの一部は長時間経過した後解放されるが解放されるまでの時間が捕獲されていないキャリアがドリフトし終わるまでの時間よりも長ければそのキャリアは信号として検出できない。また、捕獲している間に別種のキャリアを捕獲するとそこで対消滅を発生させる。これらの影響により信号として結果的に収集されるキャリアの総数は減少し、エネルギー分解能が悪化してしまう。またキャリアの熱励起は信号に混入するリーク電流となるため検出器のエネルギー分解能を悪化させ、更にリーク電流が大きすぎる場合は検出器として使用できない。検出器の両端の電極に I-V 特性がオームの法則に従うオーム接触を用いると、Ge や Si ではリーク電流が大きすぎてしまうため、これらの検出器では例えば電極付近で移動するキャリアの数を抑えるブロッキング電極を用いて使用される。

## 2.2 CdTe 放射線検出器の特徴

表 2.1 に放射線検出器として用いられる半導体の特性を示す。

表 2.1: 半導体検出器に用いられる主な半導体の性質: ACRO RAD ホームページより

原子	Si	Ge	CdTe
原子番号	14	32	48, 52
密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	2.33	5.33	5.85
バンドギャップエネルギー [eV]	1.12	0.67	1.44
キャリア対生成エネルギー [eV]	3.62	2.94	4.43
比抵抗 [ $\Omega\text{cm}$ ]	$10^4$	50	$10^9$
電子移動度 [cm <sup>2</sup> /Vs]	1400	3900	1100
正孔移動度 [cm <sup>2</sup> /Vs]	480	1900	100
電子寿命 [s]	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$3 \times 10^{-6}$
正孔寿命 [s]	$2 \times 10^{-3}$	$10^{-3}$	$2 \times 10^{-6}$

CdTe を Si や Ge と比較してみると、まずバンドギャップと比抵抗が大きい。キャリアが熱的に励起される確率はバンドギャップエネルギーの逆数に指数関数的に依存するため、例えば Ge を用いた半導体検出器はキャリアが熱励起されやすくまた比抵抗も小さいので常温ではリーク電流が大きく検出器として使用できない。本研究では ACRO RAD 社で製造された CdTe の結晶を用いた検出器を使用するが、これは Cl を適量ドーピングすることにより比抵抗を大きくすることに成功している。この性質のため CdTe 検出器は Si や Ge と大きく異なる使い方が可能になる。

まず Si や Ge の検出器は通常 p-n 接合または p-i-n 接合によりできるブロッキング電極に逆バイアス電圧をかけて空乏層を作る方法などによりリーク電流を低減しないと使用できないが、CdTe 検出器は電極をオーム接触させてバイアス電圧をかけることで結晶全体が有感層の検出器として使用できる。常温でもリーク電流が小さく冷却して使用する必要がなく、冷却により更にリーク電流を低減することもできる。

一方、CdTe 検出器の欠点として、Si や Ge の検出器よりもエネルギー分解能は悪いことが挙げられる。キャリアの寿命が短いため、厚い検出器を用いるとドリフト時間が長くなり再結合されるキャリアが多くなるためである。このため本研究では波形の情報からキャリアの移動距離を求め補正を行うことによりエネルギー分解能の改善を行った。この具体的な手法については 3 章で述べる。

## 2.3 $\gamma$ 線の相互作用

数 MeV  $\gamma$ 線の物質との相互作用には光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成があり、低エネルギーでは光電吸収の断面積が大きく、高エネルギーでは電子対生成の断面積が大きい。図 2.1、2.2 はそれぞれ CdTe、Si の反応断面積である。<sup>\*3</sup>今回、CdTe 検出器の性能評価のため測定に用いた  $\gamma$ 線のエネルギーは 1MeV 程度で、その領域での反応はほとんどがコンプトン散乱である。コンプトン散乱では反応した  $\gamma$ 線がそのエネルギーの一部を持ち去ってしまうので、検出器で全エネルギーを観測するためにはコンプトン散乱後の光子が再び検出器と反応しなければならない。Si の検出器は原子番号が小さいため  $\gamma$ 線の検出効率が低いが Cd、Te は原子番号が大きく光電吸収断面積が大きいため小型でも高エネルギー (>1MeV) の  $\gamma$ 線検出が可能である。

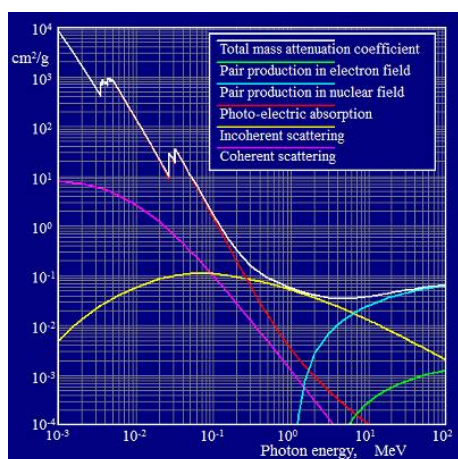


図 2.1:  $\gamma$ 線の CdTe との反応断面積  
縦軸は吸収係数

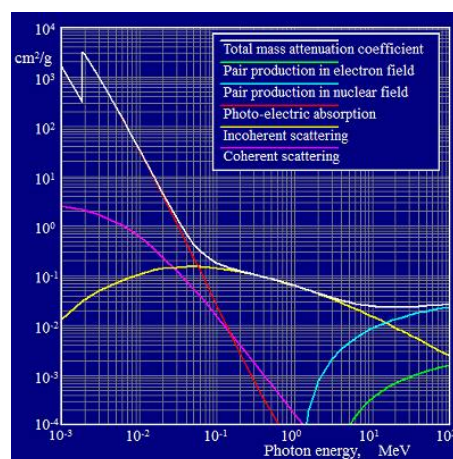


図 2.2:  $\gamma$ 線の Si との反応断面積  
縦軸は吸収係数

<sup>\*3</sup>図の作成は質量減弱係数および質量エネルギー吸収係数の検索プログラム  
<http://www.fujita-hu.ac.jp/hid-kato/freesoft.html> を用いた。

## 2.4 半導体検出器の収集電荷

ここでは  $\gamma$  線が検出器と反応した場合に収集される電荷の総量について説明する。以下キャリアが捕獲されるが解放されない場合を考える。また検出器内には一様な電場がかかっているとする。検出器の厚さを  $d$ 、印加電圧を  $V$ 、生成されたキャリアの数を  $N$ 、電子及び正孔の移動度を  $\mu_e$ 、 $\mu_h$ 、捕獲される寿命を  $\tau_e$ 、 $\tau_h$ 、 $\gamma$  線が反応した陰極からの位置を  $x$  とする。まず正孔のドリフトのみを考える。Shockley-Ramo の定理 [18, 19] より、重み付き電場  $E_W$  を用いてドリフトにより流れる電流はドリフトしている電荷を  $q$  として

$$i(t) = q_h(t)vE_W \quad (2.1)$$

と書ける。本研究で用いられる平行な極板を接着した検出器の場合、 $E_W = 1/d$  なので

$$i(t) = q_h(t) \cdot \frac{\mu_h V}{d} \cdot \frac{1}{d} \quad (2.2)$$

である。ドリフトを開始してから時間  $t$  経過後ドリフトしている電荷量  $q_h(t)$  は捕獲の効果のため

$$q_h(t) = Ne \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_h}\right) \quad (2.3)$$

と減少していく。よって正孔のドリフトにより収集される電荷は

$$Q_h(t) = \int_0^t i dt' = \frac{Ne\mu_h\tau_h V}{d^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_h}\right)\right) \quad \left(t < \frac{xd}{\mu_h V}\right) \quad (2.4)$$

である。同様にして電子のドリフトにより収集される電荷は

$$Q_e(t) = \frac{Ne\mu_e\tau_e V}{d^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)\right) \quad \left(t < \frac{(d-x)d}{\mu_e V}\right) \quad (2.5)$$

実際の信号は電子と正孔の両方のドリフトの寄与  $Q_e + Q_h$  からなり、特にキャリアのドリフトが終了した時には収集される全電荷は

$$Q = \frac{NeV}{d^2} \left[ \mu_e\tau_e \left(1 - \exp\left(-\frac{xd}{\mu_e\tau_e V}\right)\right) + \mu_h\tau_h \left(1 - \exp\left(-\frac{(d-x)d}{\mu_h\tau_h V}\right)\right) \right] \quad (2.6)$$

となる。これは Hecht の式と呼ばれるものである。電子及び正孔の  $\mu\tau$  積が十分大きい時はこの  $Q$  は

$$Q \approx Ne \quad (2.7)$$

となり、 $\gamma$  線と反応して生成されたキャリア対が全て収集されることになる。

オーミック型 CdTe 検出器で電荷が収集される様子を図 2.3 に示した。

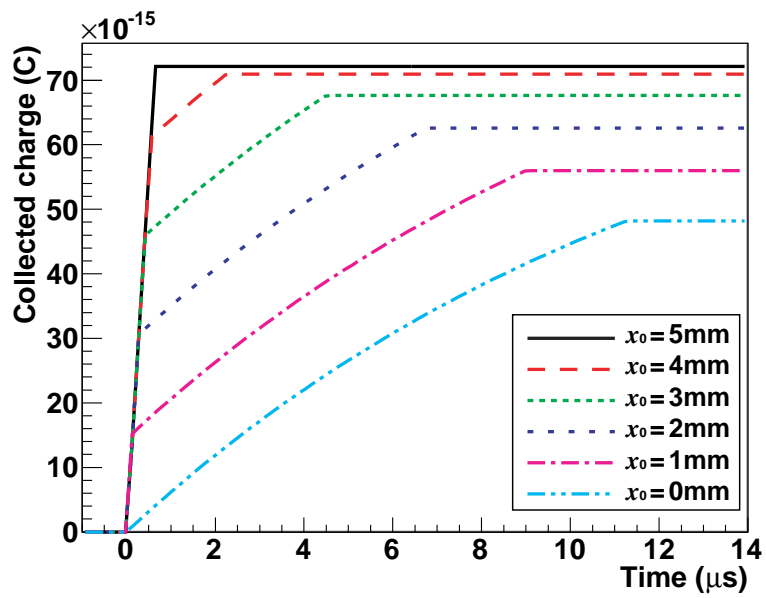


図 2.3: 5mm 厚 CdTe 素子の検出器に 2MeV の  $\gamma$  線が光電吸収反応した時の収集される電荷:  $x_0$  は陽極からの距離

## 3 CdTe 素子の性能評価

### 3.1 セットアップ

#### 3.1.1 CdTe 素子

ACRORAD 社で製造される CdTe の結晶は THM (Traveling Heater Method) 法 [17] により製造された CdTe 単結晶を切断加工して用意され、Cl をドーピングした p 型半導体である。今回使用した CdTe 結晶は 5mm×5mm×5mm のものが 2 種類と、15mm×15mm×10mm (厚さ) のものである。これらの結晶に Pt 極板を蒸着しオーミック型検出器として使用している。2 種類の 5mm 厚の素子は異なる時期に製造された単結晶からそれぞれ切り出されたもので、以下素子 A、素子 B と呼ぶ。それぞれの素子では検出器容器の形状が異なる。また、素子 A の検出器は組み立てをクリアパルス社が行い (図 3.1)、素子 B の検出器はパーツの設計、組み立てを自身で行った (図 3.3)。電極に金線ワイヤー取り付ける作業は ACRORAD 社が行った (図 3.2)。



図 3.1: 結晶 A を用いた検出器

#### 3.1.2 測定回路

素子の陽極からの信号は、カップリングコンデンサーを介して電荷積分型前置増幅器で増幅される。前置増幅器からの信号は、Flash ADC を用いて波形を保存する。

Flash ADC は CAEN 社の 8 channel 14bit 100MHz digitizer V1724 をセルフトリガーモードで使用した。ダイナミックレンジは 2.25V (既定)<sup>\*4</sup>で 1count 当たり約 0.137mV となる。<sup>\*5</sup> 今回の CdTe 素子の性能評価には 1ch のみ使用している。VME 読み出しにより、PC からデータ取得をコントロールする。

<sup>\*4</sup>今回は +1.125V ~ -1.125V に設定した。

<sup>\*5</sup>詳しい仕様は <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=8058>





図 3.2: 結晶 B を用いた検出器 ケースの写真

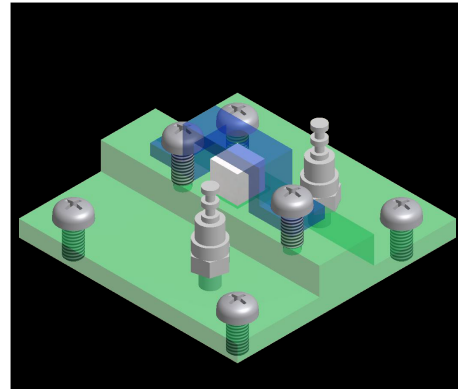


図 3.3: 結晶 B を用いた検出器 アセンブリ設計図

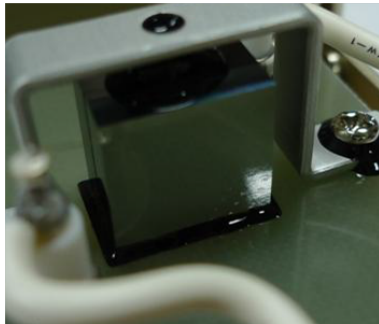


図 3.4: 15mm×15mm×10mm (厚さ) の 結晶

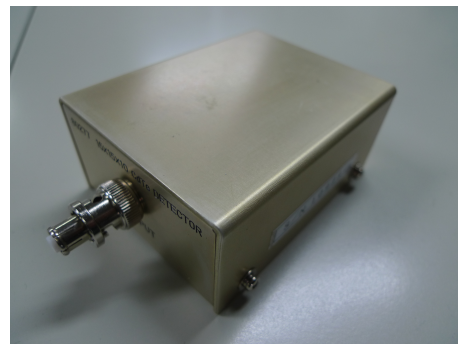


図 3.5: 10mm 厚結晶を用いた検出器

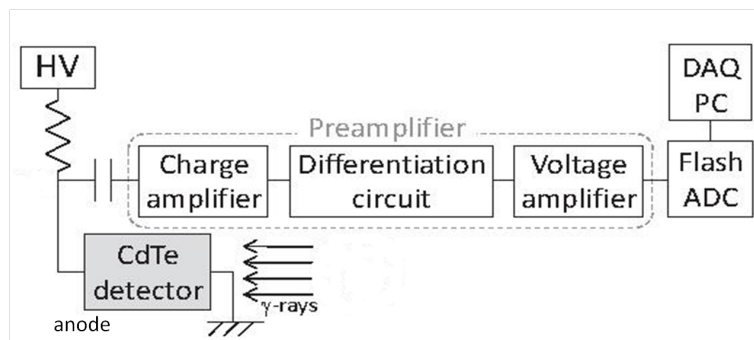


図 3.6: セットアップ概略



図 3.7: Flash ADC CAEN V1724

プリアンプはクリアパルス社の低雑音電荷有感型前置増幅器 581K を改造したものを使用している。この前置増幅器は信号の積分と増幅（約 11 倍）を行い、微分回路で信号をダンプさせる。<sup>\*6</sup> 厚い CdTe 素子からの信号は数十  $\mu\text{s}$  にわたって持続するので、微分回路の時定数の変更 ( $60\mu\text{s} \rightarrow 600\mu\text{s}$ ) を図 3.9 のように行い、減衰による波形のダンプの影響を抑えている。ただし改造前と比較するとノイズが混入しやすくなっているという欠点がある。

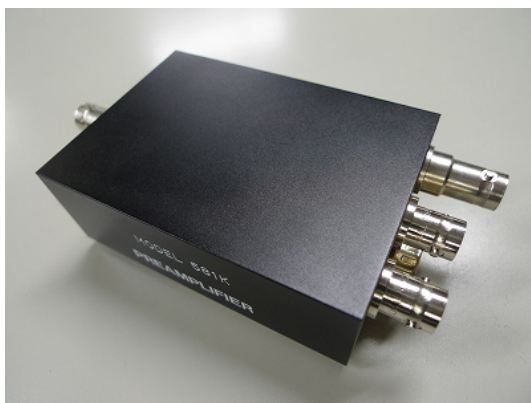


図 3.8: 低雑音電荷有感型前置増幅器 581K

CdTe 検出器に印加するバイアス電圧用の電源にはクリアパルス社 0~3kV 単出力の低ノイズ高安定度の高圧バイアス電源 6663P/AC を使用した。<sup>\*7</sup>

<sup>\*6</sup>詳しい仕様は <http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/581.pdf>

<sup>\*7</sup>詳しい仕様は [http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/6661\\_6662\\_6663.pdf](http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/6661_6662_6663.pdf)

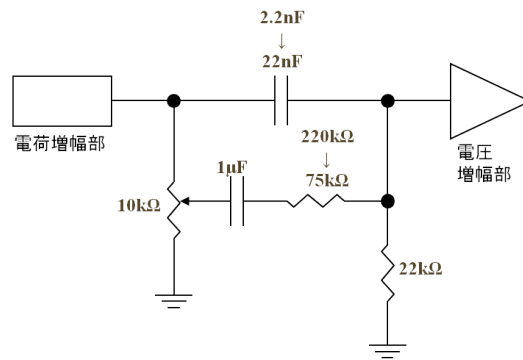


図 3.9: プリアンプの改造: 微分回路の時定数の変更



図 3.10: bias 電源 6663P/AC

### 3.1.3 検出器の冷却

CdTe 素子を冷却するためまず恒温槽を用いた冷却を行った。しかし恒温槽の運転の際に発生する機械的な振動がプリアンプで大きなノイズを発生させるため、次いでペルチェ素子を用いた冷却に切り替えた。ペルチェ冷却システムは高木製作所 H& C 社の水冷式ペルチェユニット PS-50W を使用した。CdTe 素子を効率よく冷却するため発泡スチロール製の箱に穴を開けペルチェ素子の冷却面のみが箱の内部に入るようにペルチェ素子と熱伝導用の銅、マシナブルセラミックスの板を配置し、CdTe 素子の入ったケースとねじで固定し冷却する。マシナブルセラミックスの板はノイズ源となるペルチェシステムと CdTe 素子を電氣的に絶縁するため用いた。

温度のコントロールは検出器に貼りつけた熱電対温度計により温度を常時測定しており、リレー回路を用いて検出器の温度が設定した温度に保たれるように自動的に制御している。

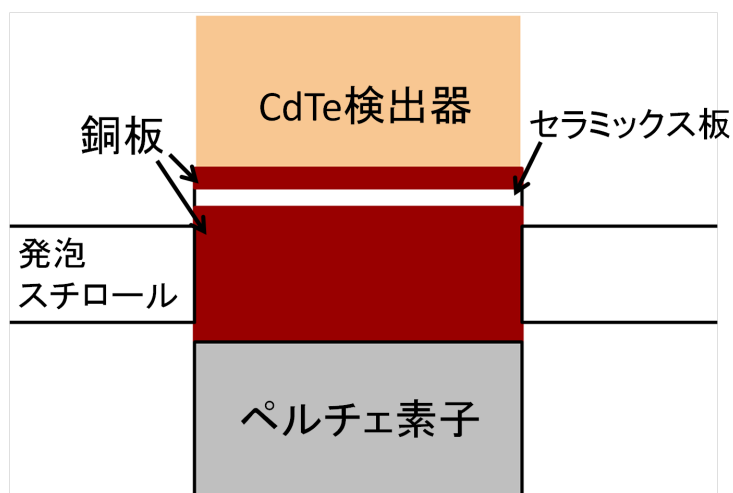


図 3.11: 冷却の断面図

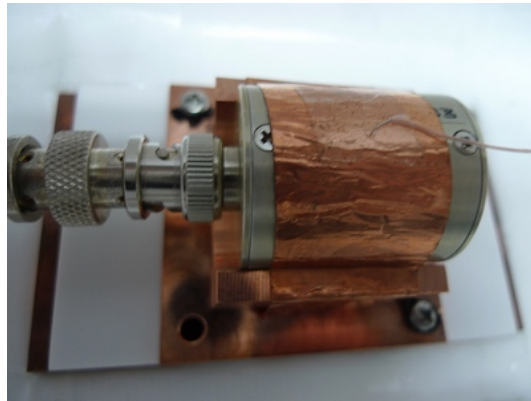


図 3.12: 冷却中の素子 A の検出器の写真

## 4 性能評価

### 4.1 波高の補正

#### 4.1.1 CdTe 検出器が $\gamma$ 線と反応した時の波形

図 4.1 はプリアンプを通した CdTe 検出器の信号の波形である。電子とホールのドリフトにより信号が生じるがホールのドリフト速度は電子のドリフト速度の 10% 程度しかないので電子のドリフトによる信号が収集し終えた後もホールの信号がゆっくり収集される。

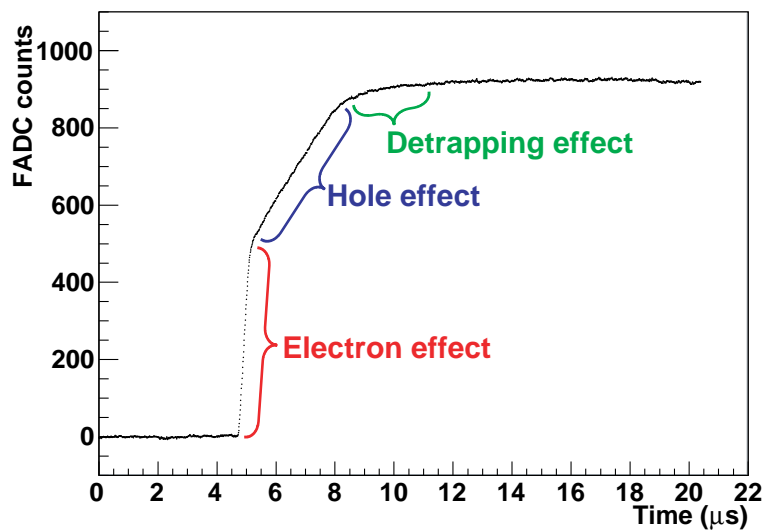


図 4.1: プリアンプを通した CdTe 検出器 (5mm 厚素子 A) の信号

#### 4.1.2 波高とドリフト時間の求め方

波高は取得したデータからプログラムを用いて求める。まず FADC のデータの信号が入る前の値の平均<sup>\*8</sup>からペDESTAL部の高さを求め、その後 FADC の値が最大になる時刻付近の FADC の値の平均からペDESTALの高さを差し引くことにより波高を求める。平均をとるのはノイズの影響を小さくするためである。次に後の補正のためにドリフト時間を決定する。波高の 6% と 94% となる時間を start と end と定義しその差をドリフト時間とする。図 4.3、4.4 はそれぞれ陰極付近、陽極付近で  $\gamma$  線が反応したイベントの波形で、陽極付近で反応したイベントは最もドリフト時間が長くなる。

<sup>\*8</sup>FADC の 10 点 (時間幅 100ns) の平均

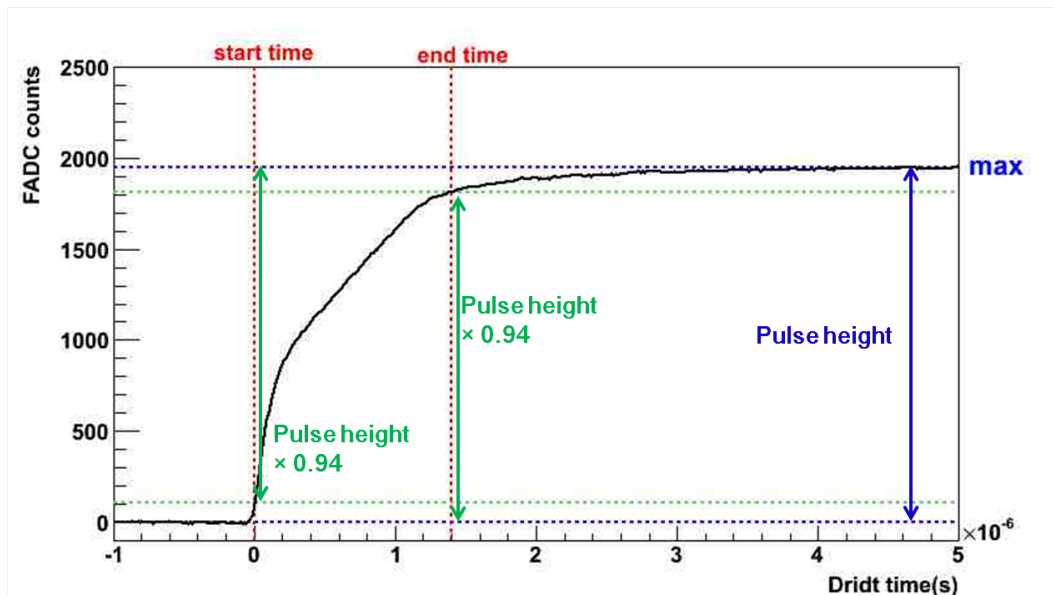


図 4.2: 波高とドリフト時間の求め方

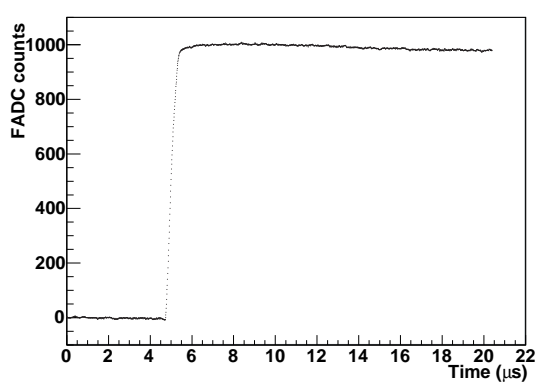


図 4.3: 陰極付近で反応した CdTe 検出器 (5mm 厚素子 A) の信号

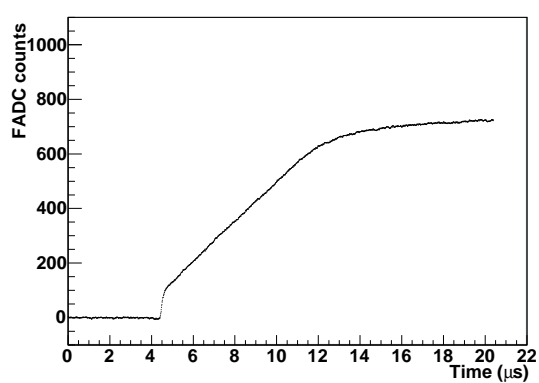


図 4.4: 陽極付近で反応した CdTe 検出器 (5mm 厚素子 A) の信号

また、図 4.2 を見ると endtime の後も波高が上昇をしばらく続けているがこれは捕獲されていたキャリアが解放され再びドリフトすることによるものと考えられる。

### 4.1.3 波高の補正

以下では  $^{60}\text{Co}$  線源を照射した場合を例に波高の補正について説明を行う。図 4.5 は何も補正していない状態の 5mm 厚素子 A の波高分布でバイアス電圧が 2000V、温度が  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  の時の測定データである。

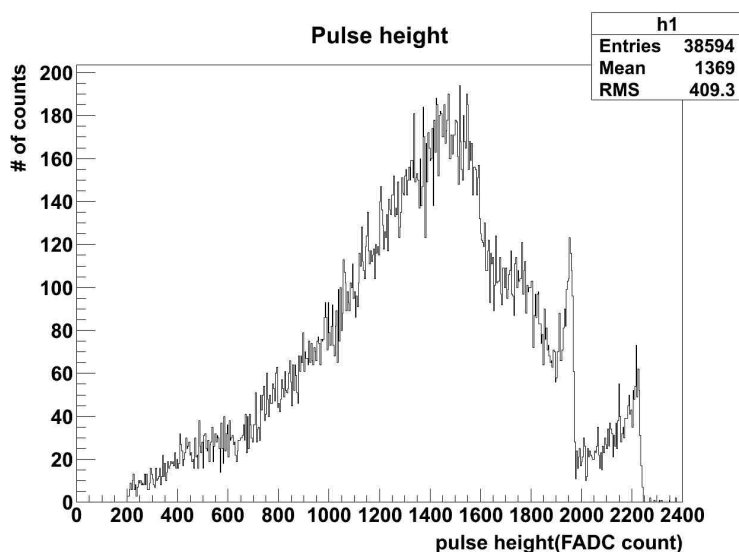


図 4.5: 素子 A: 補正前のエネルギースペクトル

横軸の 1900 と 2200 当たりにあるピークがそれぞれ 1173keV と 1332.5keV の光電ピークに対応する。低エネルギー側にテールが伸びるのが見え、エネルギー分解能が悪くなっている。図 4.6 はドリフト時間と波高分布の相関を表したものでドリフト時間が長くなるにつれて波高が下がっていくのが分かる。

光電ピークイベントの波形を重ね合わせたものが図 4.7 にある。この図からも陰極に近い位置で  $\gamma$  線が反応したイベントの方がキャリアの捕獲が少ないことが分かる。また、陽極に近い位置で反応したイベントは end time 以降も FADC の値が上昇しているが、これは捕獲されたキャリアが多いため解放されたキャリアも多くそのドリフトのためである。

図 4.6 から光電ピーク位置イベントの領域を選択し波高とドリフト時間の関係を多項式<sup>\*9</sup>で近似する。つまりドリフト時間を  $t$  とした時、波高  $H(t)$  を式 4.1 でフィットする。

<sup>\*9</sup>基本的に 3 次または 4 次の多項式を用いた。



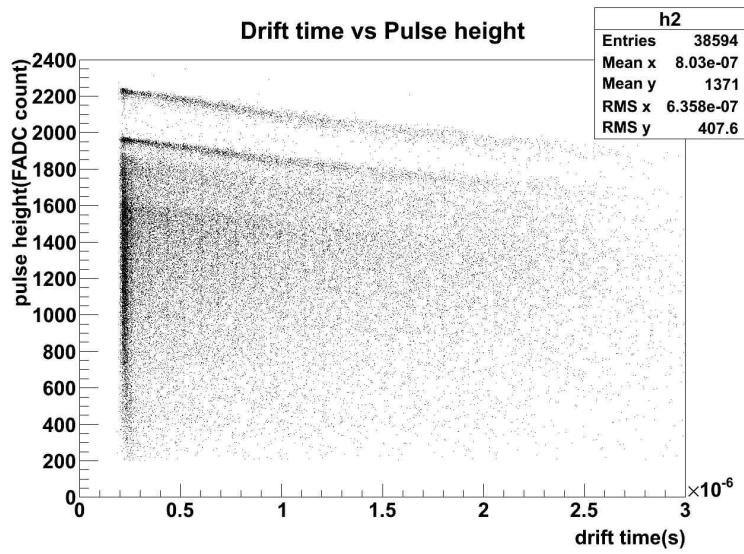


図 4.6: 素子 A: 補正前の波高とドリフト時間の関係

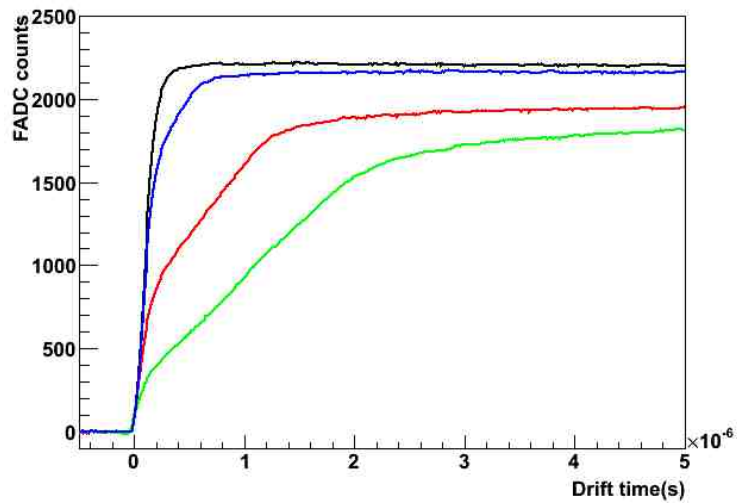


図 4.7: 素子 A: 1332.5keV 光電ピークイベントの波形

$$H(t) = \sum_{j=0} a_j t^j \quad (4.1)$$

そして波高のドリフト時間依存性を求め波高がドリフト時間に依存しないように各イベントをして補正してエネルギーを求める。イベント  $i$  のエネルギー  $E_i$  は、波高  $h_i$  と  $\gamma$  線の光電ピークのエネルギー  $E_\gamma$  (定数) を用いて、式 4.2 のように表わされる。

$$E_i = E_\gamma \frac{h_i}{H(t_i)} \quad (4.2)$$

この補正を全てのイベントについて行うことで図 4.8 のエネルギー分布が得られる。これを見ると  $^{60}\text{Co}$  線源から放出される 1173.2keV と 1332.5keV の  $\gamma$  線の光電ピークが補正前 (図 4.5) よりもはっきり見えるようになっている。また約 1100keV と約 1000keV で 2 本の  $\gamma$  線の Compton edge も見えている。900keV 以下でイベント数が減少しているがこれは FADC の threshold のためである。今回のセットアップではノイズが大きく threshold を高く設定した。

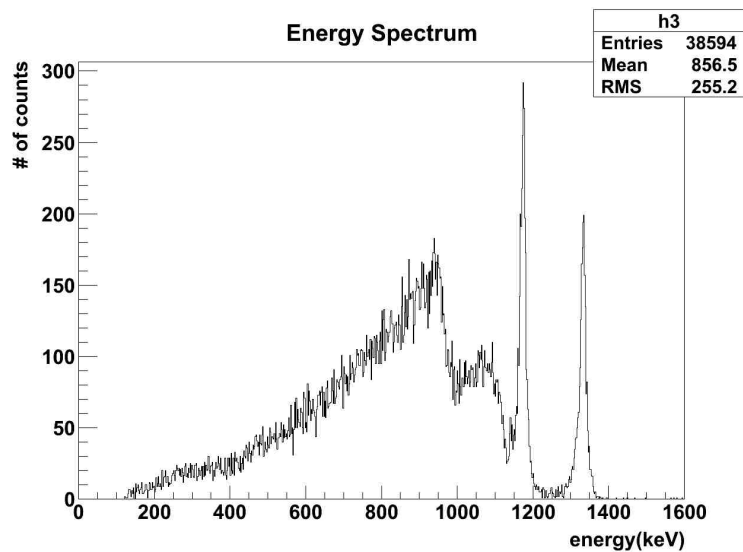


図 4.8: 素子 A: 補正後のエネルギースペクトル

## 4.2 エネルギー分解能

以下では  $^{60}\text{Co}$  線源が放出する  $\gamma$  線を検出器に陰極から入射して取得したデータの解析を行っている。まずエネルギー分解能は  $^{60}\text{Co}$  線源の 1332.5keV のピークの FWHM を求めることで評価した。エネルギー分解能についての考察は次章で行っている。

#### 4.2.1 5mm厚素子 A

表 4.1 は 温度を 20 °C に固定し、バイアス電圧を 500V ずつ変化させたときのエネルギー分解能 (FWHM) である。1500V まで電圧をかけるとエネルギー分解能が向上している。

表 4.1: 素子 A のエネルギー分解能: 20 °C でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	500V	1000V	1500V
FWHM	1.6%	1.6%	1.3%

表 4.2 は バイアス電圧を 1500V に固定し温度を 20 °C から -10 °C まで 10 °C ずつ変化させたときの FWHM である。電圧が一定の条件下では温度を変化させた時のエネルギー分解能の変化は小さい。

表 4.2: 素子 A のエネルギー分解能: バイアス電圧が 1500V で温度を変化させている

温度	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
FWHM	1.3%	1.4%	1.3%	1.3%

表 4.3 は温度を -10 °C にしてバイアス電圧を 1500V 及び 2000V かけた時の FWHM である。冷却するとリーク電流が低減されることにより高いバイアス電圧をかけることができる。素子 A では -10 °C でバイアス電圧を 2000V よりも高く印加するとデータ取得が困難なほどリーク電流が増大した。

表 4.3: 素子 A のエネルギー分解能: 0 °C 及び -10 °C でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	1500V	2000V
0 °C	1.3%	1.3%
-10 °C	1.3%	1.1%

FWHM は -10 °C まで冷却した状態で高電圧をかけると更に向上した。

次に  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して 662.6keV $\gamma$  線の光電ピークを用いたエネルギー分解能の評価を行った。662.6keV $\gamma$  線の光電ピークのデータを取得するためには 1332.5keV の時よりも threshold を下げる必要があるため、ノイズの影響が相対的に大きくなりデータ取得が難しい。図 4.9 は 5mm 厚素子 A の補正前の波高分布、波高とドリフト時間の関係及び補正後のエネルギースペクトルの分布である。

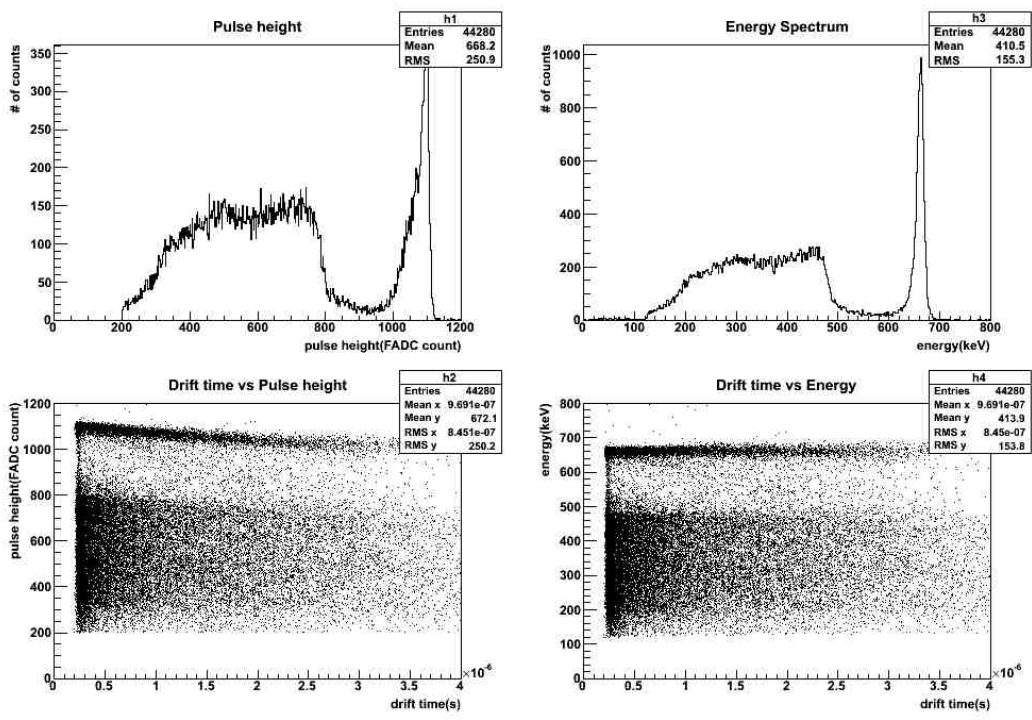


図 4.9: 5mm 厚素子 A をバイアス電圧 2000V で  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  の時に  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して収集したデータ

表 4.4、4.5 はそれぞれ 20 °C、-10 °C でのエネルギー分解能である。662.6keV の時も冷却によりエネルギー分解能に向上が見られる。

表 4.4: 素子 A のエネルギー分解能 (662.6keV) : 20 °C でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	500V	1000V
20 °C	2.6%	2.3%

表 4.5: 素子 A のエネルギー分解能 (662.6keV): -10 °C でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	1000V	2000V
-10 °C	2.1%	2.1%

#### 4.2.2 5mm 厚素子 B

図 4.10 は 5mm 厚素子 B の補正前の波高分布、波高とドリフト時間の関係及び補正後のエネルギースペクトルの分布である。

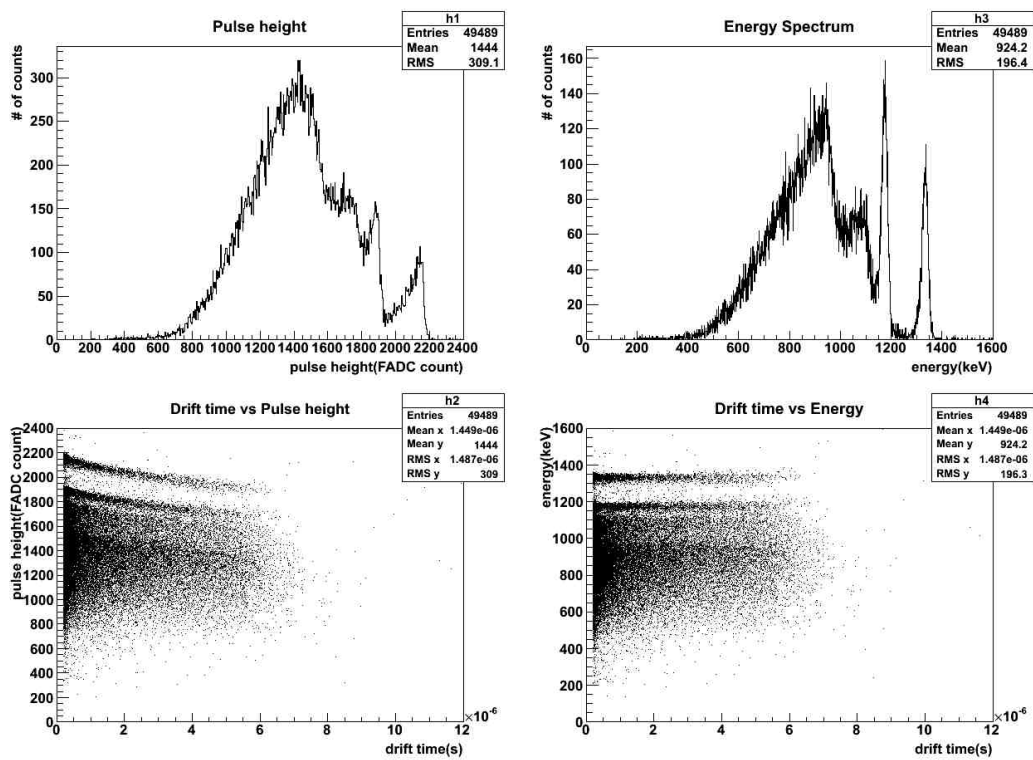


図 4.10: 5mm 厚素子 B をバイアス電圧 2000V で  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  の時に  $^{60}\text{Co}$  線源を照射して収集したデータ

表 4.6 はバイアス電圧を 1000V に固定した時のエネルギー分解能である。温度を 20 °C から 10 °C に下げると FWHM は多少向上するがそれ以上下げてもあまり変化はなかった。また、素子 A と比較するとエネルギー分解能は悪い。

表 4.6: 素子 B のエネルギー分解能: バイアス電圧が 1000V で温度を変化させている

温度	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
FWHM	2.6%	2.4%	2.4%	2.4%

表 4.7 は温度を -10 °C に固定してバイアス電圧を 1000V、1500V、2000V、2500V、3000V に設定した時の FWHM である。-10 °C では 2000V までバイアス電圧をかけることでエネルギー分解能が向上している。しかし 2000V よりもバイアス電圧を上昇させて印加してもエネルギー分解能に向上はみられなかった。

表 4.7: 素子 B のエネルギー分解能: -10 °C でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	1000V	1500V	2000V	2500V	3000V
-10 °C	2.4%	2.2%	2.0%	2.0%	2.0%

#### 4.2.3 10mm 厚素子

図 4.11 は 10mm 厚素子の補正前の波高分布、波高とドリフト時間の関係及び補正後のエネルギースペクトルの分布である。5mm 厚素子の場合 (図 4.8、4.11) と比較すると光電ピークのイベントがコンプトン散乱したイベントとの比で多くなっているが、これは一度コンプトン散乱した  $\gamma$  線が再び検出器内で光電吸収したイベントが多くあるためと考えられる。

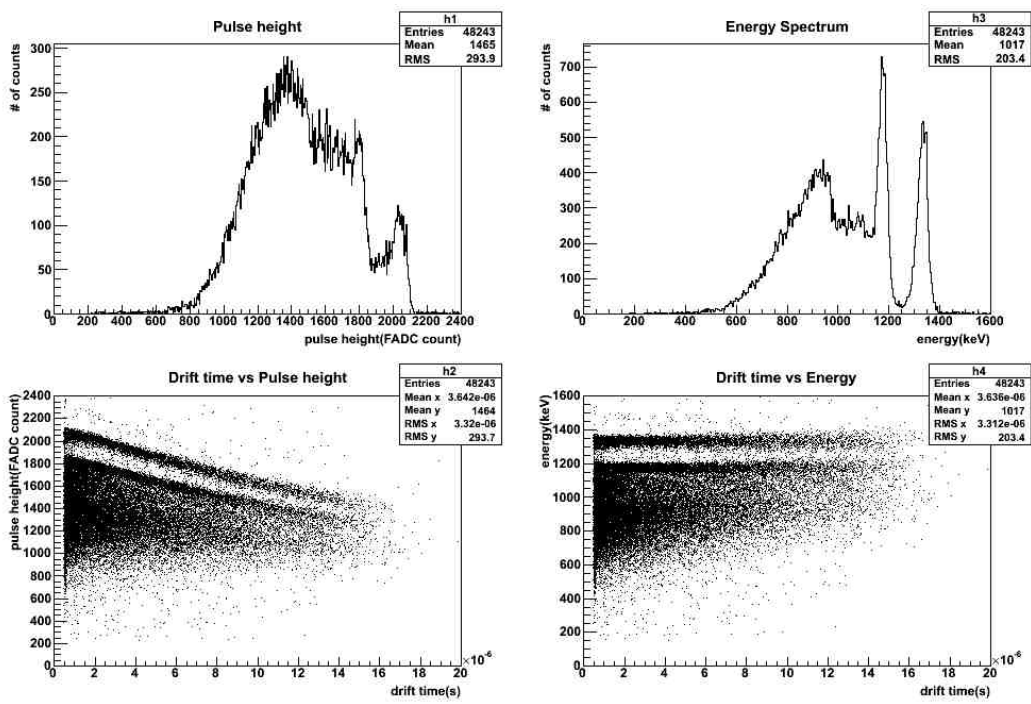


図 4.11: 10mm 厚素子をバイアス電圧 2000V で  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  の時に  $^{60}\text{Co}$  線源を照射して収集したデータ



表 4.8 は 10mm 厚素子で 1000V 及び 2000V のエネルギー分解能である。バイアス電圧が 1000V では 10 °C 以下に温度を下げててもエネルギー分解能は向上していないが 2000V では多少の向上が見られる。同じバイアス電圧をかけた条件でエネルギー分解能を 5mm 角の素子と比較するとかなり悪い。

表 4.8: 10mm 厚素子のエネルギー分解能: バイアス電圧及び温度を変化させている

バイアス電圧	1000V	2000V
20 °C	4.9%	4.7%
10 °C	3.8%	3.7%
0 °C	3.8%	3.6%
-10 °C	3.8%	3.5%

次に  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して 662.6keV $\gamma$  線の光電ピークを用いたエネルギー分解能の評価を行った。

図 4.12 は  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して収集したデータの補正前の波高分布、波高とドリフト時間の関係及び補正後のエネルギースペクトルの分布である。

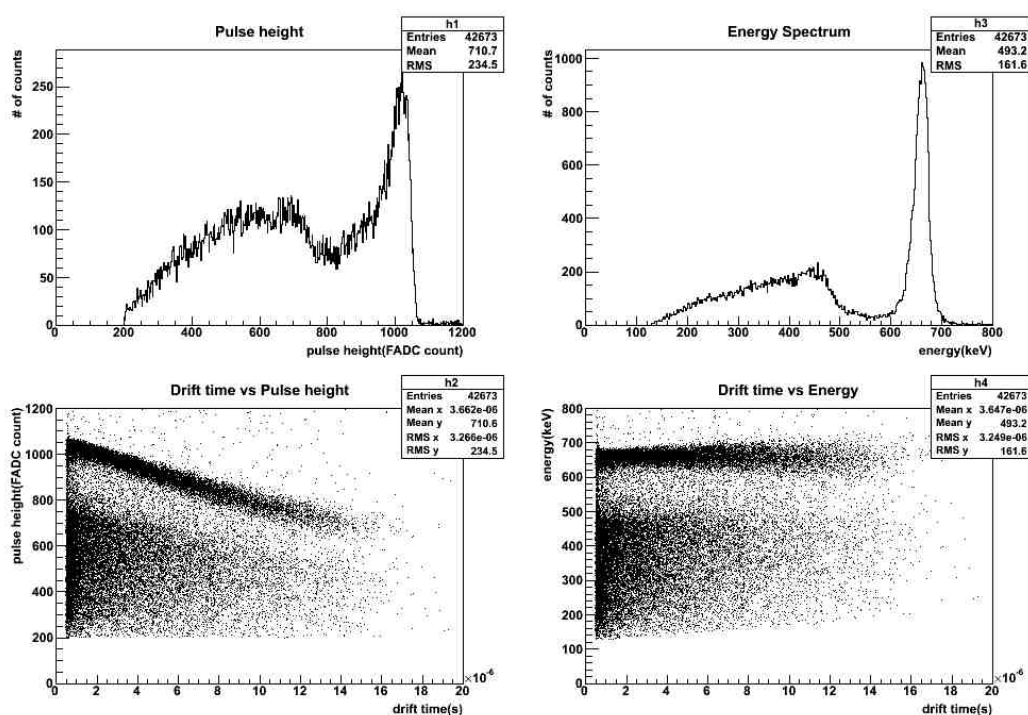


図 4.12: 10mm 厚素子をバイアス電圧 2000V で -10 °C の時に  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して収集したデータ

表 4.9 は  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  の時のエネルギー分解能である。662.6keV でも同じバイアス電圧をかけた条件でエネルギー分解能を 5mm 角の素子と比較するとかなり悪い。

表 4.9: 10mm 厚素子のエネルギー分解能 (662.6keV):  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  でバイアス電圧を変化させている

バイアス電圧	1000V	2000V
$-10\text{ }^\circ\text{C}$	5.0%	4.5%

### 4.3 ドリフト時間分布

ここではキャリアのドリフト時間について議論する。電子および正孔の移動度をそれぞれ  $\mu_e$ 、 $\mu_h$ 、極板間の距離を  $d$ 、極板間に印加するバイアス電圧を  $V$  とおくと電子と正孔のドリフト速度  $v_e$ 、 $v_h$  は

$$v_e = \frac{\mu_e V}{d} \quad (4.3)$$

$$v_h = \frac{\mu_h V}{d} \quad (4.4)$$

で、ドリフト速度は単位長さあたりに印加する電圧すなわち電場強度に比例する。

$\gamma$  線が検出器の陰極から距離  $x$  の位置で反応した時、電子と正孔のドリフト時間  $t_e$ 、 $t_h$  は

$$t_e = \frac{d-x}{v_e} = \frac{(d-x)d}{\mu_e V} \quad (4.5)$$

$$t_h = \frac{x}{v_h} = \frac{xd}{\mu_h V} \quad (4.6)$$

となるが、本解析で波形から求めたドリフト時間は  $\max\{t_e, t_h\}$  に対応する。キャリアの移動度は正孔の方が電子よりずっと遅いので、ほとんどのイベントは正孔キャリアについてのドリフト時間を見ていることになる。

#### 4.3.1 5mm 厚素子 A

まず 5mm 厚素子 A のドリフト時間分布を示す。図 4.13 は  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  でバイアス電圧は 2000V の時に  $^{60}\text{Co}$  線源を照射して収集したデータの 1332.5keV の光電ピーク領域内に入ったイベントのドリフト時間分布である。

ドリフト時間分布はドリフト時間が最も短い  $0.2\mu\text{s}$  のあたりにピークが立ち、それより長い領域でイベント数が減少していく。ドリフト時間が最も短い領域は陰極付近での反応であり、電子と正孔のドリフト時間がほぼ同じで、 $t_e > t_h$  と  $t_e < t_h$  のイベントが両方あるのでイベント数が多くなる。

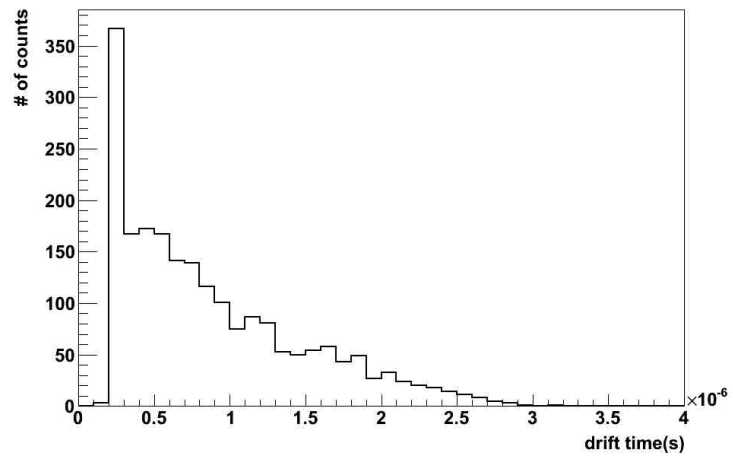


図 4.13: 素子 A のドリフト時間分布。温度は  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で、バイアス電圧は 2000V

最もドリフト時間が長いイベントのドリフト時間から正孔キャリアの移動度を求めると

$$\mu_h = \frac{d^2}{tV} \simeq 40[\text{cm}^2/\text{Vs}] \quad (4.7)$$

となり、表 2.1 の値よりも低い。

図 4.14 に 20 °C でバイアス電圧が 500V (青)、1000V (赤)、1500V (黒) の時のドリフト時間分布を示す。式 (4.5)、(4.6) よりドリフト時間はバイアス電圧に反比例するが、実データもおおよそドリフト時間が印加したバイアス電圧に反比例して短くなっていく様子を示している。ホールのドリフト速度が飽和する様子は見られていない。

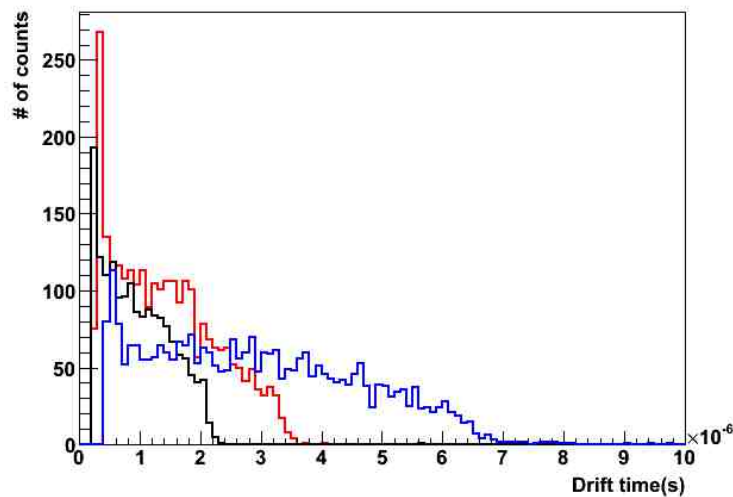


図 4.14: 素子 A のドリフト時間分布。20 °C でバイアス電圧は 500V (青)、1000V (赤)、1500V (黒)

図 4.15 はバイアス電圧を 1500V 印加した時に温度を変化させて時のドリフト時間分布の時間依存性を見たものである。設定温度は 20 °C (緑)、10 °C (赤)、0 °C (青)、-10 °C (黒) である。20 °C と 10 °C と 0 °C ではドリフト時間はあまり変化していないが、-10 °C まで冷却した場合ドリフト時間分布が長くなっている。

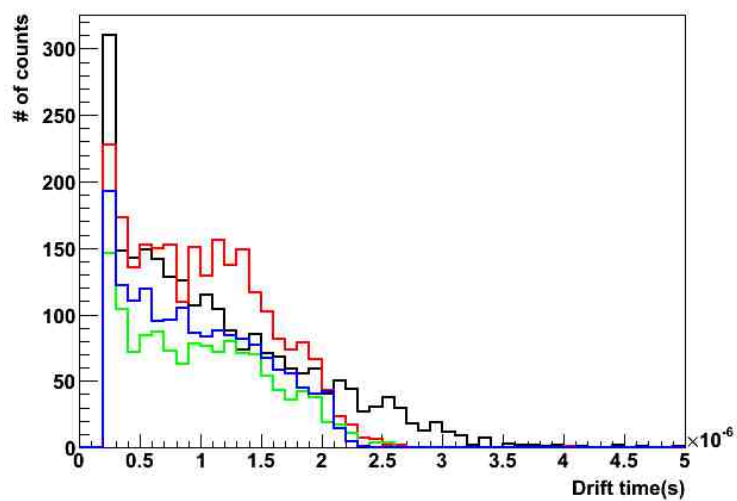


図 4.15: 素子 A のドリフト時間分布。バイアス電圧を 1500V 印加して、温度は 20 °C (緑)、10 °C (赤)、0 °C (青)、-10 °C (黒)

### 4.3.2 5mm厚素子 B

次に素子 B のドリフト時間分布を見ていく。図 4.16 は  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V 印加した時のドリフト時間分布である。素子 A の同じ条件 (図 4.13) の時と比較すると素子 B の方がドリフト時間が長い。最もドリフト時間の長いイベント同士を比較すると素子 B の方が 2 倍近く長い。このことから、素子 B の方が正孔キャリアの移動度が低いことが分かる。

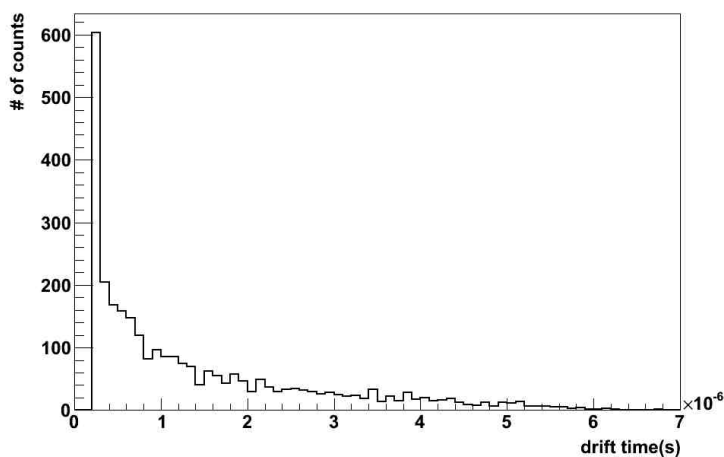


図 4.16: 素子 B のドリフト時間分布。  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で、バイアス電圧は 2000V

図 4.17 は  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧を 1000V (青)、2000V (赤)、3000V (黒) と変化させた時のドリフト時間分布である。素子 B でもドリフト時間は印加したバイアス電圧に反比例して短くなっていく。

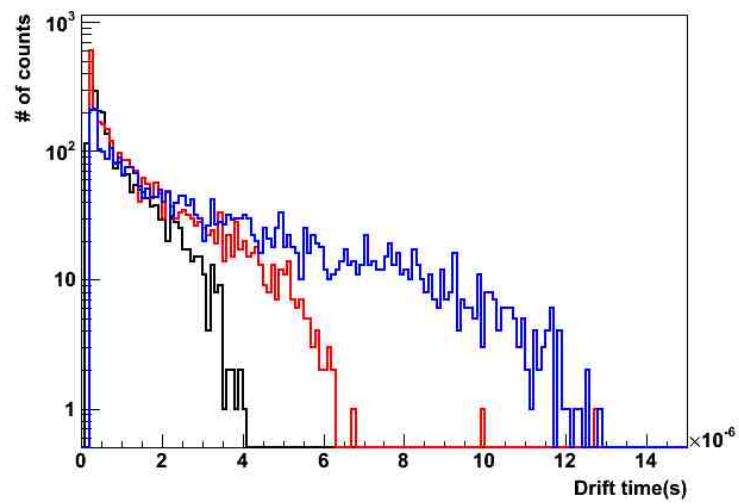


図 4.17: 素子 B のドリフト時間分布。-10 °C でバイアス電圧は 1000V (青)、2000V (赤)、3000V (黒)

### 4.3.3 10mm 厚素子

−10 °C で 10mm 厚素子に 2000V のバイアス電圧をかけた時のドリフト時間分布は図 4.18 である。ドリフト時間の最も長いイベントはドリフトに  $16\mu\text{s}$  程かかっている。図 4.18 と −10 °C で 2000V 印加した時の 5mm 厚素子 A 及び B のドリフト時間分布 (図 4.13、4.17) と比較すると式 (4.6) より厚さが 2 倍になるとドリフト時間は 4 倍長くなるので、10mm 厚素子の移動度は 5mm 厚素子 A よりは小さく、5mm 厚素子 B よりは大きいことが分かる。

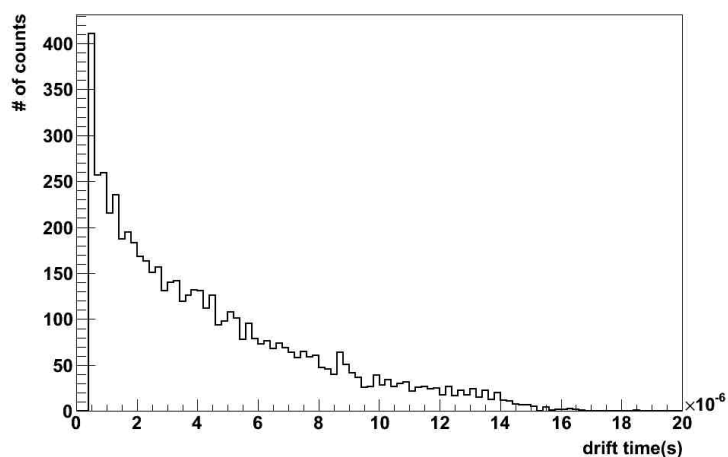


図 4.18: 10mm 厚素子のドリフト時間分布。−10 °C で、バイアス電圧は 2000V



## 4.4 伝導電子の移動度

信号の波形の傾きを求めて素子の実際の移動度を測定することを試みた。正孔はキャリア捕獲の寄与が大きいので伝導電子について移動度を求めることを試みた。 $t(\text{start})$  近傍の傾きを  $A$ [FADC counts/s]、ケーブルの特性インピーダンスを  $Z$ [ $\Omega$ ]、プリアンプの入力電荷量に対する出力電圧を  $p$ [V/C] とおくと傾き  $A$  の信号が流れている時の電流の大きさ  $i$  は

$$i = A \cdot p \cdot \frac{2.25[\text{V}]}{2^{14}[\text{counts}]} \cdot \frac{1}{Z} \quad (4.8)$$

である。式 2.2、2.3 より、キャリア捕獲の効果を無視すると電子の移動度は

$$\mu_e = \frac{id^2}{NeV} \quad (4.9)$$

と求められる。例えば表 2.1 の電子移動度を仮定して 5mm 厚素子にバイアス電圧を 2000V 印加し、1332.5keV $\gamma$  線光電ピーク信号の波形をとった時、 $t(\text{start})$  近傍の傾き  $A$  は  $p=2$ [V/pC]、 $Z=50$ [ $\Omega$ ] として、 $A \sim 6 \times 10^9$  となる。

実データの傾きは波形の  $t(\text{start})$  近傍を直線で近似して求めた。

### 4.4.1 5mm 厚素子 A

図 4.19 は 5mm 厚素子 A に  $-10^\circ\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベントの波形の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したものである。ドリフト時間の短いところでは傾きが大きく、長くなるにつれて傾きが小さくなっている。つまり、陰極付近で反応したイベントの方が傾きが大きい。予想と違って、傾きが検出器内部の反応位置に強く依存している。上節で求めた電子の移動度と比較するとドリフト時間が  $1\mu\text{s}$  付近での傾きと合っている。

図 4.20 はこの条件で 1332.5keV 光電ピークのイベントの波形を見たもので、 $t(\text{start})$  近傍は図の横軸が 0 の所に対応する。この図を見ても、陰極付近で反応したイベントの方が傾きが大きいことが分かる。これは、今まで検出器がオーミック型であるとして、素子内の電場強度分布が一様であるとしてきたが、実際はオーミック性が完全ではなく、電場強度が陰極から陽極に行くにつれて弱くなっているためと思われる。この結果から電子の移動度を求めることは難しい。

図 4.21 は上と同じ温度、バイアス電圧で 662.6keV 光電ピークのイベントの  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したものである。エネルギーは 1332.5keV のほぼ半分であり、図 4.19 と比較して傾きの大きさも半分程度になっている。図 4.22 は今度はバイアス電圧を 1000V にした時の 662.6keV 光電ピークのイベントの  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したもので、電場強度が半分になっているので傾きも図 4.23 の半分になると予想されたがデータは半分よりは大きい。このこともオーミック性が完全でないことが原因と考えられる。

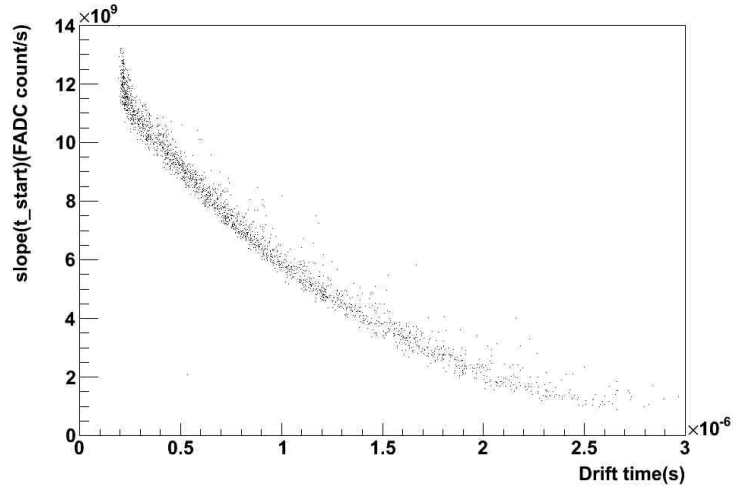


図 4.19: 5mm 厚素子 A の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント

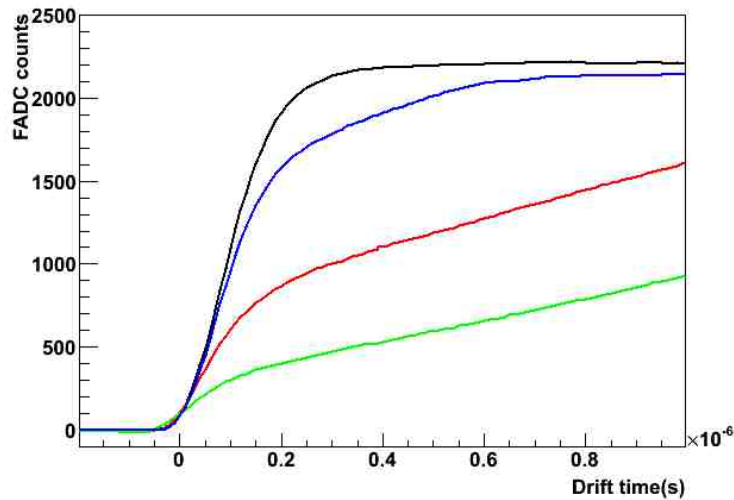


図 4.20: 素子 A:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークの信号: Drift time が  $0\mu\text{s}$  付近の傾きを求めている。

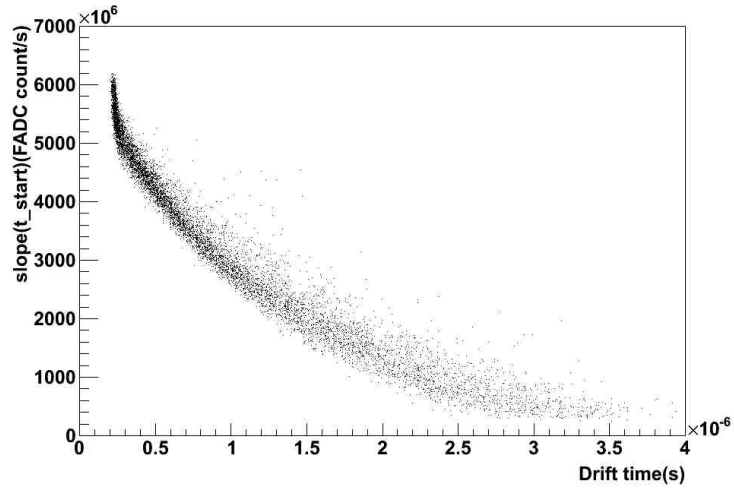


図 4.21: 5mm 厚素子 A の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント

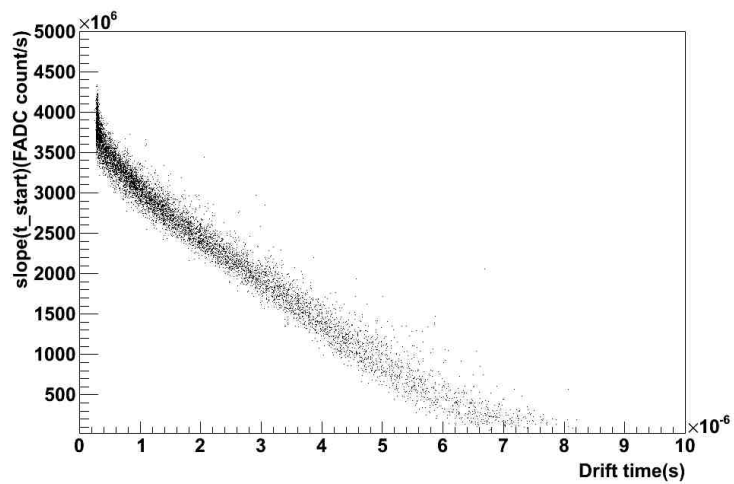


図 4.22: 5mm 厚素子 A の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 1000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント

#### 4.4.2 5mm 厚素子 B

図 4.23 は  $-10^{\circ}\text{C}$  で  $2000\text{V}$  のバイアス電圧をかけた時の  $1332.5\text{keV}$  光電ピークのイベントの波形の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したものである。素子 B でも素子 A と同じ傾向で陰極付近で反応したイベントの方が傾きが大きいが、傾きの大きさは素子 A の時の同じ条件と比較して小さい。このことから素子 B の電子の移動度は素子 A より低く、また表 2.1 の電子移動度よりも低いと考えられる。 図 4.23 は上と同じ温度、エネルギーでバイアス電圧を  $1000\text{V}$  にし

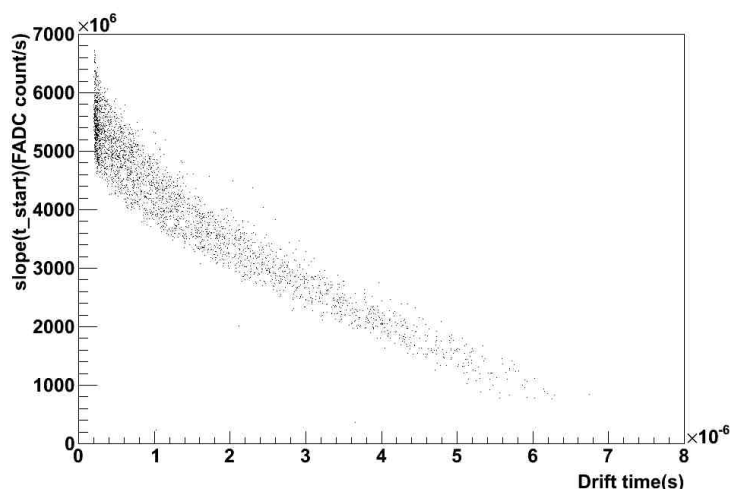


図 4.23: 5mm 厚素子 B の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10^{\circ}\text{C}$  で  $2000\text{V}$  のバイアス電圧をかけた時の  $1332.5\text{keV}$  光電ピークのイベント

た時の傾きとドリフト時間の関係である。素子 A の時と同じく電場強度が半分になっているので傾きも図 4.23 の半分になると予想されたがデータは半分よりは大きい。

#### 4.4.3 10mm 厚素子

図 4.25 は  $-10^{\circ}\text{C}$  で  $2000\text{V}$  のバイアス電圧をかけた時の  $1332.5\text{keV}$  光電ピークのイベントの波形の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したものである。10mm 厚素子でも素子 A、素子 B と同じ傾向で陰極付近で反応したイベントの方が傾きが大きい。図 4.26 は上と同じ温度、バイアス電圧で  $662.6\text{keV}$  光電ピークのイベントの波形の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係を示したものである。5mm 厚素子 A の時と同様に、エネルギーが半分になると傾きも半分程度になる。図 4.22 と図 4.26 及び図 4.23 と図 4.25 をそれぞれ比較すると(温度と単位厚さ当たりにかかるバイアス電圧とエネルギーが同じ) 傾きの大きさから 10mm 厚

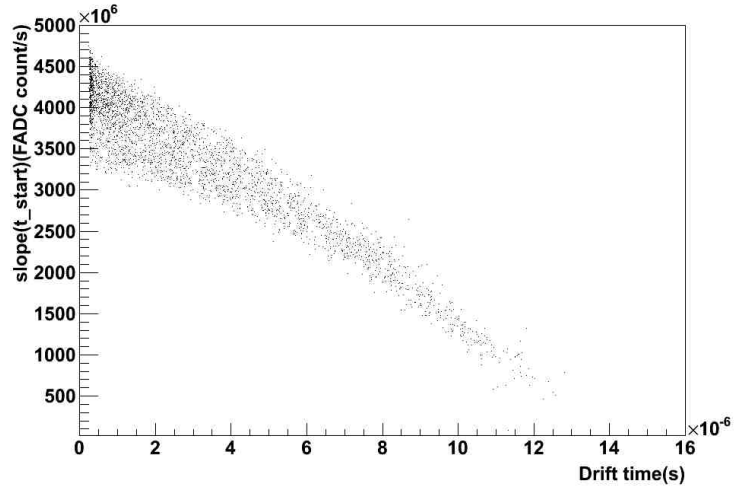


図 4.24: 5mm 厚素子 B の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 1000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント

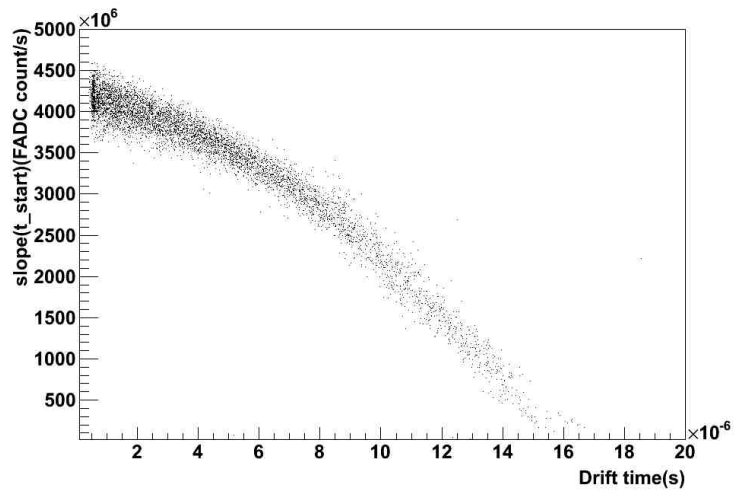


図 4.25: 10mm 厚素子の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント

素子の電子の移動度は素子 A よりも低く、また素子 B とはあまり差がないと考えられる。

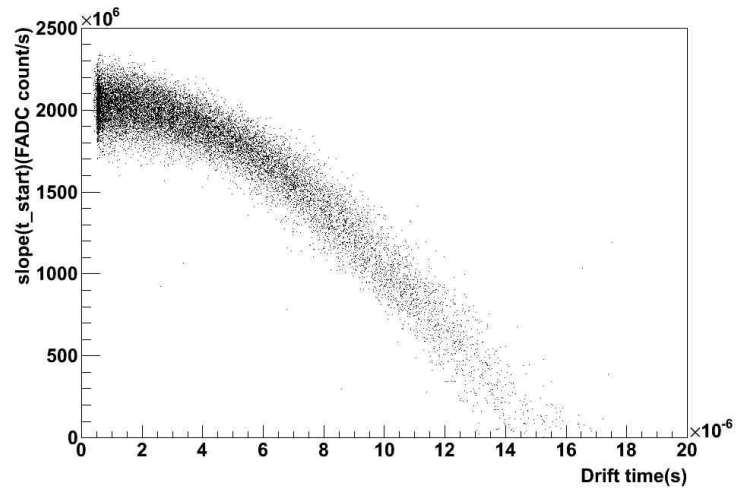


図 4.26: 10mm 厚素子の  $t(\text{start})$  付近の傾きとドリフト時間の関係:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント

## 5 考察

### 5.1 エネルギー分解能を決める要因の種類

一般に放射線検出器のエネルギー分解能はいくつかの要因を組み合わせたものとして与えられる。つまり、検出器のエネルギー分解能を  $W$ 、エネルギー分解能を悪化させる各要因からの寄与を  $w_1, w_2, w_3 \dots$  とした時に

$$W^2 = \sum_i w_i^2 \quad (5.1)$$

と表わされる。

半導体検出器の場合に分解能を悪化させるいくつかの要因について議論する。

### 5.2 生成キャリアの数の不定性

半導体検出器のキャリアの生成される数の平均は放射線の落としたエネルギー  $E$  をキャリア対生成エネルギー  $\varepsilon$  で割ることにより得られる。キャリアの生成される数の分布が Poisson 分布に従うと仮定すると分散は  $E/\varepsilon$  に等しい。しかし実際にはキャリアが生成される事象は独立でないため分散は  $F$  倍だけ違う。この係数  $F$  はファノ因子と呼ばれ半導体検出器では  $F$  は  $0.1 \sim 0.2$  程度とされる。生成キャリアの数の不定性による FWHM  $w_D$  は

$$w_D = 2.355\sqrt{FE\varepsilon} \quad (5.2)$$

と書いて<sup>\*10</sup>、 $E = 1332.5\text{keV}$ 、 $\varepsilon = 4.43\text{eV}$ 、 $F = 0.15$  とすると  $w_D = 2.22\text{keV}(0.17\% )$  となる。<sup>\*11</sup>

### 5.3 ノイズによる分解能悪化の評価

#### 5.3.1 リーク電流及び電子回路の影響

検出器の信号を観測する際、検出器のリーク電流及び電子回路のノイズによりエネルギー分解能が悪化する。検出器のノイズには表面汚染による表面リーク電流、電子正孔対の熱励起による内部リーク電流、検出器の電気接触部からのリーク電流等があり、またプリアンプからもノイズ電流が発生する。これらを合わせたノイズの揺らぎが FWHM を決める。

これからこのノイズがエネルギー分解能に与える影響について考察する。

<sup>\*10</sup>2.355 は FWHM と正規分布の分散  $\sigma$  の間の変換係数  $2\sqrt{2\ln 2}$  の近似値

<sup>\*11</sup>実際には  $\varepsilon$  は冷却により数% 大きくなるがファノ因子の不定性の方がずっと大きいためこの効果は無視している。

### 5.3.2 ノイズの求め方

各信号について、直前のFADCデータによりペDESTALを差っ引いているため、信号のドリフト時間よりも十分に長い周期のノイズはエネルギー分解能に寄与しない。したがって、ある程度の周期以下の成分のみが寄与している。ここでは、これらのエネルギー分解能に寄与する成分について放射線信号が入っていない時に収集したデータを用いて見積もっている。まずある時刻 $t(0)$ を決めてFADCの値を取得する。次に $t(0)$ から $1\mu s$ ごとに離れた時刻 $t(1), t(2), \dots$ でのFADCの値を取得し $t(0)$ でのFADCの値との差をとる。ノイズによるペDESTALのふらつきはその差の分布の分散 $\sigma_n^2$ により与えられて、図5.1に横軸2点の時刻差、縦軸 $\sigma_n$ として示した。図5.1の線はこれを時刻差の多項式で近似したものである。図5.1を見ると時刻の差が大きくなるにつれ $\sigma_n$ が大きくなっていて、また近似した式の時刻差が0のところでは $\sigma_n$ は0でない値を持つ。これらはノイズに長周期成分と短周期成分が存在するためと考えられる。ノイズの揺らぎには時間依存性が存在するためノイズが波形を歪める効果の大きさはドリフト時間に依存する。

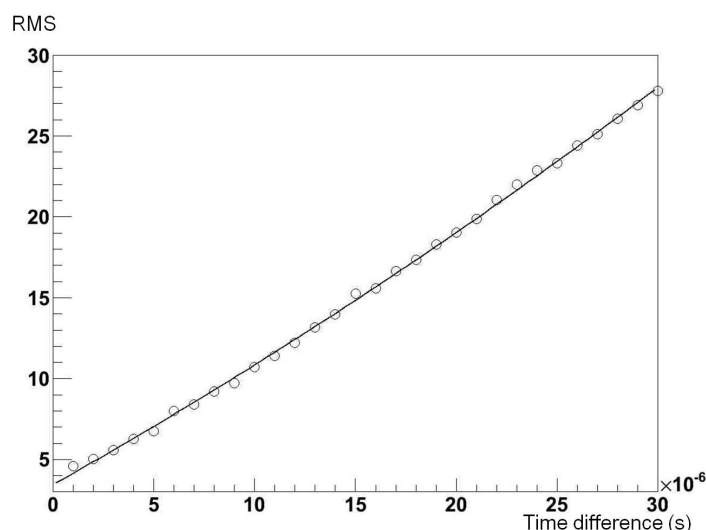


図 5.1: ペDESTALのふらつきの時間依存性

### 5.3.3 各素子のノイズの大きさ

まず素子Aのノイズを見ていく。図5.2は $20^\circ\text{C}$ で、バイアス電圧を印加していない時と500V、1000V、1500V印加した時のノイズである。バイアス電圧が高くなるにつれノイズの長周期成分の揺らぎが増大している。

図5.3は $-10^\circ\text{C}$ の場合である。ノイズの長周期成分の揺らぎは $20^\circ\text{C}$ の時と比較して小さくなっている。冷却によりキャリアの熱励起によるリーク電流が低減



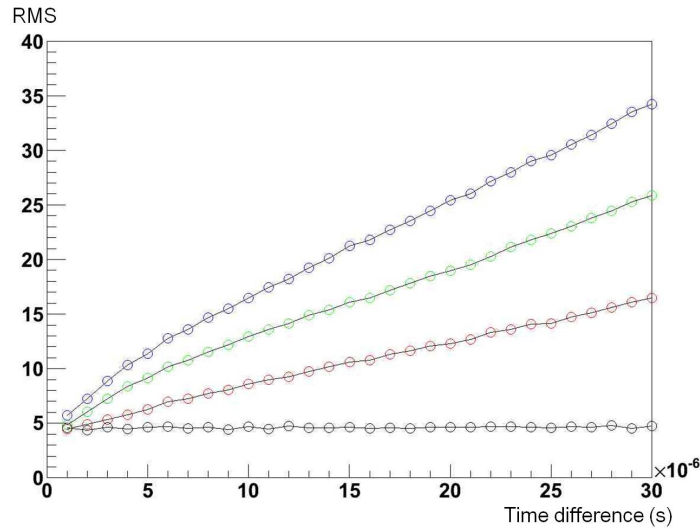


図 5.2: 素子 A: 20 °C の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青)

したことが主な要因であると考えられる。

次に素子 B の方を見ていく。図 5.4 は素子 B に  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 0V から 3000V まで 500V ずつ変化させた時の  $\sigma_n$  の分布である。図 5.3 と比較すると同じ電圧ではほぼ同じ  $\sigma_n$  である。

#### 5.3.4 ノイズの寄与の評価

このノイズがエネルギー分解能に与える影響をモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。信号の波形から波高とドリフト時間を求める時、ノイズによりこれらが正しい値からずれて求められてしまう。まず波高のずれを評価する。波高を求める時、ペDESTALの高さの評価を行うがこの時刻 (図 5.5 の  $t(\text{pedestal})$ ) と FADC の値が最大になる時刻 (図 5.5 の  $t(\text{max})$ ) の差をピーキング時間  $t_p$  と定義する。ノイズによる波高のずれ  $\Delta h$  は各イベント毎のピーキング時間での分散  $\sigma_n^2(t_p)$  で平均が 0 の正規分布に従う乱数により評価した。

ドリフト時間のずれ  $\Delta t$  の評価は  $t(\text{end})$  付近の波高のずれ  $\Delta h$  と傾き  $a$  を求め

$$\Delta t = \frac{\Delta h}{a} \quad (5.3)$$

により求めた。ここで傾き  $a$  は各イベントの波形の  $t(\text{end})$  近傍を直線で近似して求め、endtime 付近での波高のずれは  $t(\text{max}) - t(\text{end})$  での  $\sigma_n$  を用いた。

モンテカルロシミュレーションでは各事象のドリフト時間を測定したドリフト時間分布に従って発生させる。波高については、実データの光電ピークイベントに

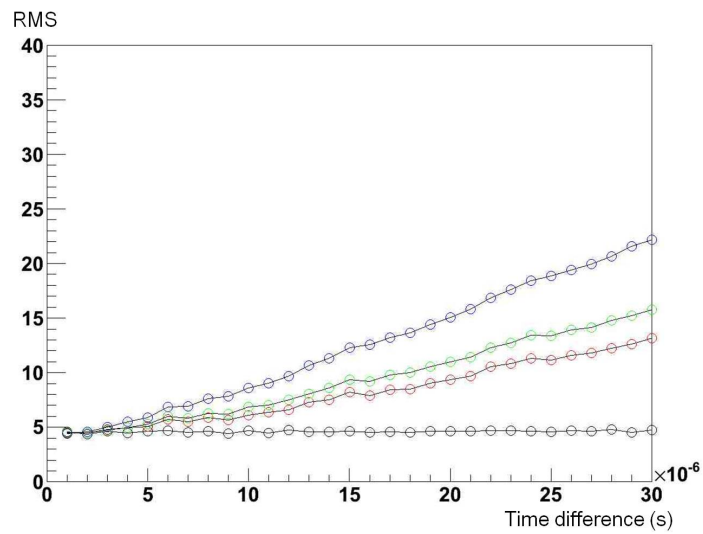


図 5.3: 素子 A:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青)

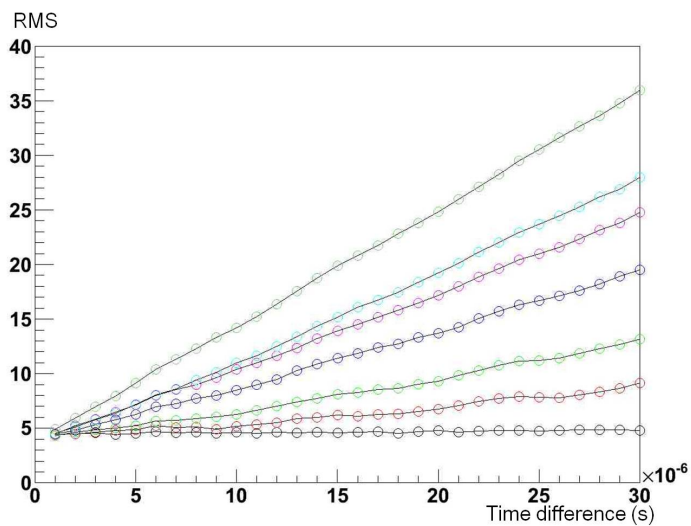


図 5.4: 素子 B:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青)、2000V (ピンク)、2500V (水色)、3000V (黄緑)

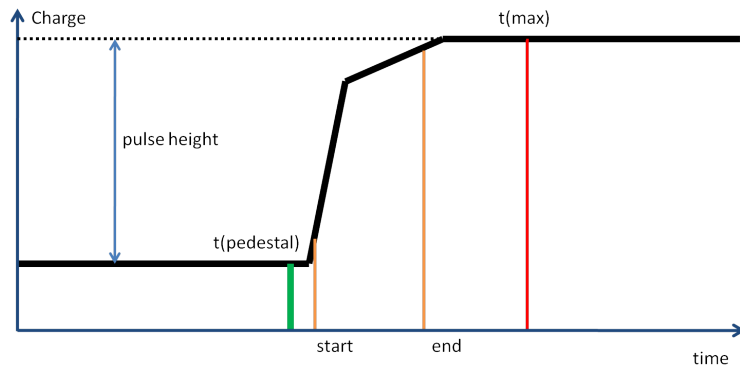


図 5.5: ドリフト時間とピーキング時間

ついて得られた波高とドリフト時間の関係を多項式で近似して、発生させたドリフト時間に対応した波高を与える。ノイズの寄与として発生させた波高とドリフト時間に  $\Delta h$  と  $\Delta t$  を加える。図 5.7 がシミュレートされた波高とドリフト時間の分布である。これらを実データの時と同様に補正することでノイズのエネルギー分解能に対する寄与を求められる。

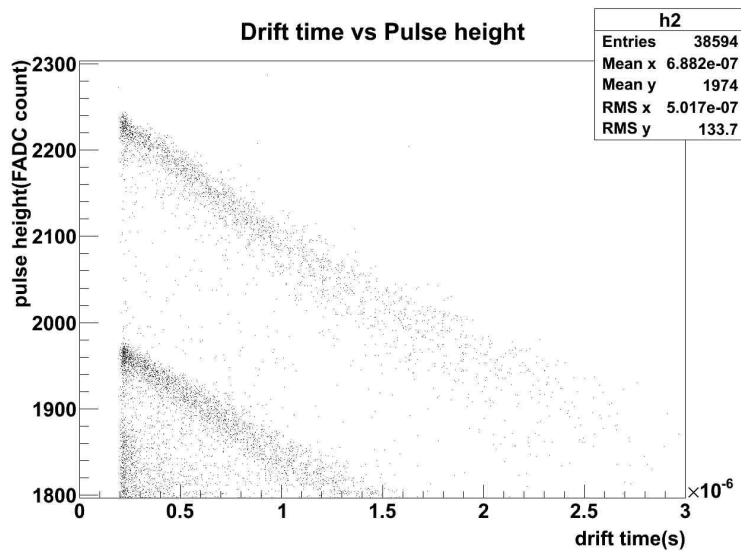


図 5.6: 実データの光電ピークイベント分布

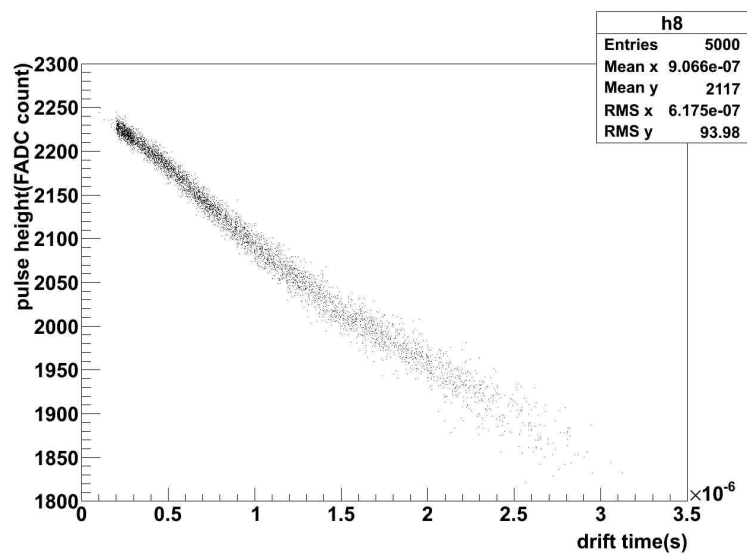


図 5.7: モンテカルロの光電ピークイベント分布

## 5.4 捕獲されるキャリアの数の不定性

生成されたキャリアの一部はドリフト中に不純物準位に捕獲される。捕獲されるキャリアの数はイベント毎に異なり、その不定性には統計的なものと結晶の不純物や格子欠陥の濃度の場所に関する非一様性、素子内の電場の非一様性に由来するものがある。特に不純物や格子欠陥の濃度の非一様性の寄与は本研究のような大型の CdTe 素子では大きくなる。不純物や格子欠陥の濃度の非一様性は結晶により異なるため今回はこの要因の大きさは分解能を悪化させる上述の他の要因以外であるとして各素子の実際の FWHM から求める。

捕獲されるキャリアの数の不定性は、その他に考慮されていない分解能の悪化要因があった場合には過大評価になる。

### 5.4.1 捕獲されるキャリアの数の統計による不定性

捕獲されるキャリアの数の不定性のうち統計によるものは、各イベントの捕獲されるキャリアの割合を  $P$  とした時統計による不定性が与える FWHM には次のような上限がつけられる。

$$w_{\text{Cstat}} < 2.355 \times \sqrt{P(\text{max})E\varepsilon} \quad (5.4)$$

ここで  $P(\text{max})$  は最もキャリアが捕獲されたイベントの捕獲されたキャリアの割合である。  $E = 1332.5\text{keV}$ 、  $P(\text{max}) = 0.3$  とすると  $w_{\text{Cstat}} < 3.13[\text{keV}](0.24\%)$  となる。

## 5.5 何が最も分解能を悪化させるか

### 5.5.1 5mm 厚素子 A

ここでは今回のエネルギー分解能の評価で FWHM が最も良かった素子 A について  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  でバイアス電圧が  $2000\text{V}$  の条件で  $1332.5\text{keV}$  の  $\gamma$  線を測定した時の各要因の評価を行う。データの FWHM は  $1.1\%$ 、生成キャリアの数の不定性  $w_D$  は  $0.17\%$ 、シミュレーションで評価したノイズの FWHM は  $0.67\%$  であったので、残りの捕獲されるキャリアの数の不定性は  $0.88\%$  となり最も大きい要因となる。

一方  $662.6\text{keV}$   $\gamma$  線ではデータの FWHM は  $2.1\%$ 、生成キャリアの数の不定性  $w_D$  は  $0.24\%$ 、シミュレーションで評価したノイズの FWHM は  $1.65\%$  より捕獲されるキャリアの数の不定性は  $1.36\%$  となり今度はノイズの寄与が最も大きくなった。表 5.1 は各要因を keV の単位で見たものである。まず  $662.6\text{keV}$  と  $1332.5\text{keV}$  でエネルギーが 2 倍程度異なるにも関わらず FWHM(keV) は  $10\%$  程度しか増大していない。この理由はノイズの寄与が高エネルギーで小さくなっていることによるが、これは高エネルギーの信号の波形は傾きが大きいのでドリフト時間のずれが小さ

くなるためと考えられる。また捕獲されるキャリアの数の不定性も FWHM(keV) で 10% 程度しか増大していないことも効いている。

表 5.1: 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳:  $-10^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 2000V の時

$\gamma$ 線のエネルギー	662.6keV	1332.5keV
実データのエネルギー分解能	13.6keV	14.9keV
生成キャリアの数の不定性	1.56keV	2.22keV
ノイズの寄与	10.5keV	8.9keV
捕獲されるキャリアの数の不定性	9.0keV	10.3keV

表 5.2 はバイアス電圧が 1500V で  $20^{\circ}\text{C}$  及び  $-10^{\circ}\text{C}$  の条件で 1332.5keV の  $\gamma$  線のエネルギー分解能ごとの各要因を keV の単位で見たものである。ノイズの不定性自体は  $20^{\circ}\text{C}$  の時の方が 30% ~ 40% 大きい、 $20^{\circ}\text{C}$  の方がドリフト時間が短くなるためノイズの寄与は  $20^{\circ}\text{C}$  と  $-10^{\circ}\text{C}$  で数% しか差がない。捕獲されるキャリアの数の不定性が  $20^{\circ}\text{C}$  の時より  $-10^{\circ}\text{C}$  の時の方が 10% 程度増大しているが、これは冷却によるドリフト速度の低下で捕獲されるキャリアが増大するためと考えられる。

表 5.2: 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳:  $20^{\circ}\text{C}$  及び  $-10^{\circ}\text{C}$  バイアス電圧が 1500V の時

$\gamma$ 線のエネルギー	1332.5keV	
温度	$20^{\circ}\text{C}$	$-10^{\circ}\text{C}$
実データのエネルギー分解能	17.3keV	17.6keV
生成キャリアの数の不定性	2.22keV	
ノイズの寄与	11.1keV	10.3keV
捕獲されるキャリアの数の不定性	13.0keV	14.1keV

表 5.3 は  $-10^{\circ}\text{C}$  の条件でバイアス電圧を 1500V と 2000V の時 1332.5keV の  $\gamma$  線のエネルギー分解能ごとの各要因を keV の単位で見たものである。ノイズの寄与、捕獲されるキャリアの数の不定性はバイアス電圧を増加させることで共に小さくなっており、もしデータ取得を妨げるノイズを抑えることができるならば更に高いバイアス電圧を印加すればエネルギー分解能が更に向上することが予想される。

表 5.3: 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳:  $-10^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 1500V 及び 2000V の時

$\gamma$ 線のエネルギー	1332.5keV	
バイアス電圧	1500V	2000V
実データのエネルギー分解能	17.6keV	14.9keV
生成キャリアの数の不定性	2.22keV	
ノイズの寄与	10.3keV	8.9keV
捕獲されるキャリアの数の不定性	14.1keV	10.3keV

### 5.5.2 5mm 厚素子 B

次に素子 B を上の節と同じ:  $-10^{\circ}\text{C}$  で 2000V の条件で 1332.5keV の  $\gamma$  線を測定した時の各要因の評価を行う。データの FWHM は 2.0%、生成キャリアの数の不定性は 0.24%、ノイズの寄与は 0.90% なので捕獲されるキャリアの数の不定性は 1.78% となり素子 B でも最も大きい要因となる。素子 B の場合でも捕獲されるキャリアの数の不定性のうち、統計による不定性は小さく非一様性の寄与の方が大きいと考えられる。素子 A と比較するとまず捕獲されるキャリアの数の不定性が大きくこれが最もエネルギー分解能を悪化させる要因となっている。またノイズの寄与も素子 A と比較して大きいがこれはドリフト時間が素子 A よりも長いので波高のずれの影響が大きいと考えられる。

表 5.4 は  $-10^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 1000V、2000V、3000V の時  $\gamma$  線のエネルギー分解能ごとの各要因を keV の単位で見たものである。素子 B ではバイアス電圧が高いほど、ノイズの寄与は大きくなっている。また、ドリフト速度が大きいほど捕獲されるキャリアの数の不定性は小さくなっている。1000V と 2000V ではこの不定性が 30% 程度小さくなっているのがエネルギー分解能の向上に効いている。一方 2000V と 3000V では捕獲されるキャリアの数の不定性は数% しか小さくなっていないこととノイズの寄与が大きくなっているためエネルギー分解能はあまり変わっていない。これより更にバイアス電圧を印加してもエネルギー分解能は向上しないと考えられる。

ドリフト速度に近い素子 A の  $-10^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 1500V の時と素子 B の  $-10^{\circ}\text{C}$  で 3000V の時を比較すると捕獲されるキャリアの数の不定性は素子 B の方が 60% 程度大きい。このことから素子 B は素子 A よりも素子の一様性という面においても悪いと考えられる。

表 5.4: 5mm厚素子Bのエネルギー分解能の内訳:  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が1000V、2000V、3000Vの時

$\gamma$ 線のエネルギー	1332.5keV		
バイアス電圧	1000V	2000V	3000V
実データのエネルギー分解能	33.7keV	26.8keV	26.3keV
生成キャリアの数の不定性	2.22keV		
ノイズの寄与	11.3keV	12.0keV	13.5keV
捕獲されるキャリアの数の不定性	31.7keV	23.7keV	22.5keV



### 5.5.3 10mm 厚素子

10mm 厚素子について、 $-10^{\circ}\text{C}$  で 2000V の条件で 1332.5keV の  $\gamma$  線を測定した時の各要因の評価を行う。データの FWHM は 3.5%、生成キャリアの数の不定性は 0.24%、ノイズの寄与は 1.19% なので捕獲されるキャリアの数の不定性は 3.28% となり 10mm でも最も大きい要因となる。特に 5mm 厚の素子 A、B と比較して捕獲されるキャリアの数の不定性の寄与が大きくこれは素子が大きいため結晶の非一様性の影響が大きいと考えられる。ノイズの寄与も 5mm 厚の素子 A、B より大きい。これは、検出器の容量が 5mm 厚素子の 4.5 倍あるためと考えられる。

表 5.5 は  $\gamma$  線のエネルギー分解能ごとの各要因を keV の単位で見たものである。5mm 厚素子 A と異なり、10mm 厚素子では捕獲されるキャリアの数の不定性が 662.6keV と 1332.5keV で 70% ほど増大している。10mm 厚素子は 3 種類の CdTe 素子の中で最もキャリアの移動度が低く、捕獲されるキャリアの数の不定性が大きいいためエネルギー分解能が悪化してしまうと考えられる。

表 5.5: 10mm 厚素子のエネルギー分解能の内訳:  $-10^{\circ}\text{C}$  でバイアス電圧が 2000V の時

$\gamma$ 線のエネルギー	662.6keV	1332.5keV
実データのエネルギー分解能	29.9keV	46.8keV
生成キャリアの数の不定性	1.56keV	2.22keV
ノイズの寄与	15.3keV	15.8keV
捕獲されるキャリアの数の不定性	25.6keV	44.0keV

## 5.6 まとめ

今回は 3 種類の素子、5mm 厚素子 A、5mm 厚素子 B、10mm 厚素子についてエネルギー分解能を決める要因の種類を考察した。エネルギー分解能は 5mm 厚素子 A が最も良く、10mm 厚素子は最も悪かった。これはいずれの素子も結晶の不純物や格子欠陥の濃度の非一様性の寄与による捕獲されるキャリアの数の不定性が主に効いていて、5mm 厚素子 A ではこの不定性が最も小さいためエネルギー分解能が良く、10mm 厚素子はこの不定性が最も大きくエネルギー分解能が悪いと考えられる。

5mm 厚素子 A では  $-10^{\circ}\text{C}$  で更に高いバイアス電圧を印加すればエネルギー分解能は更に向上すると予想される。一方 5mm 厚素子 B では  $-10^{\circ}\text{C}$  で更に高いバイアス電圧を印加してもエネルギー分解能の向上は難しいと考えられる。10mm 厚素子は素子が大きいため結晶の不純物や格子欠陥の濃度の非一様性が大きく、10mm 厚素子で高いエネルギー分解能を得るためにはより高品質な結晶を製造することが必要になると思われる。

## 6 今後に向けて

### 6.1 ニュートリノを放出しない二重 $\beta$ 崩壊の観測に要求される性能

#### 6.1.1 ニュートリノ有効質量の感度

ニュートリノを放出しない二重  $\beta$  崩壊 ( $0\nu\text{DBD}$ ) の探索を行った時、 $0\nu\text{DBD}$  事象の期待値  $N$  は、 $0\nu\text{DBD}$  の半減期  $T$ 、実験に使用する核子の数を  $N_0$ 、測定時間を  $t$ 、実験装置の検出効率を  $\eta$  として

$$N = \frac{\ln 2}{T_{0\nu}} \cdot N_0 \eta t \quad (6.1)$$

である。一方、 $0\nu\text{DBD}$  の信号に混入するバックグラウンドの数  $N_b$  は、 $0\nu\text{DBD}$  の  $Q$  値付近の単位エネルギー当たりのバックグラウンド頻度を  $R_b$ 、検出器のエネルギー分解能を  $\Delta E$  とすると

$$N_b = R_b \Delta E t \quad (6.2)$$

なので、二重  $\beta$  崩壊の信号が検出されなかった時、次の制限をつけることができる。

$$N < \sqrt{R_b \Delta E t} \quad (6.3)$$

これから実験により得られる  $0\nu\text{DBD}$  の半減期の下限値は

$$T_{0\nu} > \ln 2 \cdot N_0 \eta \sqrt{\frac{t}{R_b \Delta E}} \quad (6.4)$$

となる。よって探索により得られるニュートリノの有効質量の上限値は式 (1.10) より

$$|m_\nu| < \sqrt{\frac{R_b \Delta E}{\ln 2 \cdot |M_{0\nu}|^2 G_{0\nu} N_0 \eta}} \cdot t^{-\frac{1}{4}} \quad (6.5)$$

となる。例えば  $^{116}_{48}\text{Cd}$  をターゲットとする  $0\nu\text{DBD}$  を行ったとする。使用する CdTe は 1 トン、 $t = 5$  [yrs]、 $\eta = 1$ 、 $\Delta E = 14$  [keV] (0.5%)、 $R_b = 10$  [1/(keV · yr)] と仮定すると、

$$T_{0\nu} > 1.2 \times 10^{25} [\text{yrs}] \quad (6.6)$$

であり、また  $G_{0\nu} = 1.77 \times 10^{-25}$  [1/yrs·eV<sup>2</sup>]、 $|M_{0\nu}| = 4$ [20] を仮定すると

$$|m_\nu| < 175 [\text{meV}] \quad (6.7)$$

という上限がつけられる。<sup>\*12</sup>

エネルギー分解能に関しては、5mm 厚素子 A を  $-10$  °C で、バイアス電圧は 2000V に設定の時のデータ (5.1) より捕獲されるキャリアの数の不定性がより高

<sup>\*12</sup>現在進行中または計画中の  $0\nu\text{DBD}$  探索実験の多くはこの 1~3 倍程度良い有効質量を目標感度としている。

いエネルギーにおいても増大が小さければ 0.5% (2809keV) 程度の分解能が得られる可能性がある。しかし、素子が  $5\text{mm}\times 5\text{mm}\times 5\text{mm}$  のサイズのままでは読み出しチャンネル数が膨大になってしまう。

また前章の議論より、素子を厚くすると結晶の不純物や格子欠陥の濃度の非一様性が大きくなり、エネルギー分解能は悪化してしまう。そのため、薄く大面積な結晶を用いることにより高エネルギー分解能で体積が大きい素子を製作し、それによる二重  $\beta$  崩壊探索の可能性を探ってみよう。二重  $\beta$  崩壊の探索において薄い CdTe 検出器を用いると、やはり読み出しチャンネル数が増大するという欠点はあるが、一方、外部からの  $\alpha$  線や  $\gamma$  線と二重  $\beta$  崩壊の信号を区別できる可能性がある。<sup>\*13</sup> 今後大面積の ( $15\text{mm}\times 15\text{mm}\times 2\text{mm}$  (厚さ)) のオーミック型検出器の性能評価を行い、またバックグラウンドと二重  $\beta$  崩壊の信号を区別するための研究を行う予定である。

## 6.2 他のタイプの CdTe 検出器

本研究ではオーミック型の CdTe 検出器の性能評価を行ったが、他にもショットキー型の検出器も存在する。これは、陽極にインジウムなどの金属を用いて金属と半導体の接触面に電氣的ポテンシャルを発生させることで整流性のあるダイオードとして使用される。ショットキー型検出器の特長は接触面の電氣的ポテンシャルのためキャリアの熱励起によるリーク電流はオーミック型検出器と比較して 100 倍以上小さいことであり、これにより高いバイアス電圧を印加することができるので高いエネルギー分解能が期待できる。しかし、ショットキー型検出器は陽極から遠い場所での電場を強くすることが難しく厚くすることが難しい。平たく大面積の形の検出器を製作することも可能であるが電気容量が大きくなるためノイズによるエネルギー分解能の悪化も予想される。

CdTe 検出器は小型では高いエネルギー分解能を持つので、小型の CdTe 素子を平面上に並べ、ピクセル型の検出器として利用されることがある。ピクセル型の検出器は高いエネルギー分解能と高い空間分解能を持ち低エネルギーの X 線の測定等に用いられている。また、高エネルギーの  $\gamma$  線を測定するために薄い検出器を何層か重ねた積層型検出器もある。

---

<sup>\*13</sup> 上のニュートリノの有効質量の感度の議論では、二重  $\beta$  崩壊の信号を区別できないと仮定したバックグラウンド率を達成することは難しい。

## 7 まとめ

本研究では、将来 CdTe 半導体検出器を用いて二重  $\beta$  崩壊の探索を行うための第一歩として、大型の CdTe 半導体検出器の性能評価を行った。使用した結晶は ACRORAD 社で製造された  $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 5\text{mm}$  のものが 2 種類と、 $15\text{mm} \times 15\text{mm} \times 10\text{mm}$  (厚さ) でオーミック型の検出器として用いた。CdTe 検出器は通常厚くすると正孔キャリアのドリフト速度が低く、またキャリアが欠陥準位に捕獲されて寿命も短いため、エネルギー分解能が著しく低下する。そこで波形情報から収集電荷の補正を行うことによりエネルギー分解能を向上した。得られたエネルギー分解能は 5mm 厚素子 A が最も良く、10mm 厚素子が最も悪かった。また波形より得られるドリフト時間や波形の立ち上がりの情報から各素子のキャリアの移動度について考察した。ここでの議論から今回使用した検出器はオーミック性が完全ではない可能性があることを発見した。

エネルギー分解能を決める要因については、生成キャリアの数の不定性を計算により求め、リーク電流及び電子回路の影響はペDESTAL のふらつきからノイズの大きさを求めて、モンテカルロシミュレーションによって寄与を評価した。捕獲されるキャリアの数の不定性については分解能を悪化させる上述の他の要因以外であるとして各素子の実際の FWHM から求めた。いずれの素子も結晶の不純物や格子欠陥の濃度の非一様性の寄与による捕獲されるキャリアの数の不定性が主に効いていて、5mm 厚素子 A ではこの不定性が最も小さいためエネルギー分解能が良く、10mm 厚素子はこの不定性が最も大きくエネルギー分解能が悪いと考えられる。

本研究の考察から厚い素子での探索による方法は難しいことが分かった。そのため、薄く大面積な結晶を用いることにより高エネルギー分解能で体積が大きい素子を製作し、それによる二重  $\beta$  崩壊探索の可能性を探ってゆく。今後大面積の ( $15\text{mm} \times 15\text{mm} \times 2\text{mm}$  (厚さ)) のオーミック型検出器の性能評価を行い、またバックグラウンドと二重  $\beta$  崩壊の信号を区別するための研究を行う予定である。

## 謝辞

修士課程の2年間の研究生活で多くの方々に私をサポートして頂き、本当にありがとうございます。

本プロジェクトのリーダーである市川温子准教授には半導体検出器のことを全く知らなかった私を一から指導して頂きました。毎週のCdTeミーティングでは多くの助言を頂いたり面白い話を聞かせてもらったりしました。また本論文については、なかなか執筆の進まない私を激励してくださったり、論文全体を何度も丁寧に添削して下さったことに深く感謝いたします。市川先生のおかげで2年間楽しい研究ができたと思います。

中家剛教授には講義で多くの知識を教わり、また研究の事や進路、国際学校のお誘いなどあらゆる面で気にかけてくださいました。本当にありがとうございます。

南野彰宏助教には普段同じ部屋で仕事をされていることもあって、よく私研究の近況などについて気にかけてくださり、また研究の助言を頂いたりしました。本当にありがとうございます。

木河達也さんには私がCdTeプロジェクトに参加するにあたって、装置や解析プログラムの使い方などを丁寧に教えていただきました。またCdTeミーティングで議論に付き合ってくださいました。本当にありがとうございます。

山内隆寛君は1年の途中までCdTeプロジェクトで共に実験を行い、また多くの有益な議論ができました。ひどい実験結果を発表してスタッフ先輩に笑われたこともありましたがこのことも私にとって良い経験になりました。本当にありがとうございます。

合田幸平君は私が2年の時からCdTeプロジェクトに参加し、議論したり実験を手伝ってもらいました。本当にありがとうございます。

そして、高エネルギー物理学研究室の皆様には日常で様々なことを勉強させてもらいました。本当に有り難うございます。

最後に、私を普段支えてくれた家族に深く感謝します。

## A (付録) 検出器の個体差

一般的に体積の大きい素子は素子中に欠陥密度などが高くエネルギー分解能を悪化させる成分が混入しやすくなる(体積の小さい素子では不良品を捨てることで一定の品質を確保できる)。二重 $\beta$ 崩壊の探索では大量の素子が必要となるので個体差がないことが重要になる。

5mm厚素子A、5mm厚素子B、10mm厚素子はそれぞれ3個ずつある。ここでは各素子の個体差について述べる。ここでのセットアップは3章で述べたセットアップと多少異なっている。図A.1、A.2、A.3はそれぞれ5mm厚素子A、5mm厚素子B、10mm厚素子と同じ条件でデータ取得した時のエネルギー分解能である。5mm厚素子Aについては20℃で750Vのバイアス電圧をかけた時の比較であり明確な差はなかった。5mm厚素子Bは素子の1つが故障したため2つの素子の比較を行った。20℃で1000Vのバイアス電圧をかけた時の比較であり2つの素子の差は小さい。10mm厚素子については20℃で1000Vのバイアス電圧をかけた時の比較であり1つの素子のエネルギー分解能が他と比べて悪かった。また10mm厚素子については2回ずつ測定を行ったが測定毎に求めたエネルギー分解能にも差が見られる。この理由は良く分かっていないがバイアス電圧を印加するたびに素子中の電場勾配が変化しノイズの寄与も変化するからではないかと推測される。

結論として個体差は5mm厚素子については小さいが10mm厚素子については大きい個体差があると考えられる。

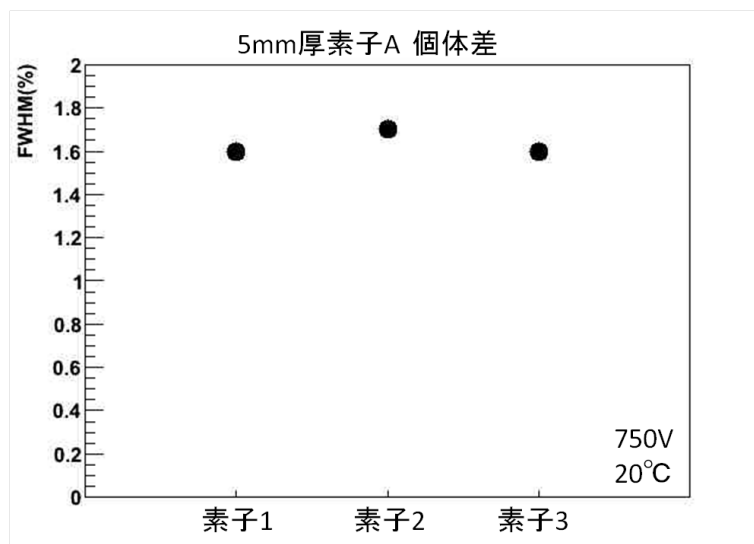


図 A.1: 5mm厚素子Aのエネルギー分解能の比較: 20℃で750Vのバイアス電圧をかけた時

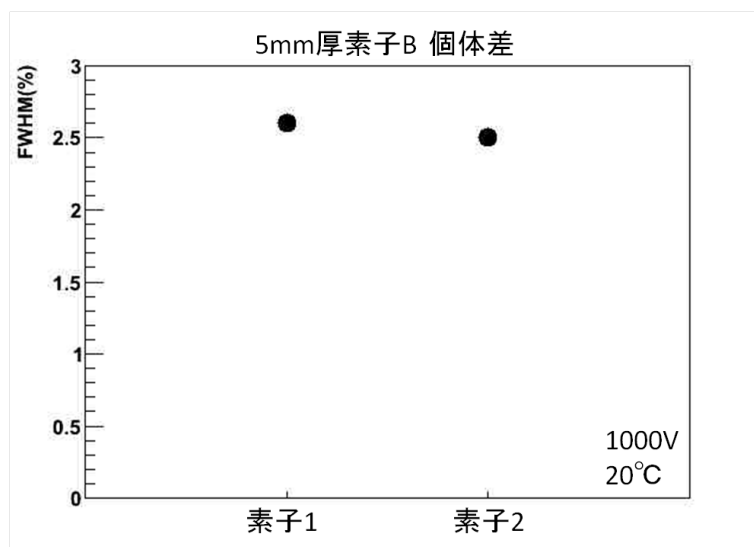


図 A.2: 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の比較: 20 °C で 1000V のバイアス電圧をかけた時

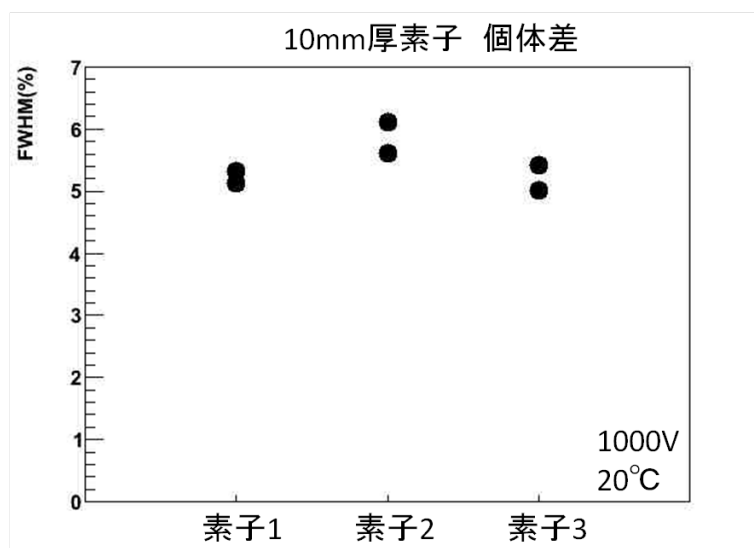


図 A.3: 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の比較: 20 °C で 1000V のバイアス電圧をかけた時

## B （付録） 液体窒素を用いた冷却

ここでは液体窒素を用いた冷却について述べる。<sup>\*14</sup>図 B.1 は冷却測定の設定アップを示したものである。この時はプリアンプはクリアパルス社の低雑音電荷有感型前置増幅器 580K<sup>\*15</sup> を改造したものを使用している。581K と同じく微分回路の時定数の変更 ( $60\mu s \rightarrow 600\mu s$ ) を図 3.9 のように行った。580K 型と 581K 型との違いは印加できるバイアス電圧の大きさで、580K 型は定格 500V まで印加できる。また CdTe 検出器に印加するバイアス電圧用の電源にはクリアパルス社 0~1kV2ch 出力の低ノイズ高安定度の高圧バイアス電源 6671PP/AC<sup>\*16</sup> を使用した。この測定ではバイアス電圧は 400V に固定してある。このセットアップでは温度コントロールが難しくバイアス電圧依存性等の性能評価はペルチェ素子を用いた冷却のみ行っている。

また、ここでは恒温槽を用いた冷却による測定も行っている。使用したプリアンプ及びバイアス電源は液体窒素の時と同じである。

5mm 厚素子 A について  $^{137}\text{Cs}$  線源を照射して 662.6keV $\gamma$  線の光電ピークを用いたエネルギー分解能の評価を行った。バイアス電圧は 400V である。

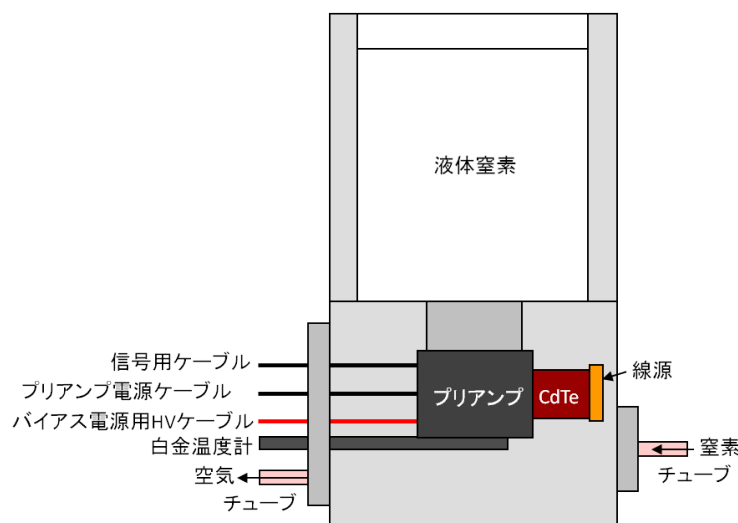


図 B.1: 液体窒素による冷却の設定アップ

<sup>\*14</sup>この測定は木河さんが行ったものである。[21]

<sup>\*15</sup>詳しい仕様は <http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/581.pdf>

<sup>\*16</sup>詳しい仕様は [http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/6671\\_6672\\_6673.pdf](http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/6671_6672_6673.pdf)



図 B.2 は液体窒素及び恒温槽を用いて冷却した時の 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能である。この結果によると 0 °C から -10 °C のあたりでエネルギー分解能が最も良くなっていることが分かる。それ以外の測定でもエネルギー分解能が 4 章での測定の際に比較してあまり悪くなっていないがこれは異なるセットアップによるノイズの混入の仕方及び解析プログラムの違いが考えられる。5 章の議論からバイアス電圧を更に高くすることにより温度が -20 °C 以下でも更にエネルギー分解能が向上する可能性がある。

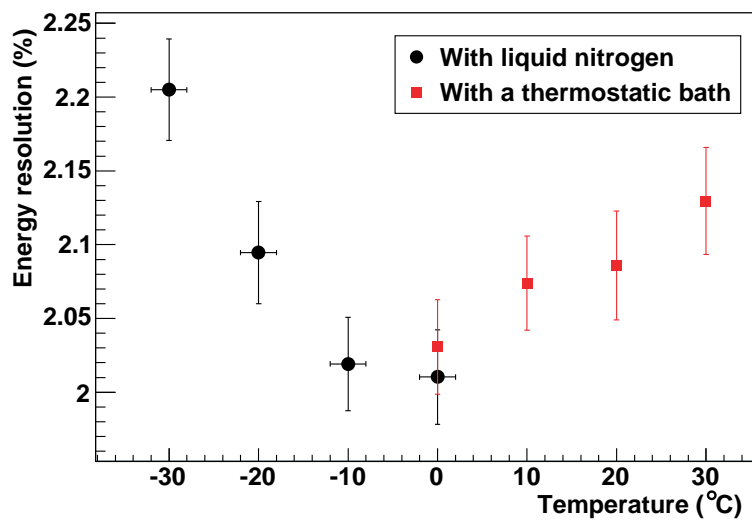


図 B.2: 液体窒素及び恒温槽を用いて冷却した時の 5mm 厚素子 A のエネルギー分解能:バイアス電圧は 400V

## C (付録) 素子の電荷収集について

2章4節において素子の収集電荷について述べた。図 C.1 は 10mm 厚素子について Hecht の式 2.6 を用いて素子の収集電荷の時間変化を見たものである。縦軸は電荷の収集効率である。(1 ならばすべて収集されている) バイアス電圧は 1000V で電子及び正孔の移動度、寿命についてはアクロラドの公称値 2.1 を用いた。これと実データ(図 C.2)を比較すると、まず特に陽極付近で発生したキャリアの収集効率と陰極付近で発生したキャリアの収集効率の比を見て実データの方が陽極付近で発生したキャリアの収集効率がかなりいい。電子と正孔では電子の方が移動度が高く理論的予想と実データで差が出にくいと考えられるためこれは正孔のキャリア収集が理論よりも実データの方でかなり良好であることを示している。4章で求めた正孔キャリアの移動度は実データの方が公称値よりも低かったので、Hecht の式との差は更に大きい。

この理由についてここで考えられる要因は2つあり、1つは正孔キャリアの捕獲寿命がアクロラドの公称値よりもかなり長いということ、そしてもう一つはキャリアの解放の効果の寄与である。理論の方は一度捕獲されたキャリアが解放される効果については考慮されていない。これについて次の章で考察する。

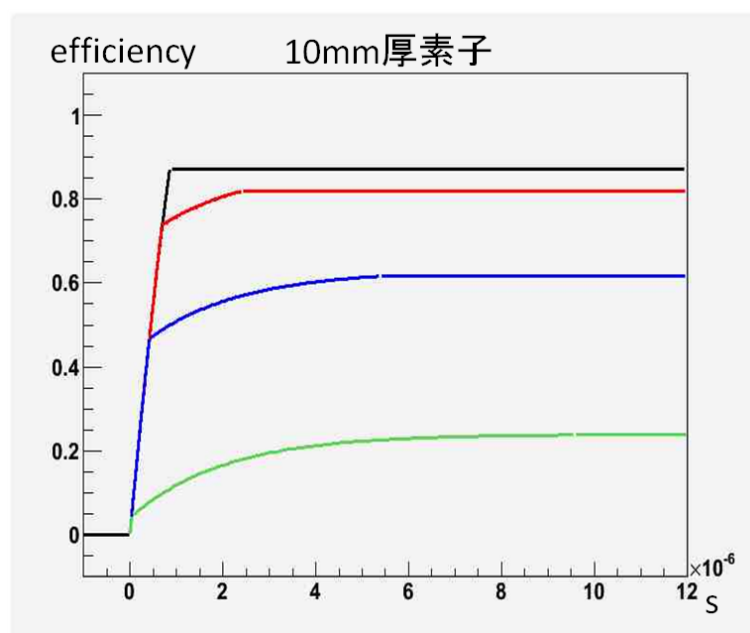


図 C.1: Hecht の式から求めた 10mm 厚素子の収集電荷の時間変化の様子: バイアス電圧は 1000V

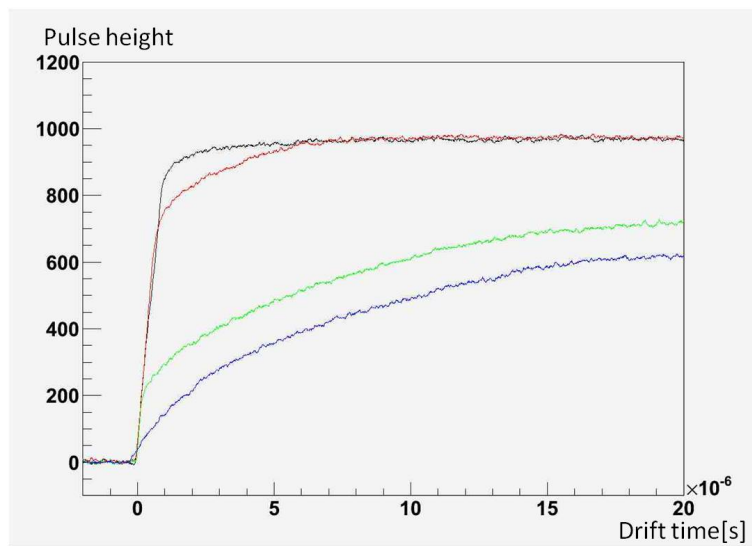


図 C.2: 10mm 厚素子の実データの収集電荷の時間変化 (波形) の様子: バイアス電圧は 1000V

## D (付録) キャリアのドリフトのシミュレーション

ここでは素子内で電子正孔対が生成された時どのように収集されるかについてシミュレーションを行った。具体的には陰極と陽極の間のどこかの点でキャリアが対生成され、一様な電場(仮定)によりステップが増える(時間が経過する)とキャリアが離散化された点を移動していく。キャリアが移動するごとにある確率でキャリアが捕獲され、捕獲されたキャリアは再びある確率で解放され、また一部のキャリアは1ステップごとにある確率で完全に捕獲され解放されなくなる、というものである。キャリア捕獲の確率はキャリア寿命から求めている。キャリア解放及び消滅の確率は任意に設定する。

ここでのシミュレーションも前章と同様 10mm 厚素子にバイアス電圧を 1000V 印加した場合について考察している。

図 D.1 はシミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子である。ここでの設定として、キャリアが解放される確率を 0、つまり一度捕獲されるとキャリアの解放はされないとしている。これは Hecht の式の仮定と同じであり、実際前章の理論的予想図 C.1 と一致している。

図 D.2 は正孔キャリアの捕獲寿命を 5 倍に伸ばした時のシミュレーションである。陽極付近で発生したキャリアの収集効率は上昇しているが、実データの波形とは形が似ていない。特にシミュレーションではドリフトが終了した時点でキャリア収集効率が止まるのでそこで角ばった波形になる。

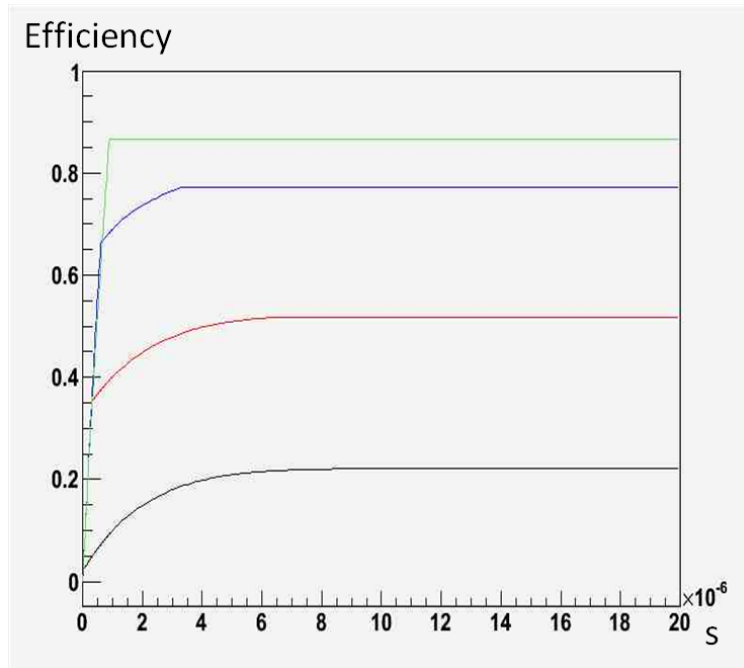


図 D.1: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放をしない場合

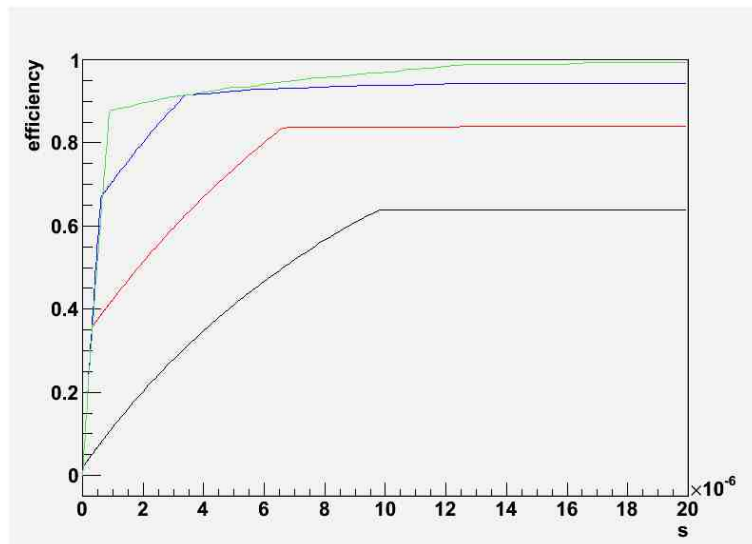


図 D.2: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放をしない場合、正孔キャリアの捕獲寿命5倍

次に図D.3、D.4はそれぞれキャリアが解放されるが完全に捕獲はされない場合を考える。それぞれキャリア解放寿命は $10\mu\text{s}$ 、 $50\mu\text{s}$ である。キャリア解放により陽極付近で発生したキャリアの収集効率は上昇する。しかし、この後もキャリア収集効率は上昇し続けるため実データを正確に再現しているとは言えない。

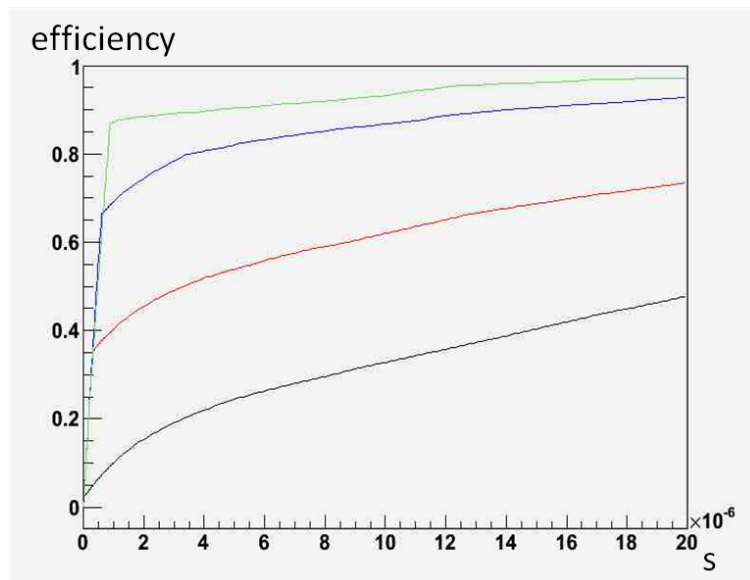


図 D.3: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放の寿命  $10\mu\text{s}$

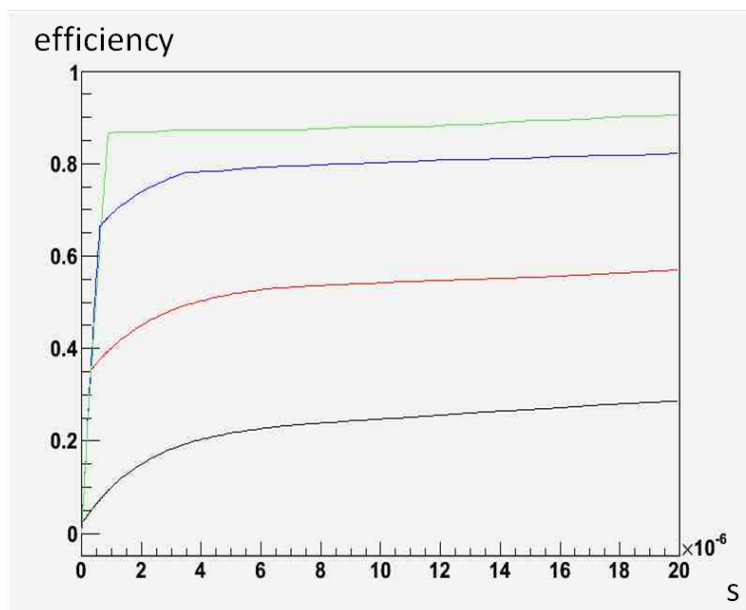


図 D.4: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放の寿命  $50\mu\text{s}$

図 D.5 は捕獲されたキャリアがある確率で完全に解放されなくなる場合を考慮した時のシミュレーションである。これを見ると一度捕獲されたキャリアが後で解放されることで電荷収集曲線がなめらかになっている。更に図 D.6 は正孔の移動度をアクロラドの公称値の 0.8 倍に設定した時のシミュレーションで、これはかなり実データの波形 (図 C.2) をかなりよく再現している。このことから、実際の素子のキャリアは捕獲、解放とキャリアの消滅を行っていると考えられる。また、キャリアの解放の効果によりドリフト時間が伸びる。したがって、本当はキャリアの移動度を求める時はこの影響を考えなければならない。

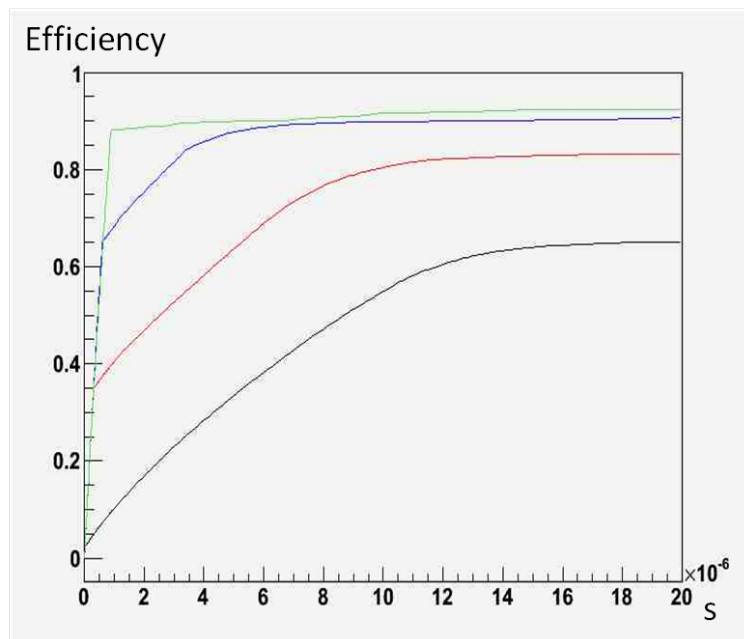


図 D.5: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの完全捕獲の考慮をしている



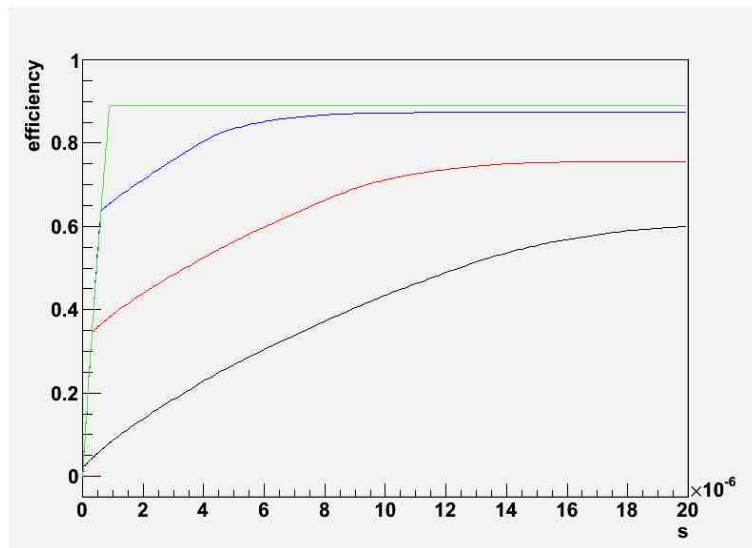


図 D.6: シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの完全捕獲の考慮をしている、正孔移動度 0.8 倍

## 表 目 次

1.1	二重 $\beta$ 崩壊を起こす主な同位体	7
2.1	半導体検出器に用いられる主な半導体の性質: ACRORAD ホームページより	10
4.1	素子 A のエネルギー分解能: 20 °C でバイアス電圧を変化させている	25
4.2	素子 A のエネルギー分解能: バイアス電圧が 1500V で温度を変化させている	25
4.3	素子 A のエネルギー分解能: 0 °C 及び -10 °C でバイアス電圧を変化させている	25
4.4	素子 A のエネルギー分解能 (662.6keV): 20 °C でバイアス電圧を変化させている	27
4.5	素子 A のエネルギー分解能 (662.6keV): -10 °C でバイアス電圧を変化させている	27
4.6	素子 B のエネルギー分解能: バイアス電圧が 1000V で温度を変化させている	29
4.7	素子 B のエネルギー分解能: -10 °C でバイアス電圧を変化させている	29
4.8	10mm 厚素子のエネルギー分解能: バイアス電圧及び温度を変化させている	31
4.9	10mm 厚素子のエネルギー分解能 (662.6keV): -10 °C でバイアス電圧を変化させている	32
5.1	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳: -10 °C でバイアス電圧が 2000V の時	52
5.2	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳: 20 °C 及び -10 °C バイアス電圧が 1500V の時	52
5.3	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の内訳: -10 °C でバイアス電圧が 1500V 及び 2000V の時	53
5.4	5mm 厚素子 B のエネルギー分解能の内訳: -10 °C でバイアス電圧が 1000V、2000V、3000V の時	54
5.5	10mm 厚素子のエネルギー分解能の内訳: -10 °C でバイアス電圧が 2000V の時	55

## 目 次

1.1	2個のニュートリノを放出する二重 $\beta$ 崩壊のダイアグラム	5
1.2	ニュートリノを放出しない二重 $\beta$ 崩壊のダイアグラム	5
1.3	二重 $\beta$ 崩壊で観測される2個の電子のエネルギーの和のスペクトル	7
2.1	$\gamma$ 線のCdTeとの反応断面積 縦軸は吸収係数	11
2.2	$\gamma$ 線のSiとの反応断面積 縦軸は吸収係数	11
2.3	5mm厚CdTe素子の検出器に2MeVの $\gamma$ 線が光電吸収反応した時の収集される電荷: $x_0$ は陽極からの距離	13
3.1	結晶Aを用いた検出器	14
3.2	結晶Bを用いた検出器 ケースの写真	15
3.3	結晶Bを用いた検出器 アセンブリ設計図	15
3.4	15mm×15mm×10mm(厚さ)の 結晶	15
3.5	10mm厚結晶を用いた検出器	15
3.6	セットアップ概略	15
3.7	Flash ADC CAEN V1724	16
3.8	低雑音電荷有感型前置増幅器 581K	16
3.9	プリアンプの改造: 微分回路の時定数の変更	17
3.10	bias電源 6663P/AC	17
3.11	冷却の断面図	18
3.12	冷却中の素子Aの検出器の写真	19
4.1	プリアンプを通したCdTe検出器(5mm厚素子A)の信号	20
4.2	波高とドリフト時間の求め方	21
4.3	陰極付近で反応したCdTe検出器(5mm厚素子A)の信号	21
4.4	陽極付近で反応したCdTe検出器(5mm厚素子A)の信号	21
4.5	素子A: 補正前のエネルギースペクトル	22
4.6	素子A: 補正前の波高とドリフト時間の関係	23
4.7	素子A: 1332.5keV光電ピークイベントの波形	23
4.8	素子A: 補正後のエネルギースペクトル	24
4.9	5mm厚素子Aをバイアス電圧2000Vで $-10^\circ\text{C}$ の時に $^{137}\text{Cs}$ 線源を照射して収集したデータ	26
4.10	5mm厚素子Bをバイアス電圧2000Vで $-10^\circ\text{C}$ の時に $^{60}\text{Co}$ 線源を照射して収集したデータ	28

4.11	10mm 厚素子をバイアス電圧 2000V で $-10^{\circ}\text{C}$ の時に $^{60}\text{Co}$ 線源を照射して収集したデータ	30
4.12	10mm 厚素子をバイアス電圧 2000V で $-10^{\circ}\text{C}$ の時に $^{137}\text{Cs}$ 線源を照射して収集したデータ	31
4.13	素子 A のドリフト時間分布。温度は $-10^{\circ}\text{C}$ で、バイアス電圧は 2000V	33
4.14	素子 A のドリフト時間分布。 $20^{\circ}\text{C}$ でバイアス電圧は 500V (青)、1000V (赤)、1500V (黒)	34
4.15	素子 A のドリフト時間分布。バイアス電圧を 1500V 印加して、温度は $20^{\circ}\text{C}$ (緑)、 $10^{\circ}\text{C}$ (赤)、 $0^{\circ}\text{C}$ (青)、 $-10^{\circ}\text{C}$ (黒)	35
4.16	素子 B のドリフト時間分布。 $-10^{\circ}\text{C}$ で、バイアス電圧は 2000V	36
4.17	素子 B のドリフト時間分布。 $-10^{\circ}\text{C}$ でバイアス電圧は 1000V (青)、2000V (赤)、3000V (黒)	37
4.18	10mm 厚素子のドリフト時間分布。 $-10^{\circ}\text{C}$ で、バイアス電圧は 2000V	38
4.19	5mm 厚素子 A の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント	40
4.20	素子 A: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークの信号: Drift time が $0\mu\text{s}$ 付近の傾きを求めている。	40
4.21	5mm 厚素子 A の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント	41
4.22	5mm 厚素子 A の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 1000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント	41
4.23	5mm 厚素子 B の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント	42
4.24	5mm 厚素子 B の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 1000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント	43
4.25	10mm 厚素子の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 1332.5keV 光電ピークのイベント	43
4.26	10mm 厚素子の $t(\text{start})$ 付近の傾きとドリフト時間の関係: $-10^{\circ}\text{C}$ で 2000V のバイアス電圧をかけた時の 662.6keV 光電ピークのイベント	44
5.1	ペDESTALのふらつきの時間依存性	46
5.2	素子 A: $20^{\circ}\text{C}$ の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青)	47

5.3	素子 A: $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青) . . . . .	48
5.4	素子 B: $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ の時のノイズ。バイアス電圧は印加していない時 (黒)、500V (赤)、1000V (緑)、1500V (青)、2000V (ピンク)、 2500V (水色)、3000V (黄緑) . . . . .	48
5.5	ドリフト時間とピーキング時間 . . . . .	49
5.6	実データの光電ピークイベント分布 . . . . .	49
5.7	モンテカルロの光電ピークイベント分布 . . . . .	50
A.1	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の比較: $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ で 750V のバイア ス電圧をかけた時 . . . . .	60
A.2	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の比較: $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ で 1000V のバイア ス電圧をかけた時 . . . . .	61
A.3	5mm 厚素子 A のエネルギー分解能の比較: $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ で 1000V のバイア ス電圧をかけた時 . . . . .	61
B.1	液体窒素による冷却のセットアップ . . . . .	62
B.2	液体窒素及び恒温槽を用いて冷却した時の 5mm 厚素子 A のエネル ギー分解能:バイアス電圧は 400V . . . . .	63
C.1	Hecht の式から求めた 10mm 厚素子の収集電荷の時間変化の様子:バ イアス電圧は 1000V . . . . .	64
C.2	10mm 厚素子の実データの収集電荷の時間変化 (波形) の様子:バイ アス電圧は 1000V . . . . .	65
D.1	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放 をしない場合 . . . . .	67
D.2	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放 をしない場合、正孔キャリアの捕獲寿命 5 倍 . . . . .	67
D.3	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放 の寿命 $10\mu\text{s}$ . . . . .	68
D.4	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの解放 の寿命 $50\mu\text{s}$ . . . . .	69
D.5	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの完全 捕獲の考慮をしている . . . . .	70
D.6	シミュレーションによる収集電荷の時間変化の様子:キャリアの完全 捕獲の考慮をしている、正孔移動度 0.8 倍 . . . . .	71

## 参考文献

[1] W.Pauli, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)

- [2] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance "Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [3] Y.Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation ", Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004)
- [4] Ahmad, Q. R. et al. [SNO Collaboration], "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory ", Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301, arXiv:nucl-ex/0204008.
- [5] T.Araki et al. [The KamLAND collaboration], "Measurement of Neutrino Oscillation with Kam-LAND: Evidence of Spectral Distortion ", Phys.Rev.Lett.94,081801 (2005)
- [6] E.Aliu et al. [K2K Collaboration], "Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment ", arXiv:hep-ex/0411038 (2005)
- [7] A. Goobar, S. Hannestad, E. Mortsell, H. Tu. "The neutrino mass bound from WMAP 3 year data, the baryon acoustic peak, the SNLS supernovae and the Lyman- forest ", Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 606 (6), arXiv:astro-ph/0602155.(2006)
- [8] B. Pontecorvo, "Mesonium and anti-mesonium ". Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33: 549-551. (1957) reproduced and translated in Sov. Phys. JETP 6: 429. 1957.
- [9] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata, "Remarks on the unified model of elementary particles ", Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [10] Abe, S. et al. [The KamLAND collaboration], " Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND ", Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 221803, arXiv:0801.4589.
- [11] K. Abe et al. [T2K Collaboration], "Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam ", Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011)
- [12] Y. Abe et al. [DOUBLE-CHOOZ Collaboration], "Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment ", arXiv:1112.6353, (2011)

- [13] P. Minkowski, "mu  $\rightarrow$  e gamma at a rate of one out of 1-billion muon decays? ", Phys. Lett. B67 (1977) 421
- [14] T. Kirsten et al, Proc. Int. Symp. Nuclear Beta Decay and Neutrino (Osaka 86), 81 (1986)
- [15] Turkevich, Anthony L. and Economou, Thanasis E. and Cowan, George A, " Double-beta decay of  $^{238}\text{U}$  ", Phys. Rev. Lett. 67, 3211 (1991)
- [16] H.V.et al.[Heidelberg-Moscow Collaboration], "Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment, Klapdor-Kleingrothaus ", Eur. Phys. J. A12 (2001) 147-154.
- [17] 大野 良一, CdTe 系放射線検出器の開発動向, 放射線 vol.30, No.1 (2004)
- [18] W.Shockley, "Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge ", Journal of Applied Physics 9 (10): 635 (1938)
- [19] S.Ramo, "Currents Induced by Electron Motion ", Proceedings of the IRE 27 (9): 584-585 (1939)
- [20] Werner Rodejohann, "Neutrino-less Double Beta Decay and Particle Physics " ,Int. J. Mod. Phys. E20 (2011) 1833-1930, arXiv:1106.1334.
- [21] T.Kikawa, A.K.Ichikawa, T.Hiraki, T.Nakaya, "Improvement of the energy resolution of CdTe detectors by pulse height correction from waveform ", arXiv:1111.1711