

III-V 族半導体である InP を用いた
太陽ニュートリノ検出器の開発

宮城教育大学教育学部学校教育教員養成課程
理科教育専攻

D2152 佐藤 哲也

2004 年 2 月

要約

InP は III-V 族化合物半導体であり、常温で使用可能な放射線半導体検出器として期待されている。また、インジウムは電子ニュートリノを捕獲する断面積が大きいので、 pp , 7Be ニュートリノといった低エネルギーの太陽ニュートリノ測定器となる可能性もある。

本論文では、半絶縁型 InP 素子を用いた半導体検出器を開発し、半導体検出器としての特性や、アルファ線、ガンマ線を用いた放射線による応答を評価した。その結果、これまで 4.2eV と言われていた常温での電子正孔対生成に必要なエネルギーが $1.30^{+0.062}_{-0.352}\text{eV}$ であり、検出器の有効領域を表すパラメータである μ_T が 100^{+160}_{-70} であるという結論を得た。

目次

第1章	はじめに	2
1.1	太陽ニュートリノ	2
1.2	ニュートリノ振動	4
1.3	ppニュートリノ測定の意義	5
1.4	インジウムを使った太陽ニュートリノ実験	5
1.4.1	インジウムを用いた測定原理	5
1.4.2	液体シンチレータ実験 (LENS)	7
1.4.3	インジウム・リン半導体検出器実験	7
1.5	その他の pp 太陽ニュートリノ実験	7
第2章	性能評価	8
2.1	InP 半絶縁体検出器	8
2.2	素子としての性能評価 V-I 特性	10
2.3	放射線による応答性能の評価	11
2.3.1	Si を使ったキャリブレーション	11
2.3.2	α 線による InP 半絶縁体検出器の応答	12
2.3.3	γ 線による InP 半絶縁体検出器の応答	18
第3章	考察と結論	19
3.1	アルファ線による電子 正孔対生成エネルギーの評価	19
3.2	$\mu\tau$ の評価	20
3.3	電荷収集効率の評価	21
第4章	今後の課題	24

第1章 はじめに

1.1 太陽ニュートリノ

太陽の熱源は、pp連鎖(図1.1)と呼ばれる一連の熱核融合反応である。この連鎖反応から生成されるニュートリノには、ppニュートリノ、pepニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノ、hepニュートリノがある。

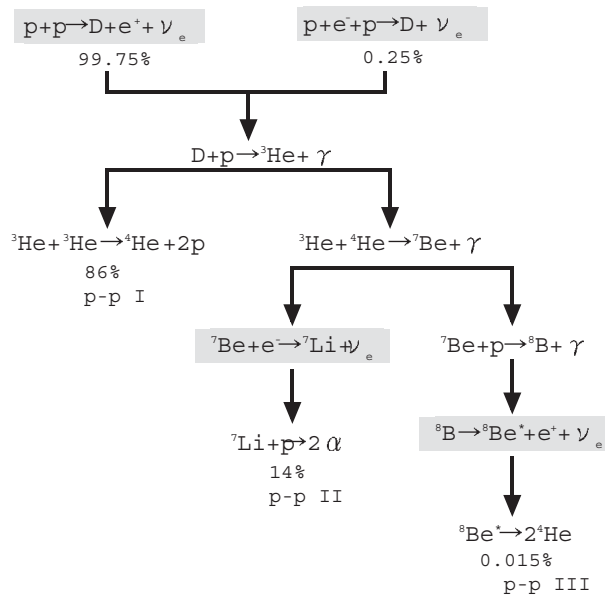


図 1.1: pp連鎖反応

各ニュートリノの地球での強度は、標準太陽モデルで計算されている。ニュートリノの総強度は $6.6 \times 10^{10} / \text{cm}^2 / \text{s}$ と計算されている。各ニュートリノの強度は

pp	$6.0 \times 10^{10} (\pm 1\%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
${}^7\text{Be}$	$4.8 \times 10^9 (\pm 10\%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
pep	$1.4 \times 10^8 (\pm 15\%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
${}^8\text{B}$	$5.05 \times 10^6 (+20 / - 16\%) / \text{cm}^2 / \text{s}$
hep	$9.34 \times 10^3 / \text{cm}^2 / \text{s}$

である。スーパーカミオカンデ実験や SNO 実験が観測しているニュートリノは、全体の 0.01% しかない ${}^8\text{B}$ ニュートリノである。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノはエネルギーが大きく観測がより容易であるために、現在太陽ニュートリノ観測の主役となっている。標準太陽モデルが予想するニュートリノエネルギースペクトルを図 1.2 に示す。

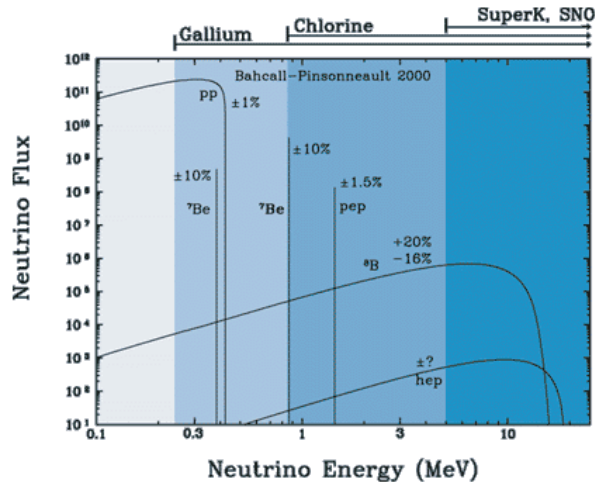
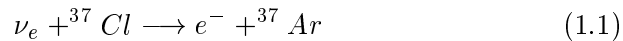


図 1.2: 標準太陽モデルが予想するニュートリノエネルギースペクトル

太陽ニュートリノ観測はデイビスらが 1968 年に開始した塩素を用いた実験に始まった。この実験は、615 トンの四塩化炭素を入れたタンクの中で、太陽ニュートリノと塩素の反応 (式 1.1) で生じるアルゴン原子を数ヶ月に一度回収し、その数を数える。



この手法は放射科学法とよばれ、あるエネルギー閾値以上のニュートリノの積分強度を測定するものである。この実験で検出できるのは主に ${}^8\text{B}$ ニュートリノである。デイビスらは、観測されたニュートリノ強度が標準太陽モデルの予想値に比べて 3 分の 1 から 4 分の 1 しかないという太陽ニュートリノ問題を提唱した。この実験は、1990 年代末まで 30 年近く続

いたのだが、最終結果も標準太陽モデルから計算される理論値の3分の1だった ($0.34 \pm 0.03 + 0.17 / -0.14$, 誤差はそれぞれ統計的および理論的不定性を表す)。

1983年から始まったカミオカンデ実験は、電子散乱により太陽ニュートリノを捕らえた。カミオカンデは、リアルタイム検出器であり、現象を1つ1つ起きたその瞬間に捕らえることができた。また、ニュートリノの飛来方向が分かるため、ニュートリノが太陽から本当に着ていることも分かった。カミオカンデが観測したニュートリノ強度も標準太陽モデルの予想値に比べて低い値を示した。

スーパーカミオカンデ (SK) は、地下 1,000m の場所に位置する。全容積 50,000 トンの水タンク内には、11,146 本の直径 50cm の光電子増倍管が取り付けられ、水中でのニュートリノ反応が作り出す荷電粒子のチェレンコフ光を捕らえる。SK ではニュートリノと電子との散乱を用いて ${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノを捕らえる。ニュートリノと電子との散乱では、 ν_e のみならず、 ν_μ, ν_τ も捕らえることができる。最新の結果は標準太陽モデルから計算される理論値と比べて、 $0.465 \pm 0.005^{+0.014}_{-0.012}$ である。¹⁷⁾

太陽ニュートリノの主成分である pp, ${}^7\text{Be}$ ニュートリノに感度がある放射化学法による実験が、ロシア (SAGE¹⁴⁾) とイタリア (GALLEX¹⁵⁾) で 1990 年代から行われたが、これらの実験でも標準太陽モデルに比べて小さな (約 60%) 強度が観測された。

SNO 実験が 2001 年に全太陽ニュートリノフラックス ($\mu_e + \mu_\nu + \mu_\tau$) の測定に成功し、その中での μ_e 成分が確かに 3分の1 しかないことがわかり、ついにデビスの結果が確認された。

1.2 ニュートリノ振動

スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測は、約 15,000 イベントの大気ニュートリノサンプルの詳細な解析から、大気ニュートリノ異常は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ になるニュートリノ振動によって引き起こされていることを明らかにした。ニュートリノ振動の確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2(\Delta m^2_{23} L / 4E) \quad (1.2)$$

で与えられる。ただし、 $\theta_{23}, \delta m^2_{23}$ はそれぞれ第 2, 第 3 世代間の混合角、質量 2 乗差を表す。L, E はニュートリノの飛行距離とエネルギーである。大気ニュートリノは様々なエネルギーを持つので、1.2 式をエネルギーで平均すると、ニュートリノ振動確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) / 2 \quad (1.3)$$

となる。下向きの大気ニュートリノは上空 20km 程度ででき、上向きは地球の裏側 10,000km で作られる。上向き ÷ 下向きの観測値が期待値の約 2 分の 1 ということは、混合 $\sin^2(2\theta_{23})$ が最大値 1 を取ることを意味する。この最大混合という観測結果は全く予想外の結果だった。第 2 のパラメーター Δm_{23}^2 は、天頂角分布でニュートリノ振動が効き始める角度から決定することができた。結果は

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.92 - 1.0 \quad (1.4)$$

$$\Delta m_{23}^2 = (1.6 - 3.9) \times 10^{-3} eV^2 \quad (1.5)$$

である。

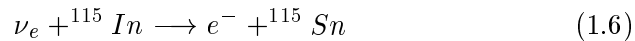
1.3 pp ニュートリノ測定の意義

スーパーカミオカンデ実験や SNO 実験が観測しているニュートリノは、標準太陽モデルから予想されるニュートリノフラックス全体の 0.01% しかない 8B ニュートリノである。太陽ニュートリノの大部分をしめる pp ニュートリノを直接観測することができれば、つまり低エネルギーのニュートリノを観測することができれば、太陽ニュートリノ問題、混合角、質量 2 乗差に決着がつく。SAGE¹⁴⁾ や GALLEX¹⁵⁾ のように pp, 7Be ニュートリノに感度があり、なおかつカミオカンデ実験のようにリアルタイムで現象を捕らえることのできる検出器の開発が必要である。このような低いエネルギーのニュートリノの観測ができる検出器として InP を使ったものが考えられている。

1.4 インジウムを使った太陽ニュートリノ実験

1.4.1 インジウムを用いた測定原理

インジウムを用いたニュートリノ検出の原理は、1976 年ラガバンによって発表された。これはインジウム (^{115}In) のニュートリノ捕獲による逆ベータ崩壊を利用したものである。



反応生成物の Sn の励起状態 ($^{115}Sn^*$) は、半減期 3.26×10^{-6} 秒で 116keV と 498keV の二つのガンマ線を放出して基底状態に落ちる。116keV のガンマ線の約 50 % は内部転換により 90keV の電子と特性 X 線を放出する。

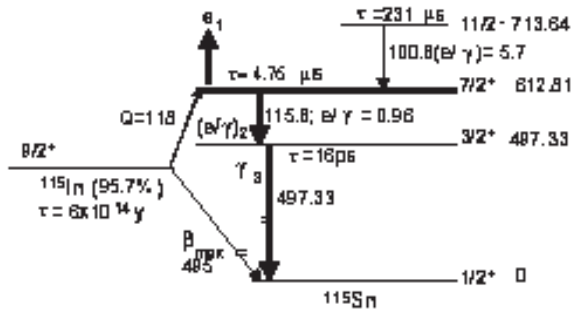


図 1.3: ^{115}InP のニュートリノ捕獲による原子核エネルギー構造

このインジウムを用いたニュートリノ反応の特徴は、この反応を引き起こすのに必要なニュートリノのエネルギー閾値が 128keV と低いことである。このことは非常に低いエネルギーのニュートリノを観測できる可能性があり、特に pp 核反応や ${}^7\text{Be}$ 過程からの太陽ニュートリノのようにエネルギーの低いニュートリノの検出に有効であると考えられる。入射ニュートリノのエネルギーと放出電子のエネルギーの関係は、

$$E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{keV} \quad (1.7)$$

である。ここで E_{ν_e} は入射ニュートリノのエネルギー、 E_{e^-} は逆ベータ崩壊から放出される電子のエネルギーである。つまり、放出された電子のエネルギーを測定することにより入射ニュートリノのエネルギーを求められ、エネルギー分布を得ることができる。

このインジウムによるニュートリノ反応の最大の特徴は、ニュートリノ捕獲により放出される電子と二つのガンマ線による 3 重同時計測が時間的及び空間的にできる点である。この二つのガンマ線は電子を放出してから平均的に 3.3×10^{-6} 秒後に放出され、このうち 116keV のガンマ線は反応点に近いところで検出され、 498keV のガンマ線は比較的離れたところで検出される。

また、インジウム自身による崩壊の問題がある。これは ^{115}In が安定な元素ではなく、半減期 4.4×10^{14} 年、放出電子の最大エネルギー (E_{max}) が 489keV のベータ崩壊を起こし、基底状態の ^{115}Sn に遷移する。このとき放出される電子がバックグラウンドとなってしまう。S/N を上げるためには、 600keV 程度のガンマ線のコンプトン散乱を抑えればよく、原子番号の大きい物質を用いる必要があり、またエネルギー分解能を 100keV 以下に、時間分解能を 1μ 秒以下にできれば、S/N は十分改善される。

1.4.2 液体シンチレータ実験 (LENS)

LENS 実験²⁾(Low Energy Neutrino Spectroscopy) は、リアルタイム検出器であり、太陽から来る数 MeV の電子ニュートリノの観測を目的としている。液体シンチレータの中にイットリビウム、またはインジウムを液体シンチレータの重量の約 10% 溶かし込んだものを使用して観測が行われている。太陽ニュートリノ散乱の特徴的な反応(遅延 γ 線, β 線が出る)を捕らえることを目的としている。遅延信号を使うことにより、環境バックグラウンドを減らすことができる。

1.4.3 インジウム・リン半導体検出器実験

InP を用いた半導体検出器は常温で使用が可能であるという特徴を持っている。これまでに世界各地でその性能や性質、検出器の電気的な特性が研究分析されている。また GaAs とともに InP を用いた半導体検出器は次世代の高エネルギー物理学や医療用造影システムの分野の中での研究に使用できると期待されている。InP を用いた半導体検出器はこのような理由から、今盛んに研究のなされているものである。

このような条件を満たす検出器の一つとして、InP ダイオードが考えられている。InP ダイオードは密度が 4.79gcm^{-3} 、平均の原子量が 80.2 であり、ガンマ線のコンプトン散乱による雑音が抑えられ、エネルギー分解能が非常に良いと期待されている。また時間分解能も非常に良いと考えられる。

1.5 その他の pp 太陽ニュートリノ実験

pp ニュートリノを捕らえる将来実験として、MOON³⁾、CLEAN⁴⁾、HERON⁵⁾、XMASS⁶⁾ の実験がある。

MOON はモリブデン (Mo) を用いた実験であり、細かくセグメント化(物理的分割および伝播速度による分割)された装置で、ニュートリノ反応信号と遅延 β 線との同時計測を使う実験である。

CLEAN は、液体ネオンあるいは液体ヘリウムを波長変換板を張った容器に入れ、シンチレーション光を光電子増倍管で見るというものである。

HERON は、超流動状態の液体ヘリウムを使い、散乱電子からのシンチレーション、及び熱的信号を捕らえる実験である。

XMASS は、日本で進められている 10 トンクラスの液体キセノンを用いた実験である。液体キセノンが非常に発光量が大きいシンチレータであること、外的ガンマ線に対しての自己遮蔽能力が極めて優れていることを利用して、低エネルギー太陽ニュートリノの精密観測を目指している。

第2章 性能評価

2.1 InP 半絶縁体検出器

III-V 族半導体である InP は、世界各地でさまざまな研究がなされている。しかし、いまだに実用段階にはいたっていないの現状である。この検出器の性能を精密に調べることは、太陽ニュートリノ検出器の開発において大変重要である。

本論文では、InP を用いて、 5.48MeV の ^{241}Am のアルファ線、 662keV の ^{137}Cs のガンマ線の測定を行い、この検出器の有効領域を表すパラメータ ($\mu\tau$) や電荷収集効率を調べることで性能を評価することを目的とする。

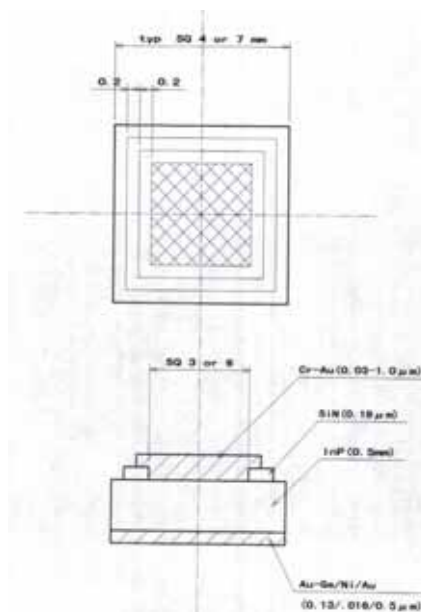


図 2.1: InP 半絶縁体半導体検出器

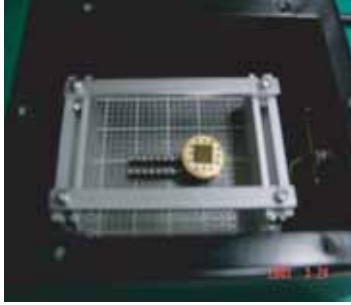


図 2.2: In Si 半導体検出器:測定時のセッティング

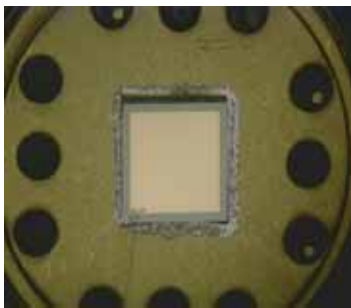


図 2.3: InP Si 半導体検出器 : 拡大写真

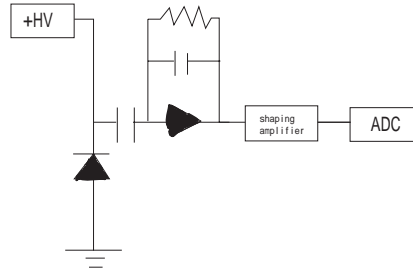


図 2.4: 測定器のセットアップ

2.2 素子としての性能評価 V-I 特性

ダイオードに対する電圧-電流特性は、ダイオードの性能、特に低エネルギーのガンマ線を検出する際に問題になる雑音と関係している。つまり、逆バイアス電圧を印加したときの暗電流が小さくかつ安定であることが必要である。

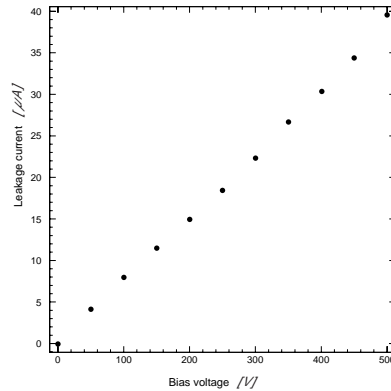


図 2.5: InP 半導体検出器の電圧-電流特性

暗電流には少数キャリアが荷電欠損領域への拡散によって入り込み、荷電欠損領域内の電界によって加速されて電流となる拡散電流 (J_D) が存在する。これは、

$$J_D = J_s [\exp(|e|V/K_B T) - 1] \quad (2.1)$$

$$J_s = |e|n_i^2 (N_a^{-1} (D_n/\tau_n)^{1/2} + N_b^{-1} (D_p/\tau_p)^{1/2}) \quad (2.2)$$

で表される。ここで K_B はボルツマン定数, n_i は固有電荷密度, N_a および N_b はそれぞれのアクセプターおよびドナーの不純物濃度, D_p および D_n はそれぞれ n 型および p 型内での少数キャリアーの寿命を表す。また, 厚さ X_n の荷電欠損領域内で熱的に発生した電子-正孔対が電界によって加速され電流となる発生電流 (J_G) が存在し,

$$J_G = |e|n_i X_n / \tau \quad (2.3)$$

$$\tau = (\tau_p + \tau_n) / 2 \quad (2.4)$$

で表される。実際には式 2.3 の発生電流は式 2.1 の拡散電流に比べて約 10^3 倍程度大きい。これらの暗電流以外に表面漏洩電流とよばれる暗電流も存在する。これは, ダイオードの製作過程での表面処理に依存しており一般的な評価はできない。しかし, 比較的低い逆バイアス電圧において暗電流が小さい場合はこの電流の影響は少なく, 逆バイアス電圧が大きくなるにつれて影響が出てくることになる。したがって, 低い逆バイアス電圧のときは 2.3 式の発生電流が主に効いていると考えられる。

2.3 放射線による応答性能の評価

2.3.1 Si を使ったキャリブレーション

キャリブレーションを行うためにシリコン (Si) を用いて ^{57}Co (122keV) と ^{133}Ba (356keV) のガンマ線を測定した。InP 半導体検出器での ^{57}Co のエネルギースペクトルを図 2.6 に, ^{133}Ba のエネルギースペクトルを図 2.8 に, ^{241}Am のエネルギースペクトルを図 2.3.1 に示す。また, シミュレーションより得られる図を図 2.3.1, 図 2.3.1, 図 2.3.1 に示す。図 2.3.1 と図 2.3.1 を見てみるとシミュレーションから得られるピークの位置が一致した。また, 図 2.3.1 と図 2.3.1 を見てみるとシミュレーションからは 207keV のコンプトン端と 356keV の photo peak が確認できる。測定の結果から得られたスペクトルと比較すると 207keV のコンプトン端と 356keV の photo peak が一致する。図 2.3.1 において 356keV の photo peak はピークの片側だと確認した。図 2.3.1 と図 2.3.1 を見てみると, シミュレーションから得られるピークの位置と測定の結果から得られるピークの位置は一致した。

Siでは一つの電子-正孔対生成に必要なエネルギーが3.6eVで、期待される電荷量から1ch(チャンネル)あたりの電荷量が 1.73×10^{-17} [c/ch]になる。このキャリブレーションにより、横軸をチャンネルから電荷量に焼きなおすことができる。

2.3.2 α 線によるInP半絶縁体検出器の応答

^{241}Am から放射される5.48MeVのアルファ粒子の測定を行った。測定した時の室温は22~24℃、湿度は20~24%の範囲であった。シェイピングタイムは3 μsec で測定を行った。はじめに800Vの電圧からスタートして、200Vずつ電圧を印加していき最大で3000Vまで電圧を印加した。図2.9~図2.11に各バイアス電圧での ^{241}Am のスペクトルを示す。この測定からわかることは、バイアス電圧が1000Vあたりからsingle peakが観測された。また、バイアス電圧の増加に伴い、single peakの位置が右にシフトしているのが分かる。つまりバイアス電圧の増加により電荷収集効率が上昇していることがわかる。

図2.3.1に ^{241}Am の測定でのエネルギー分解能を示す。図2.3.1から言えることは、電圧を印加していくとあるところまでは、エネルギー分解能はよくなるのだが、あるところを境にエネルギー分解能が悪くなる。これは、電圧を印加していくと暗電流の影響がでてくるからであると言える。バイアス電圧が1800Vの時のエネルギー分解能が最もよく、8.53%を示した。バイアス電圧が3000Vの時のエネルギー分解能が最も悪く、10.28%であった。実験は常温で行ったが、低温での測定を行えば暗電流の影響を抑えることができ、エネルギー分解能の値がよい条件で測定できると思われる。

Siでのキャリブレーションより得られた値を用いて測定した ^{241}Am についての電荷収集効率を計算した結果は、800Vですでに100%を超えており、3000Vにおいては300%を超える結果となった。この結果より考えられることは、InPで一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを約4.2eVと仮定したことが原因ではないかと思われる。

測定の結果より、InPで一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーが約4.2eVではないと判断し、シミュレーションを行った。まずはじめに、InPにおける ^{241}Am のスペクトルを再現するかどうか、有効領域を表すパラメータである $\mu\tau$ の値とInPでの1つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを変化させてシミュレーションを行った。このシミュレーションで最もよく ^{241}Am のスペクトルを再現できたのは、一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーが約1.3eVの時であった。

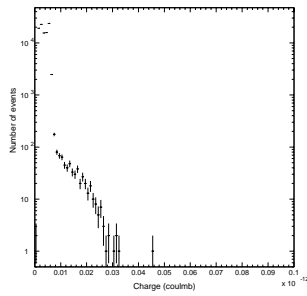


図 2.6: Si での ^{57}Co のエネルギースペクトル; 縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]

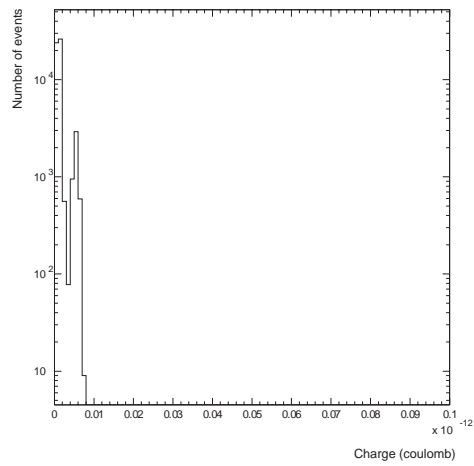


図 2.7: Si での ^{57}Co のシミュレーションによるエネルギースペクトル

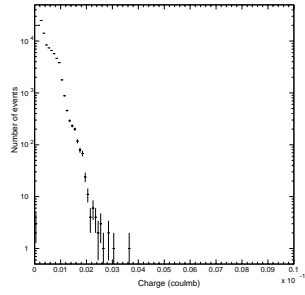
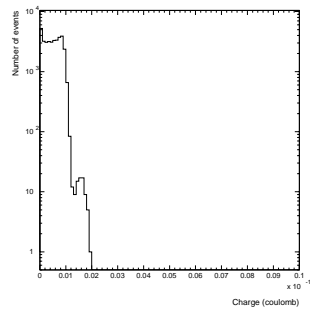


図 2.8: Si での ^{133}Ba のエネルギースペクトル; 縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]



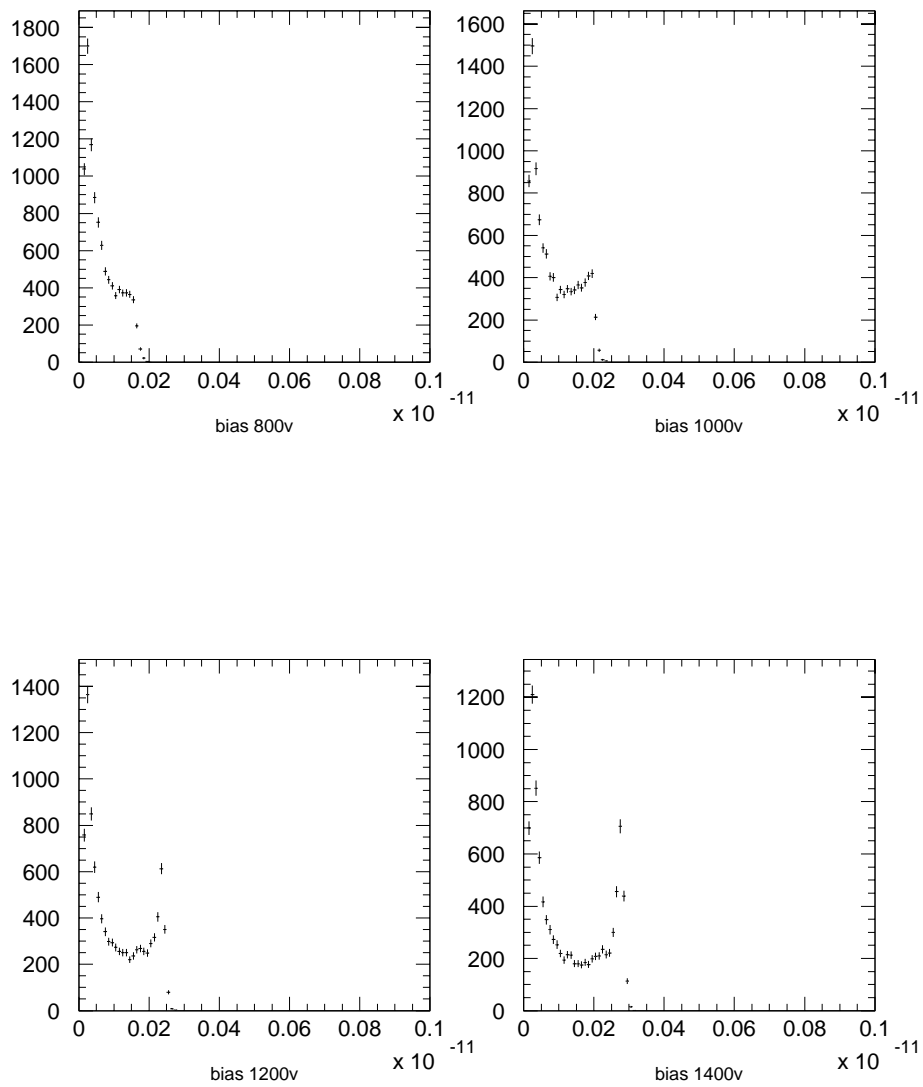


図 2.9: InP 半導体検出器での ^{241}Am のスペクトル変化: バイアス電圧を 800V から 1400V まで変化させたときのエネルギースペクトル; 縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]

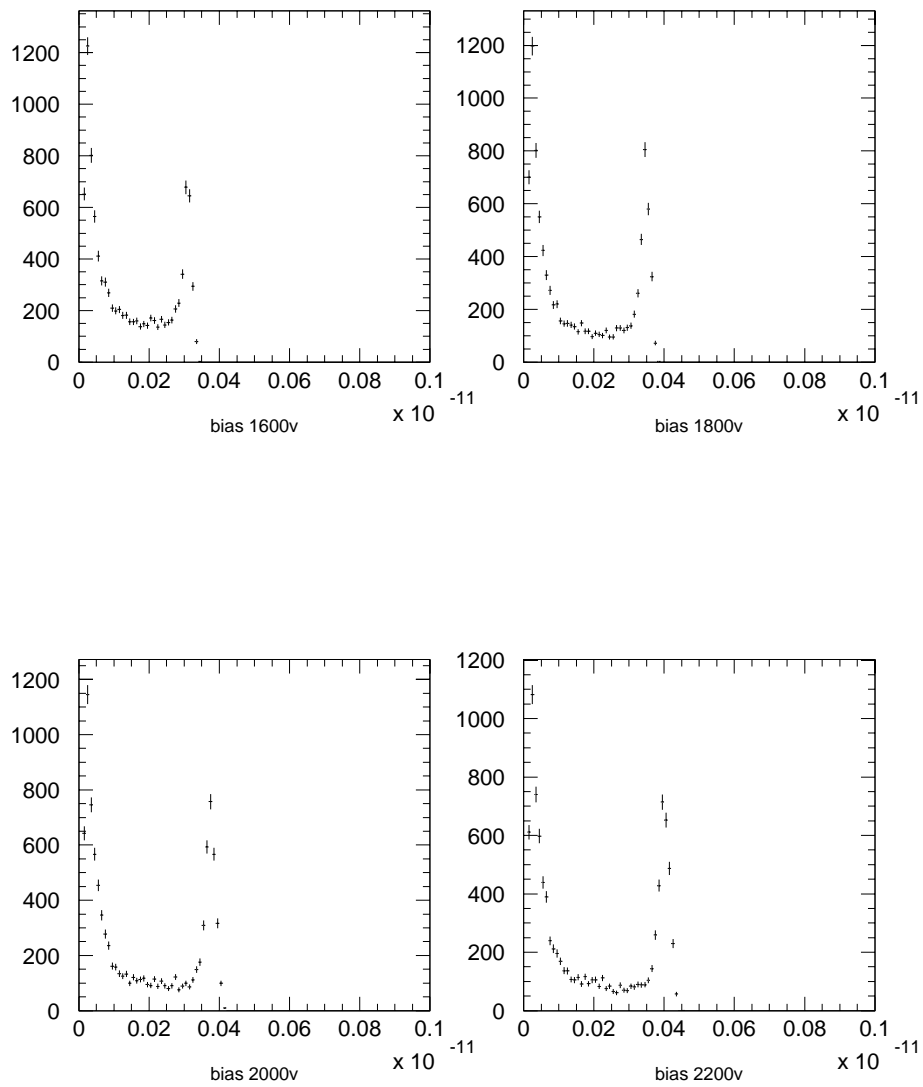


図 2.10: InP 半導体検出器での ^{241}Am のスペクトル 変化: バイアス電圧を 1600V から 2200V まで変化させたときのエネルギースペクトル; 縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]

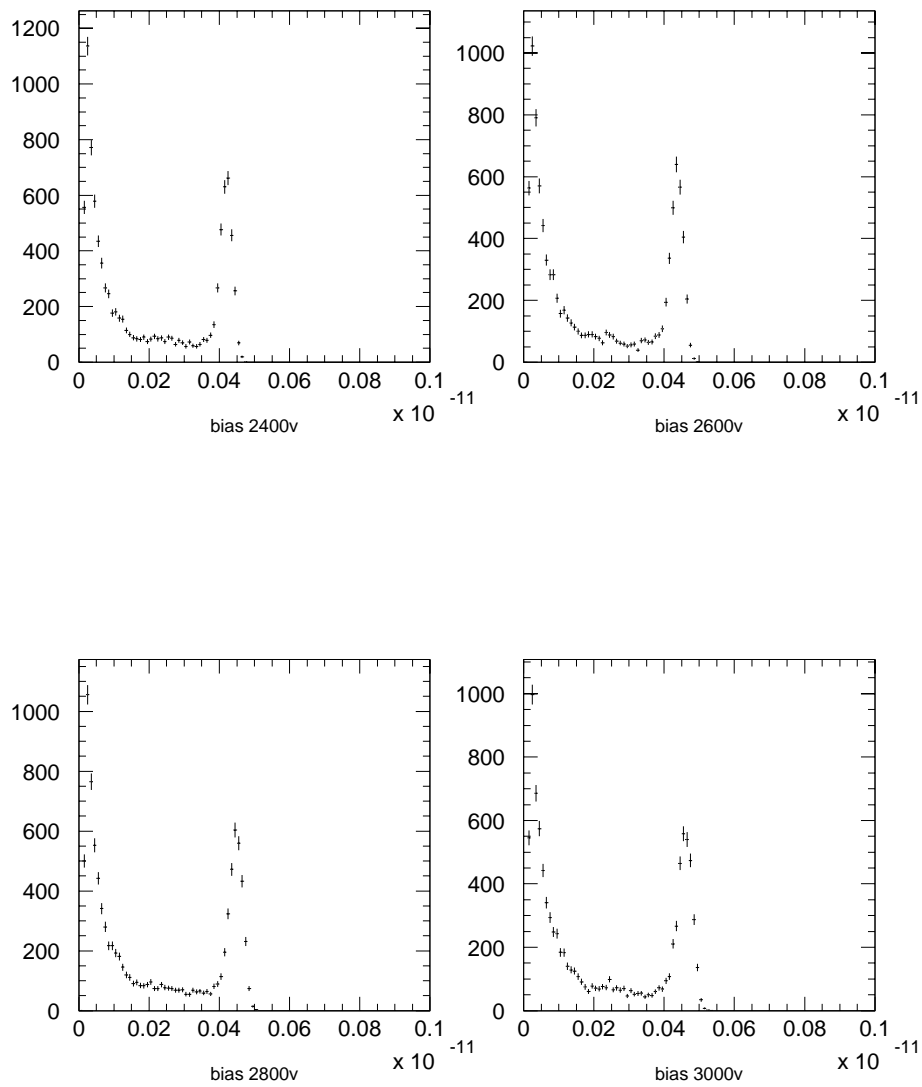


図 2.11: InP 半導体検出器での ^{241}Am のスペクトル変化: バイアス電圧を 2400V から 3000V まで変化させたときのエネルギー・スペクトル; 縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]

2.3.3 γ 線による InP 半絶縁体検出器の応答

^{137}Cs から放出される 662keV のガンマ線の測定を行った。測定した時の室温は 24 度、湿度は 24% で、シェイピングタイムは $3\mu\text{sec}$ で測定した。バイアス電圧は 3000V、測定時間は、34145 秒 (約 9 時間半) である。

このときの InP での ^{137}Cs のエネルギースペクトルを図 2.12 に示す。

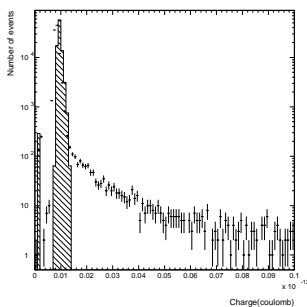


図 2.12: InP 半導体検出器での ^{137}Cs のスペクトル:縦軸はイベント数, 横軸は電荷量 [c]; 斜線部はバックグラウンド

ピークは観測されなかったが、スペクトルの形から明らかにバックグラウンドとは違った構造を持っていることがわかる。これは、 ^{137}Cs からのガンマ線の信号を捕らえたことになる。

第3章 考察と結論

3.1 アルファ線による電子 正孔対生成エネルギーの評価

α 線の測定とシミュレーションの結果との比較から, InP において一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを約 1.3eV とした。しかし, シミュレーションにおいて電荷を集めるための有効領域を表すパラメータである ($\mu\tau$) を変化させるとピークの位置が多少ずれることが分かった。

シミュレーションにおいて, $\mu\tau$ が $100\mu\text{m}$ で, 一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーが 1.3eV のとき, ^{241}Am からのアルファ線の観測で得られたピークを再現していた。アルファ線のシミュレーションにおいては, 有効領域を表すパラメータ $\mu\tau$ の値を固定して一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを変化させていき, もっとも ^{241}Am のシングルピークを再現したのが InP において一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーが 1.3eV であった。そこで, 今度はこの 1.3eV という値を固定してシミュレーションを行った。結果は, $\mu\tau$ の値の変化に伴い, ピークの位置がずれることが分かった。有効領域の $100\mu\text{m}$ の時のピークの位置を基準として (^{241}Am の測定で得られたピークと一致するのだが) ピークの位置がどのくらいずれているのかを計算した。ピークが左方向つまり電荷量が減少する方向にシフトした場合は負の値に, 逆に増加方向にシフトした場合に正の値にした。有効領域が $10\mu\text{m}$ の時は -9.46%, $50\mu\text{m}$ は -7.53%, $200\mu\text{m}$ は +4.08%, $300\mu\text{m}$ は +5.59%, $400\mu\text{m}$ は +6.24%, $500\mu\text{m}$ は +6.67% のピークの位置のずれが見られた。よってこのことから, InP の一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーは有効領域の値によって数 % の違いがあると思われる。

シミュレーションより得られたシングルピークの位置より, 1.3eV での $\mu\tau$ の値 $100\mu\text{m}$ を基準として, 各 $\mu\tau$ の値での電子-正孔対生成エネルギーを算出すると, 次のようになる。算出した各 $\mu\tau$ の値での一つの電子 正孔対生成エネルギーを使い $\mu\tau$ の値に誤差をつけた。

3.2 $\mu\tau$ の評価

アルファ線のシミュレーションで得られた値, 1つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーの約1.3eVとしてガンマ線のシミュレーションを行った。このガンマ線のシミュレーションでは ^{137}Cs のエネルギースペクトルを再現できる $\mu\tau$ の値を決定することを目的とした。同じ電荷量に対して, カウント数に差があるのでパラメータを用いてカイ二乗検定を行った。また, リアルデータとシミュレーションのデータのスペクトルにおいて, ある範囲でデータを抜き出し, そしてカイ二乗検定を行った。このときに使用した計算式は

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(Data_i - \alpha n_i)^2}{(\sigma_i)^2} \quad (3.1)$$

上式において, $Data_i$ は実際に測定したデータの値, n_i はシミュレーションより得られた値, α は

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^N Data_i}{\sum_{i=1}^N n_i} \quad (3.2)$$

より得られる。シミュレーションはInPでの1つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを1.3eVとし, $\mu\tau$ の値を $10\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$, $300\mu\text{m}$, $400\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ について行った。得られた χ^2 の値と χ^2 を自由度(N-1)で割った値 $\chi^2/(N-1)$ を示す。

$$\begin{array}{l} N = 35 \quad \chi^2/(N-1) \\ 10\mu\text{m} \\ 50\mu\text{m} \\ 100\mu\text{m} \\ 200\mu\text{m} \\ 300\mu\text{m} \\ 400\mu\text{m} \\ 500\mu\text{m} \end{array}$$

カイ二乗検定を行った結果は図3.1のようになった。

図3.2はシミュレーションで得られたデータを α 倍したものと, ^{137}Cs のデータを同じヒストグラムに重ねて得られた図である。シミュレーションより得られるエネルギースペクトルと測定より得られるエネルギー

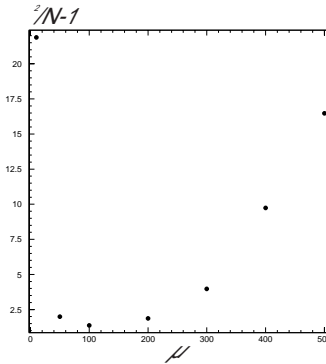


図 3.1: 縦軸: $\chi^2/(N-1)$, 横軸:有効領域 (μm)

ペクトルの違いは, $0.8 \sim 1.0 \times 10^{-13} [\text{c}]$ に分布しているものがある。この事象は地上におけるミュオンの運動エネルギー分布から算出した地上におけるミュオンのエネルギーと非常によく一致した。全体のカウント数に対して, この少ない事象は ^{137}Cs のエネルギースペクトルではなく, ミュオンが測定中に検出器を通過していった時に落としていったエネルギーであると思われる。

図 3.2 でみるとスペクトルシェイプの違いがみてとれるのは $400\mu\text{m}$ と 500μ の二つである。残りの 3 つについてどの値がもっとも確からしいの目で見て区別のできるものではなかったのでカイ二乗検定を行った。図 3.1 より最も最小の $\chi^2/(N-1)$ の値を示しているのは $100\mu\text{m}$ である。図 3.1 からわかることはどうやら, $\chi^2/(N-1)$ の最小値は $100\mu\text{m}$ 付近にあることが言える。図 2.3.1 より, 90% の信頼度で $100\mu\text{m}$ に誤差をつけた結果は, 100_{-70}^{+160} である。

この誤差を考慮した $\mu\tau$ の値を使って, 電子 正孔対生成エネルギーに誤差をつけた結果は, $1.30_{-0.352}^{+0.062} \text{eV}$ となる。

3.3 電荷収集効率の評価

InP を用いた半導体検出器を用いて, ^{241}Am の測定を行い, その結果とシミュレーションで得られた値より, InP において一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーが約 4.2eV ではなく, $1.30_{-0.352}^{+0.062} \text{eV}$ であるとい

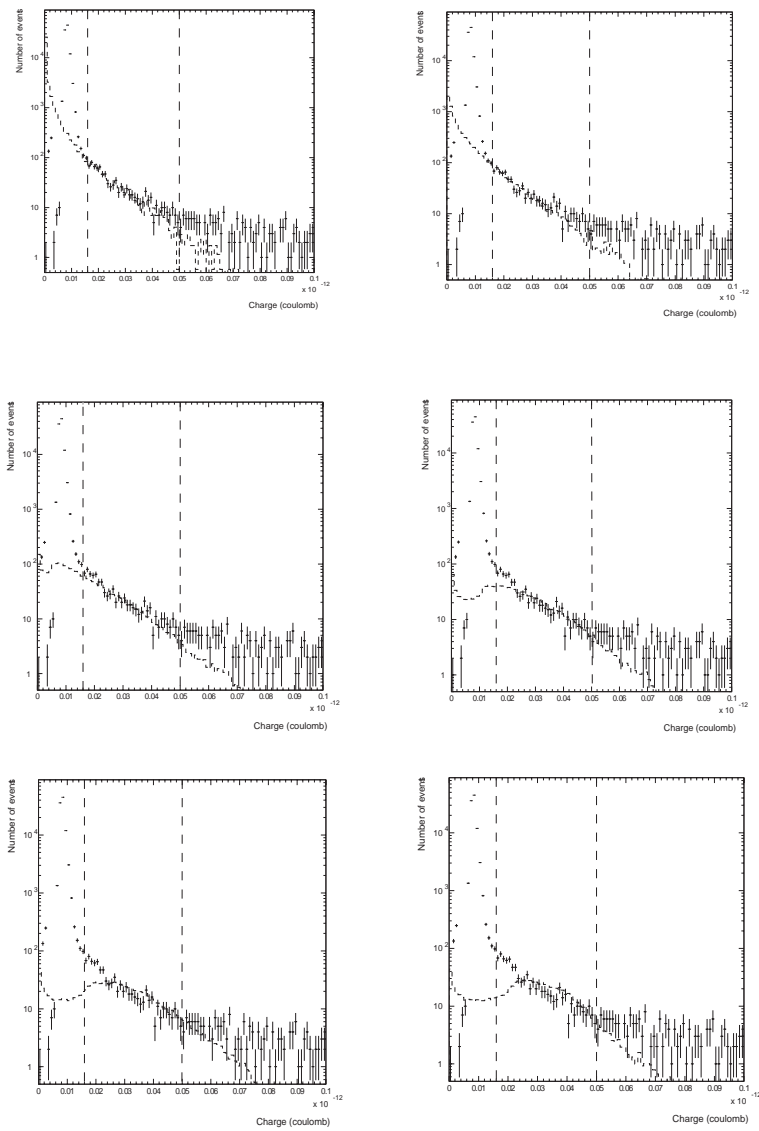


図 3.2: シミュレーションと測定データの比較:上段,中段,下段はそれぞれ μ_T が 50:100,200:300,400:500 のときのシミュレーションで得られた値と測定データを重ね合わせた図である

う結論がでた。また，今回使用した検出器に対して， ^{137}Cs の測定の結果とシミュレーションで得られた値より，カイ 2 乗検定を行い InP 半導体検出器の有効領域を表すパラメータである $\mu\tau$ の値を $100^{+160}_{-70} \mu\text{m}$ と結論を出すことができた。

図 2.3.1 に ^{241}Am の測定における電荷収集効率を示す。電荷収集効率における誤差は，測定結果より得られた結論である。常温での InP における一つの電子 正孔対生成エネルギー $1.30^{+0.062}_{-0.352} \text{eV}$ を使ってつけたものである。 ^{241}Am の測定において 3000V における電荷収集効率は悪く見積もっても 72.90% である。

第4章 今後の課題

今回の実験では常温で測定を行ったのが、エネルギー分解能をよくするために暗電流を抑え、かつ有効領域を表すパラメータである $\mu\tau$ の値を大きくするために低温での測定を行う必要がある。また、電圧を印加することで $\mu\tau$ の値を大きくすることができるので、今回の実験よりもさらに電圧を印加した測定も必要であると思われる。さらに、アルファ線の測定に関しては真空容器の中での測定をする必要がある。これは、アルファ線の測定において検出器と放射線源の間の空気層でのアルファ線のエネルギーロスがあるからである。真空での測定を行うことでより精密な測定ができると期待できる。

参考文献

- [1] 福田善之 修士論文 (大阪大学大学院 平成元年度)
『 - 属半導体検出器の開発』
- [2] lens R.S.Raghavan:Phys.Rev.Lett. 78(1997) 3618
- [3] moon H.Ejiri,et al.:Phys.Rev.Lett. 85(2000) 2917
- [4] clean D.N.McKinsey and J.M.Doyle:astro-ph. 91(2001) 58
- [5] heron R.E.Lanou:Proc.Neutrino Telescopes,Venice,1999,p.139-146.
R.E.Lanou,et al.:Phys.Rev.Lett. 58(1987) 2498
- [6] xmass Y.Suzuki,et al.:hep-ph/0008296
- [7] P.Jayavel,S.Ghosh,A.Jhingan,D.K.Avasthi,K.Asokan,J.kumar
Nucl.Instr.and Meth.A 454(2000)252-256
- [8] H.El-Abbassi,S.Rath,P.J.Sellin
Nucl.Instr.and Meth.A 466(2001)47-51
- [9] F.Dubecky,R.Fornri,J.Darmo,M.Pikna,E.Gombia,M.Krempasky
P.G.Pelfer,M.Sekacova,P.Hudek,M.Rucek
Nucl.Instr.and Meth.A 408(1998)491-495
- [10] P.G.Pelfer,F.Dubecky,R.Fornari,M.Pikna,E.Gombia,J.Darmo
M.Krempasky,M.Sekacova
Nucl.Instr.and Meth.A 458(2001)400-405
- [11] Alan Owens,M.Bavdaz,V.Gostilo,D.Gryaznov,A.Loupilov
A.Peacock,H.Sipila
Nucl.Instr.and Meth.A 487(2002)435-440
- [12] ニコラス ツルファにデイス 著, 阪井英次 訳
『放射線計測の理論と演習』上巻・基礎編,(現代工学社,1986)
- [13] William J.Price 原著, 西野治 監修, 関口晃 訳
『放射線計測』コロナ社, 1958

- [14] J.N.Abdurashitov,et al.:Phys.Rev. C60(1999) 055801
- [15] P.Anselmann,et al.:Phys.Lett. B327(1995)377,342(1995)440
- [16] 小林稔 著 『宇宙線』 裳華房
- [17] The Super-Kamiokande Collaboration:Phys.Lett.
B539(2002) 179-187

謝辞

本論文作成にあたり，御指導してくださった福田善之先生には，実験のはじめから終わりまで大変お世話になりました。実験がなかなか進まず，論文の作成も遅くなってしまいましたが，先生の親身な指導のおかげでここまでくることができました。実験や論文作成において物理学的なものの方の大切さを学んだと思います。また，自分の実験に対する考えの希薄さを深く認識することができ非常に勉強になりました。本当にありがとうございました。

同研究室の，山内俊一さん，佐藤勝士くんにも大変お世話になりました。山内さんには精神的な面で支えになってもらいとても感謝しています。