

IPNOS - 1 実験のための InP  
プロトタイプ検出器の基礎開発

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  
D8168b 加賀谷亮太

2010年2月8日

## 概要

インジウムはニュートリノ捕獲に必要なニュートリノエネルギー閾値が 128keV と低いという特徴をもつ。そのため pp/<sup>7</sup>Be ニュートリノといった太陽ニュートリノを観測し、太陽ニュートリノの直接的観測による太陽内部と恒星進化の解明を行うことができると期待されている。IPNOS(Indium Project Neutrino Observation for Solar interior) 実験では、InP 半導体検出器と液体キセノンを用い液体キセノンからのシンチレーション光とインジウムからの 116keV, 497keV の線とのトリプルコインシデンスを取り、バックグラウンドとの区別を行い pp ニュートリノの観測を目的としている。本研究では、InP 半導体検出器による CsI シンチレーション光の検出実験を行った。その結果、InP 半導体検出器に使用されている Au 電極の透過率が低いため InP 半導体検出器までシンチレーション光が届かないという結論を得て、IPNOS 実験では InP 半導体検出器の電極の厚さを 0.03 μ m 程度にする必要があるということが分かった。

# 目次

第1章 序論	2
1.1 ニュートリノとは	2
1.2 太陽ニュートリノ	2
1.2.1 スーパーカミオカンデ実験	4
1.2.2 SNO 実験	5
1.2.3 KamLAND 実験	6
1.3 ニュートリノ振動	6
1.3.1 大気ニュートリノ	6
1.3.2 太陽ニュートリノ振動	7
1.3.3 T2K 実験	7
1.4 インジウムを用いた低エネルギー太陽ニュートリノ観測	9
1.4.1 目的	9
1.4.2 ニュートリノの検出原理	9
1.4.3 インジウムを用いた検出器	10
1.4.4 InP 半導体検出器	10
1.5 IPNOS 実験	11
第2章 CsI シンチレーション光の検出実験	14
2.1 目的	14
2.2 使用する CsI 結晶	14
2.3 測定方法	15
2.4 シリコン半導体検出器による CsI シンチレーション光の検出実験	15
2.4.1 CsI+PIN フォトダイオード	15
2.4.2 予想される期待値	16
2.4.3 測定結果	16
2.5 InP 半導体検出器による CsI シンチレーション光の検出実験	19
2.5.1 目的	19
2.5.2 予想される期待値	19
2.5.3 測定結果	20
第3章 考察	24
第4章 結果	25
参考文献	26

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノとは

不安定な原子核は放射線を放出して他の原子核に崩壊する。この原子核崩壊には 崩壊、崩壊、崩壊の3種類あり、そのうち 崩壊、崩壊は単一のエネルギーの線、線を放出する崩壊過程で、終状態は放出粒子と残留核の2粒子からなっている。よって、崩壊も崩壊のときと同じように線(電子)のエネルギーは決まった値をとると期待されていた。1924年 J.Chadwick は崩壊によって放出される電子のエネルギーを測定し予想に反して電子のエネルギー分布が連続分布することを発見した。その当時崩壊は

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

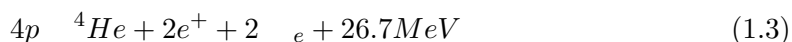
のように考えられていた。粒子はその運動とは別に固有の角運動量をもっている。量子力学によれば粒子の角運動量は  $h/2\pi$  の半整数倍でなければならず、中性子、陽子、電子はすべて角運動量  $1/2$  なので右の反応は角運動量が保存していない。これらの問題を解決するため1930年、W.Pauli は崩壊の際に新粒子が放出されるとして

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_e \quad (1.2)$$

と仮定した。この新粒子は電荷の保存則から中性で角運動量が保存するように  $1/2$  の粒子でなければならない。この新しい粒子がニュートリノであり、3体崩壊であるため線は連続スペクトルを持つ。E.Fermi はニュートリノを導入した崩壊の定式化を行い、1934年崩壊に対してフェルミ理論を作った。その後、1950年代半ば F.Reines と C.L.Cowan は原子炉から出る強力な反ニュートリノ・ビームを標的物質の水に於て、電子の反粒子である陽電子が生成されることを確認した。このことによって実際にニュートリノの存在が確認された。このようにニュートリノは W.Pauli の予言から実際に確認に至るまで長い時間がかかった。ニュートリノは弱い相互作用でしか反応せず、透過性が強いので捉えるのが難しい粒子である。また、ニュートリノはレプトン族に属し、種類は同じレプトン族の  $e$ 、 $\mu$ 、 $\tau$  に対応するように  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  の3世代存在する。素粒子の標準理論において、ニュートリノは質量が0の粒子であるとして取り扱われている。

## 1.2 太陽ニュートリノ

太陽を含む恒星は、その内部で核融合反応が起きておりそれが安定したエネルギー源となっている。核融合反応とは原子核と原子核が衝突した際により重い原子核となる反応で、この時大きなエネルギーが発生する。太陽内部で起こっている主な核融合反応を以下に示す。



4個の陽子が融合しHeとなり、2個の電子ニュートリノ  $\nu_e$  と26.7MeVのエネルギーが  
 生み出される。しかし、この反応が実際に起きているわけではなく、一連の核反応が連鎖  
 的に起きている。太陽の核融合反応の場合およそ98.5%がpp連鎖と呼ばれる反応過程で  
 あり、その過程により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ニュートリノの5つが生成される。

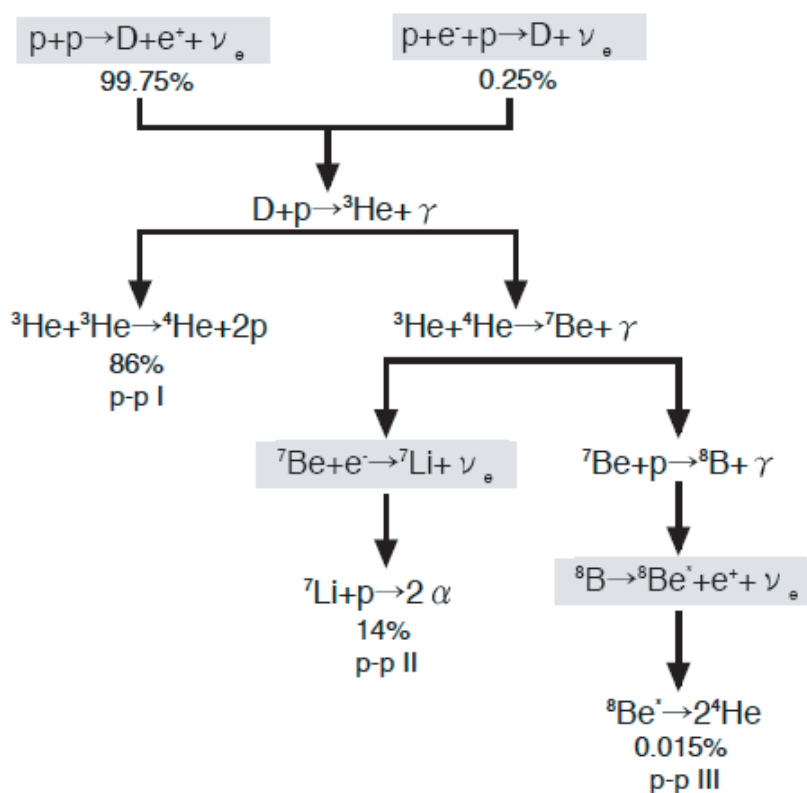


図 1.1: pp 連鎖

残りの1.5%がCNOサイクルと呼ばれる反応課程で核融合反応が起きている。  
 それぞれのニュートリノの地上での強度は標準太陽モデルで計算され、その強度は、

$$pp : 6.0 \times 10^{10} (\pm 1\%) / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.4)$$

$${}^7\text{Be} : 4.8 \times 10^9 (\pm 1\%) / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.5)$$

$$pep : 1.4 \times 10^8 (\pm 15\%) / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.6)$$

$${}^8\text{B} : 5.05 \times 10^6 (\pm 20 / -16\%) / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.7)$$

$$hep : 9.34 \times 10^9 (\pm 1\%) / \text{cm}^2 / \text{s} \quad (1.8)$$

となる。

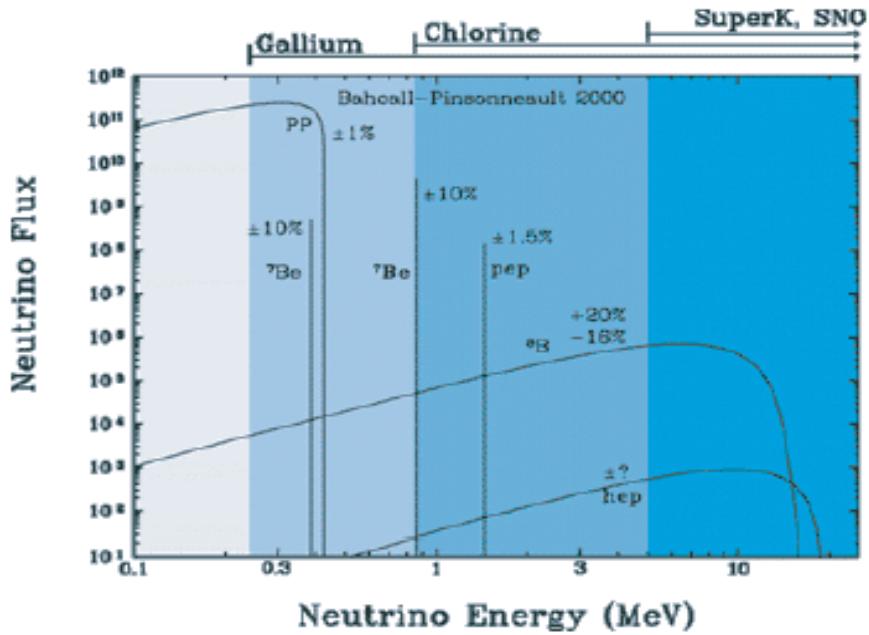


図 1.2: 太陽ニュートリノの強度

1968年、アメリカのデイビス (R.Davis) は4塩化エチレンを用いた放射化学的装置により下記のニュートリノ反応により発生したアルゴンを数えるという実験を行った。



この実験では反応により生成されたアルゴン 37 を抽出するが、この放射化学的方法の優れている点は、アルゴン 37 が環境ノイズで作られることがない限り邪魔な信号が紛れ込むことはないということにある。デイビスは環境バックグラウンドを取り除くため、地下 1,500 m に 615 トンの 4 塩化エチレンの入ったタンクを設置し、タンクと岩盤の間を水で満たし実験を行った。その後、バコール (J.N.Bahcall) が太陽ニュートリノフラックスの計算を行った。しかし、デイビスの実験結果より得られたアルゴンの生成率は、バコールの計算値の 3 分の 1 しかなかった。1990 年代末まで実験は 30 年近く続いたが、最終結果も理論値の 3 分の 1 という結果だった。この太陽ニュートリノの欠損を「太陽ニュートリノ問題」という。この太陽ニュートリノ問題においては、後にカミオカンデやイタリアの GALLEX、ロシアの SAGE などと同様に太陽ニュートリノが理論値よりも少ないという結果を得ている。

### 1.2.1 スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデ (以下 S K) は地下 1000 m に位置する水チェレンコフ型ニュートリノ観測装置である。S K は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒型をしており、タンクは内水槽と外水槽に分かれ、それぞれ 32,000 トンと 18,000 トンの純水からなり、内水槽には 11,146 本の光電子増倍管が内向きに、外水槽には 1,885 本の光電子増倍管が外向きに取り

付けられている。その光電子増倍管で水中でのニュートリノ反応により発生したチェレンコフ光を捕らえ、その光のパターン、光量、タイミングを測定することにより事象のエネルギー、方向、反応点を再構築している。外水槽は外部からの放射線を遮蔽するためである。S Kでは以下のニュートリノと電子の弾性散乱を用いて<sup>7</sup>Be 太陽ニュートリノを捕らえる。

$$\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e \quad (1.10)$$

ニュートリノと電子の散乱では $\nu_e$ だけでなく $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ も捉えることができる。ニュートリノに散乱された電子は、その速度が水中の光の速度よりも大きい場合にチェレンコフ光を放出する。チェレンコフ光は、水の屈折率を $n(=1.33)$ 、粒子の速度を $v$ とすると、粒子の進行方向に対して $\cos^{-1}(1/n)$ の角度で円錐状に放出される。S Kは1996年から2001年までの1496日分のデータを取得し、この間に観測した太陽ニュートリノの数は約22400に上る。このデータより求められた太陽ニュートリノの強度は、

$$\Phi = (2.35 \pm 0.02(stat.) \pm 0.08(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.11)$$

となり、これは太陽標準モデルの約40.6%にあたる。

### 1.2.2 SNO 実験

SNO 実験装置はカナダのサドバリー鉱の地下約2000mにあり、装置の中央に重水(D<sub>2</sub>O)1000トンを用いたニュートリノ観測装置である。SNOでは以下の3つの反応を用いて、S K同様チェレンコフ光を捕らえることによりニュートリノの観測を行う。

#### 1、荷電(CC) カレント反応

$$\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p \quad (1.12)$$

#### 2、中性カレント(NC) 反応

$$\nu + D \rightarrow \nu + n + p \quad (1.13)$$

#### 3、電子散乱

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (1.14)$$

SNO 実験では1999年から2001年までに306.4日分のデータを取得した。この観測された太陽ニュートリノ現象を上記3つのプロセスに分離した結果、荷電カレント反応が約1970個、中性カレント反応が260個、電子散乱が580個と得られた。それらの値を太陽ニュートリノの強度に直すと、

$$\phi(CC) = (1.76 + 0.06/ - 0.05(stat.) \pm 0.09(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.15)$$

$$\phi(NC) = 5.09 + 0.44/ - 0.43(stat.) + 0.46/ - 0.43(sys.) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.16)$$

$$\phi(\text{電子散乱}) = (2.39 + 0.24/ - 0.23(stat.) \pm 0.12(sys.)) \times 10^6/cm^2/s \quad (1.17)$$

という値が得られる。

### 1.2.3 KamLAND 実験

KamLAND は S K と同じ神岡坑内にあり、1000 トンの液体シンチレーターと KamLAND 用に改良を行った 17 インチ光電子増倍管 1325 本、カミオカンデで使用していた旧型の 20 インチ光電子増倍管 554 本を用いた低エネルギー・反ニュートリノ観測装置である。KamLAND の主な研究目的は柏崎や敦賀にある原子力発電所で生成される反電子ニュートリノ振動現象の検出によるニュートリノ質量の測定であるが、そのほかに、地球内部で生成されると考えられる未確認の反電子ニュートリノの検出による地球内部のエネルギー機構の解明、 ${}^7\text{Be}$  太陽ニュートリノの単独検出による星の進化機構の解明などの目的もある。原子炉では、 ${}^{235,238}\text{U}$  や  ${}^{239,241}\text{Pu}$  等の核分裂によって質量数 90 ~ 150 の不安定な原子核が生成される。これらの原子核は中性子過剰核であるため中性子崩壊を伴って安定核に転換する。その際に反電子ニュートリノが放出される。KamLAND では、ニュートリノ標的と検出の役割を担う液体シンチレーター中の陽子と、原子炉からの反電子ニュートリノとの逆崩壊反応

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.18)$$

によって放出されるシンチレーション光によってニュートリノを検出する。

KamLAND は 2002 年の 3 月から 2004 年 11 月までの検出器稼働 515.1 日の測定で事象選別効率、系統誤差を考慮した原子炉反電子ニュートリノ事象の予想イベント数  $365.2 \pm 23.7$  に対し、258 イベントを観測した。これらの数値とバックグラウンドの混入量から、観測数は予想値の約 65 % にとどまる結果となり、99.998 % の信頼度で反電子ニュートリノの消失が検出された。

## 1.3 ニュートリノ振動

### 1.3.1 大気ニュートリノ

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動が観測された。宇宙線が大気中に飛来するとそこで大気中の原子核に衝突することによってできるパイ中間子の崩壊から生じる電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ ) を大気ニュートリノという。これらの大気ニュートリノは全方向から一様に地球に降り注ぐ。大気ニュートリノは 1 GeV 以下でミューニュートリノと電子ニュートリノの比が 2 : 1、また 1 GeV 以上では各ニュートリノフラックスは上下対称性を示すはずである。しかし、カミオカンデ・スーパーカミオカンデの観測結果はその予想と違ったものとなった。高エネルギー側でミューニュートリノの天頂角分布をみると、上向きが下向きの半分になっていた。この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が明らかになった。ニュートリノ振動確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \quad (1.19)$$

で与えられている。ただし  $\theta_{23}$  と  $\Delta m_{23}^2$  はそれぞれの第 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



いろいろなエネルギーを持つので、上式をエネルギーで平均すると、ニュートリノ振動確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 \frac{2\theta_{23}}{2} \quad (1.20)$$

となる。下向きの大気ニュートリノは上空 20km 程度ででき、上向きのものは地球の裏側 10,000km で作られる。上向き ÷ 下向きの観測値が期待値のほぼ 1/2 であったということは、混合  $\sin^2(2\theta_{23})$  が最大値 1 を取ることを意味する。第 2 のパラメータ  $\Delta m_{23}^2$  は天頂角分布でニュートリノ振動が聞き始める角度から決定することができた。結果は

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.92 - 1.0 \quad (1.21)$$

$$\Delta m_{23}^2 = (1.6 - 3.9) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.22)$$

である。

混合角  $\theta_{12}$  の実験的に得られる範囲は 27 - 37 度となっている。電子ニュートリノ振動における混合角  $\theta_{12}$  の精密測定には、pp サイクル初期課程で生成される pp 及び  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスやエネルギー分布を正確に測定することが求められる。しかしこれらのニュートリノはエネルギーが 1 MeV 以下と低いため、技術的な問題だけでなく自然バックグラウンドが大量に存在することにより測定が困難である。現在尤もらしい LMA 解では 5MeV 以下で電子ニュートリノの存在確率が増す傾向があり、その形状が混合角  $\theta_{12}$  に強く依存している。よって pp、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのフラックス及びエネルギー分布を測定できる実験が求められている。

### 1.3.2 太陽ニュートリノ振動

太陽ニュートリノ振動の確実な証拠は 2001 年 6 月にスーパーカミオカンデの 1,258 日分のデータと SNO からの最初の荷電カレント反応の結果とを比較することによって示された。スーパーカミオカンデが電子散乱で測定した太陽ニュートリノ強度は、SNO が荷電カレント反応によって測定した強度に比べて 34 % 大きい。この違いは荷電カレント反応は  $\nu_e$  しか捕らえないが、弾性散乱は  $\nu_\mu, \nu_\tau$  の寄与もあるため、 $\nu_e$  が  $\nu_\mu, \nu_\tau$  に変わってしまったことが考えられ、この結果は 2002 年の SNO による中性カレント反応の結果によって確実なものとなった。中性カレント反応によって測定された強度は、荷電カレント反応や電子散乱によるものと比べて大きく、この違いは中性カレント反応が全ニュートリノ ( $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ ) を測っていることを考えると、太陽ニュートリノが  $\nu_\mu, \nu_\tau$  に変わってしまったことを示唆している。このことにより、太陽ニュートリノ問題の解がニュートリノ振動であることがわかった。しかし、一組の振動パラメータによってすべての太陽ニュートリノ実験結果が説明できなければならないが、まだその一組の振動パラメータが決定されていない。

### 1.3.3 T2K 実験

T2K 実験は、J-PARC ニュートリノ実験施設で生成する世界最高強度のニュートリノビームを、295km 離れたスーパーカミオカンデで検出する実験である。小林・益川理論は、

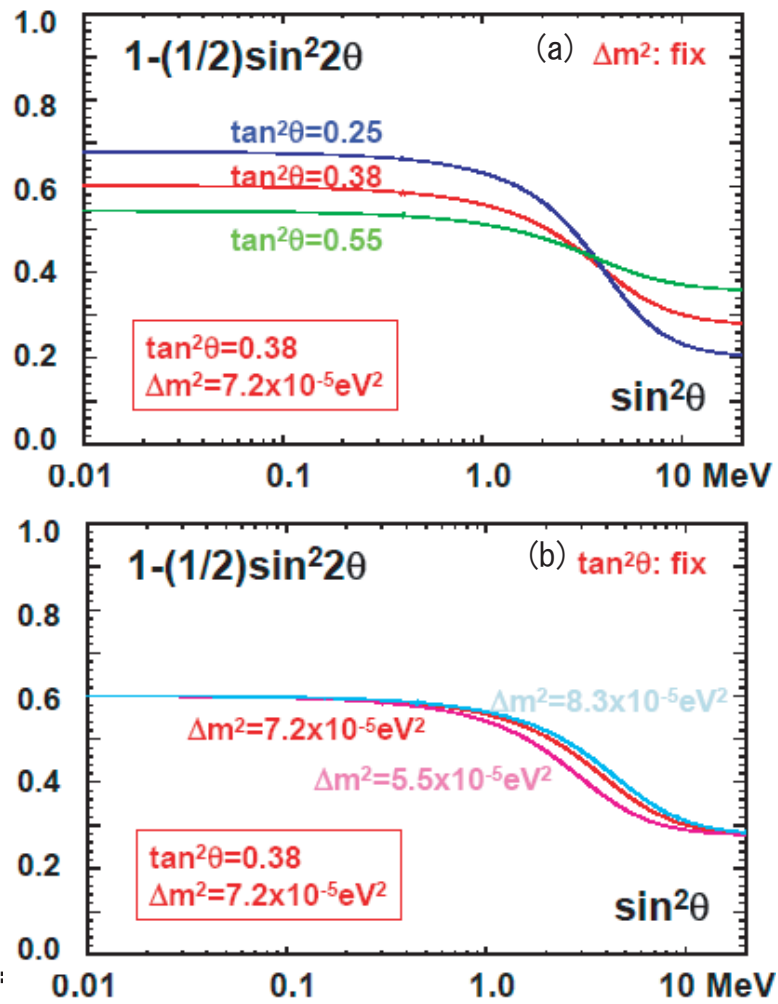


図 1.3: ニュートリノパラメーター領域

物質を構成する基本粒子クォークが3世代(6種類)以上存在するならば, K中間子やB中間子の崩壊で起きるCP対称性の破れを理論的に説明できることを示した。一方, K2K実験によるニュートリノの振動現象の観測により, ニュートリノの属するレプトンにおいても世代間の混合が起き, レプトン側からもCP対称性の破れの効果が生じる可能性がでてきた。この破れが存在すれば, 宇宙の物質・反物質非対称性の起源に新たなヒントを与えるため, その確認はニュートリノ物理における重要な課題の一つとなっている。T2K実験の目的は, 未発見の振動モードである $\nu_\mu$ から $\nu_e$ への振動を検出することにより, 未知の混合角 $\theta_{23}$ を求め, 将来のCP非保存探索実験の指標を得ることにある。

## 1.4 インジウムを用いた低エネルギー太陽ニュートリノ観測

### 1.4.1 目的

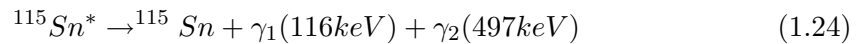
$pp/{}^7\text{Be}$  太陽ニュートリノの観測によるニュートリノ振動の精密測定と  $pp$  連鎖及び CNO サイクル核融合反応から放出される太陽ニュートリノの直接的観測による太陽内部と恒星進化の解明を行うため、InP 半導体検出器を用いて実験を行う。

### 1.4.2 ニュートリノの検出原理

検出器の線入射による光電効果やコンプトン散乱により飛ばされた電子は InP の伝導体の電子へ電磁相互作用によりエネルギーを与え、それにより生じた電子ホール対がそれぞれ陽極と陰極に別れいき、それが電子黄信号となり検出される。 ${}^{115}\text{In}$  による電子ニュートリノ捕獲反応は逆反応を利用したもので、まず、



となる。捕獲後の Sn は励起状態にあり半減期  $3.26 \mu\text{s}$  で基底状態へと遷移する。その際に  $116\text{keV}$  と  $497\text{keV}$  の線を放出する。



$116\text{keV}$  の線は約 50% の確立で内部転換を起こし、 $90\text{keV}$  の電子と特性 X 線を放出する。

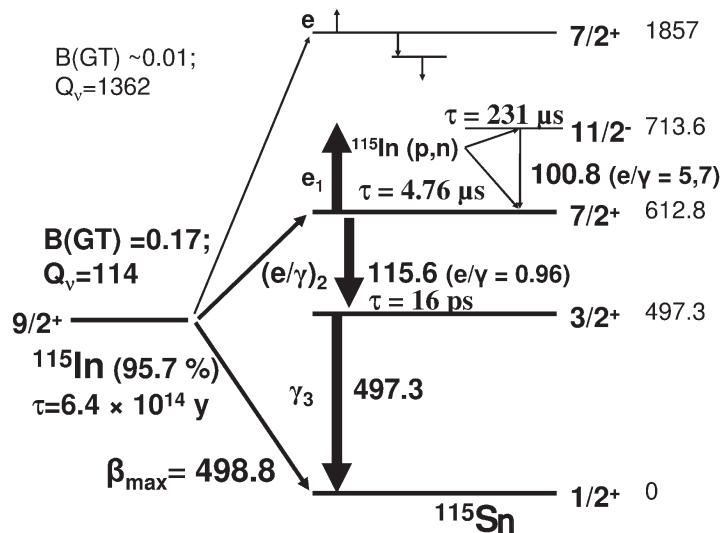


図 1.4:  ${}^{115}\text{In}$  の崩壊様式

インジウムの特徴として、(1. 23) のニュートリノ反応を起こすのに必要なエネルギー閾値が  $128\text{keV}$  と低いということにあり、そこから発生した電子のエネルギーを測定することによりニュートリノのエネルギーが求まる。

$$E_{\nu_e} = E_e - 128\text{keV} \quad (1.25)$$

また、励起状態の  $^{115}\text{Sn}$  の半減期が  $3.26 \mu\text{s}$  と非常に短いことから、同時計測をすることによりバックグラウンドと区別することができる。(1.23)、(1.24) 式のように反応する物質は In のほかに  $^{71}\text{Ge}$ 、 $^{81}\text{Br}$  などがある。 $^{71}\text{Ge}$  は、反応に必要なエネルギー閾値が  $236\text{keV}$  であり pp ニュートリノ、 $^7\text{Be}$  ニュートリノに対し感度があるが、 $^{71}\text{Ge}$  の半減期が 11.43 日であるため入射ニュートリノのエネルギー分布を測定できない。 $^{81}\text{Br}$  も同様である。つまり InP はリアルタイムで低エネルギーニュートリノを捕らえることができる。

### 1.4.3 インジウムを用いた検出器

1.LENS インジウムを溶かし込んだ液体シンチレーターを用いて、太陽ニュートリノ散乱の特徴的な反応である遅延  $\gamma$  線を捕らえる実験である。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。2.InP 半導体検出器 新たな放射線検出器の素材として注目されている InP 半導体検出器を用いる。検出の原理は、 $\gamma$  線入射による光電効果やコンプトン散乱によって電子が弾き飛ばされる。電子は検出器内でエネルギーを損失し、電子-正孔対を生成する。それらの電子・正孔が陽極と陰極に引かれていき、それを電気信号として取り出す。3.酸化インジウムを蒸着した固体シンチレーター検出器 固体シンチレーターに酸化インジウム薄膜を蒸着し、シンチレーション光を光電子増倍管で読み出す。酸化インジウム薄膜は、スパッタリング法により生膜する。

### 1.4.4 InP 半導体検出器

InP は、実効原子番号や密度はゲルマニウムに近く、常温でのバンドギャップは  $1.29\text{eV}$  とシリコンの  $1.12\text{eV}$  と同程度という特徴があり、特に Fe をドープした半絶縁性 (SI) InP 結晶は同じ化合物半導体の CdTe 結晶が高感度な X 線・ $\gamma$  線検出器であるため、新たな放射線検出器の素材として注目されている。また、従来の PN 接合とは異なり、基盤自身の比抵抗が  $10^7\Omega\text{cm}$  であるため、そのまま電極をオーミック接合するだけの放射線検出器となる。原理としては、InP 検出器内部で反応した電子がエネルギーを損失し、電子 - 正孔 (ホール) 対を生成する。その電子 - 正孔の電荷はドリフト長 ( $L_d$ ) に従って収集される。このドリフト長はキャリアーの移動度 ( $\mu[\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}]$ ) と寿命 ( $\tau[\text{s}]$ ) と電場 ( $V_0/d[\text{Vm}^{-1}]$ ) に比例する。

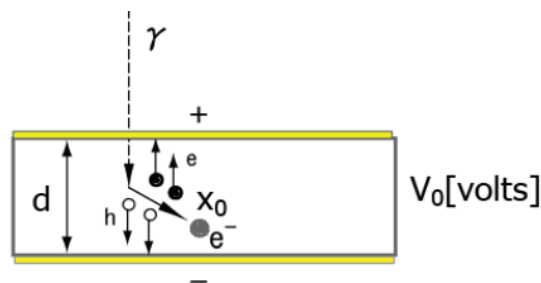


図 1.5: 電荷収集の原理  $d$ : SIInP 検出器の厚さ、 $x_0$ : 電子の飛程

よってドリフト長は以下の式で表される。

$$L_d = \mu\tau \frac{V_0}{d} \quad (1.26)$$

開発に成功した常温型 SIInP 放射線検出器キャリア生成に必要なエネルギーが 0.4eV と小さいことから大量のキャリア生成を行うことができる反面、ドリフト長が 200 $\mu$ m などで有効領域の厚みが検出器全体に広がっていないため、結果的に電荷収集効率は 50 %程度に留まっている。このことを克服するためにはキャリアのドリフト長を延ばすことが必要である。ドリフト長を延ばすためには、高電圧を印加すること、検出器の厚さを薄くすること、キャリアの移動度を高めることが考えられる。半導体の暗電流は

$$I = T^{2/3} \exp\left(-\frac{E}{2k_B T}\right) \quad (1.27)$$

の関係式より、低減する。ここで、T は素子の温度、 $E_g$  はバンドギャップ、 $k_B$  はボルツマン定数である。

## 1.5 IPNOS 実験

pp ニュートリノ観測実験には大量のインジウムが必要であり、大型検出器が必要となる。IPNOS(Indium Project Neutrino Observation for Solar interior)phase-1 実験では、30cm  $\times$  30cm  $\times$  30cm の検出器を考えている。この検出器では InP 半導体検出器と液体キセノンが使用され、InP 検出器の重さは 10kg 程度となる。基板上に 10mm  $\times$  10mm の検出器を 5  $\times$  5 個並べそれを格子状に液体キセノンの中に設置し、バイアスを並列に印加し、信号をまとめて取り出す多素子型構造を考えている。検出原理は InP 半導体検出器に pp ニュートリノが入射し、インジウムが励起状態の Sn となり基底状態に落ちる時に 2 本の  $\gamma$  線 (116keV, 497keV) を放出する。放出された  $\gamma$  線は液体キセノンと反応し、液体キセノンはシンチレーション光を出す。そのシンチレーション光を再び InP 半導体検出器で検出し 2 本の  $\gamma$  線とのトリプルコインシデンスをとることによってバックグラウンドとの区別を行う。InP 半導体検出器を使用する利点として挙げられることは、インジウムはニュートリノ反応を引き起こすのに必要なエネルギー閾値が 128keV と低いこと、放出される 2 本の  $\gamma$  線が短い時間内に放出されることやリアルタイムで観測を行うことなどである。また液体キセノンを使用する利点は、InP 半導体検出器は冷却しなければならないが液体キセノン中に置くことによって液体キセノンを冷却するだけで InP 半導体検出器も同時に冷却できること、自由電子が存在しないため、電圧を印加しても放電しないことや自己遮蔽能力に優れているため  $\gamma$  線やシンチレーション光が長距離走らないことである。液体キセノンの特性を以下に示す。

2 本の  $\gamma$  線による InP 半導体検出器でのエネルギーは 116keV, 497keV それぞれで液体キセノンの発光量が 42,000photon, InP 半導体検出器の電子-正孔ペアの生成エネルギーが 3.5eV であることより 23.52keV, 73.059keV であると予想できる。

特性	
原子番号	54
質量数	131.29
発光量	42,000[photon]
波長	178[nm]
密度	2.96g/cm <sup>3</sup>
減衰時間	45ns

図 1.6: 液体キセノンの特性

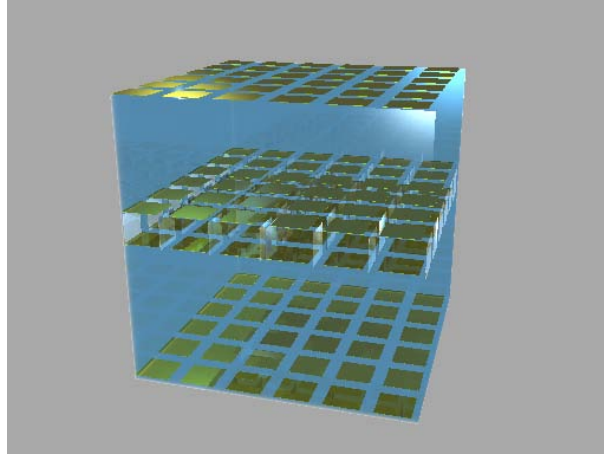


図 1.7: IPNOSphase-1 実験の検出器

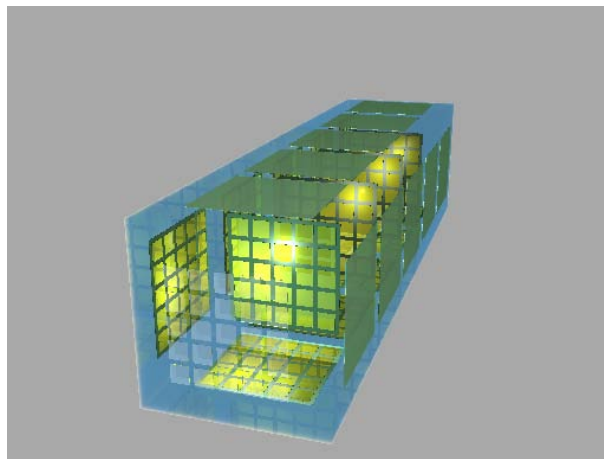


図 1.8: IPNOSphase-1 実験の検出器 (1-MODULE)

## 第2章 CsIシンチレーション光の検出実験

### 2.1 目的

IPNOSphase-1 実験では液体キセノン中に InP 半導体検出器を置き, InP 半導体検出器から放出される 2 本の 線が液体キセノンと反応し液体キセノンが出すシンチレーション光を測定する。InP 半導体検出器自身は光に反応するがシンチレーション光のような光量の小さい光にも反応するのかを測定するため本研究では 20mm × 20mm × 20mm の CsI を用いて宇宙線による CsI シンチレーション光の検出を行った。

### 2.2 使用する CsI 結晶

シンチレーション光を測定するため, CsI 結晶シンチレーターを使用した。

図 2.1: CsI 結晶 (2cm × 2cm × 2cm)

CsI 密度 4.51g/cm<sup>3</sup>      発光波長 550nm   発光減衰時間 1050ns      発光量 65,000photon/MeV

CsI シンチレーターは YSO シンチレーターや YAP シンチレーターよりも発光波長が長く, 発光量が大きいため今回の実験に用いた。



## 2.3 測定方法

CsIからのシンチレーション光を検出するためInP半導体検出器を入れたデュワーにサファイア窓を取り付けブラックシートで遮光した。CsIをサファイアガラス窓に付けその上から遮光し、CsI+PINフォトダイオードをデュワーに取り付けたCsIシンチレーターの上に置き、CsI+PINフォトダイオードでトリガーをかけ宇宙線がCsI+PINフォトダイオードとCsIシンチレーターを突き抜けたときの同時イベントを計測した。

図 2.2: CsIの上からブラックシート遮光

## 2.4 シリコン半導体検出器によるCsIシンチレーション光の検出実験

今回は10mm × 10mm × 200 μ mの表面に保護膜のないシリコン半導体検出器とCsI+PINフォトダイオードを使用し測定した。ロジックを以下に示す。なおCsIシンチレーターはサファイアガラス窓と接する面以外はアルミナイズドマイラで覆っている。

### 2.4.1 CsI+PIN フォトダイオード

今回使用したCsI+PINフォトダイオードは、1cm × 1cm × 1cmのCsIシンチレーターとダイオードのpn接合を逆方向にバイアスしておき、接合部に光を当てると発生した電子と正孔が接合部の電界に従って移動し光電流が流れる構造のものを使用した。

図 2.3: 論理回路

#### 2.4.2 予想される期待値

宇宙線は CsI シンチレーター内で 2cm 走ったとき, 11.18MeV のエネルギーを落とす。CsI シンチレーターの発光量が 65,000photon/MeV であるため光子のエネルギーは 726,700photon となる。立体角を 0.08, サファイアガラス窓の透過率を 0.85 とするとシリコンのバンドギャップは 1.12eV であるのでシリコン半導体検出器でのエネルギーは 55.34keV となる。

#### 2.4.3 測定結果

シリコン半導体検出器のバイアスは 50V, CsI+PIN フォトダイオードのバイアスは 30V で 36,000sec 測定を行った。得られたスペクトルを以下に示す。

図 2.4: シリコン半導体検出器

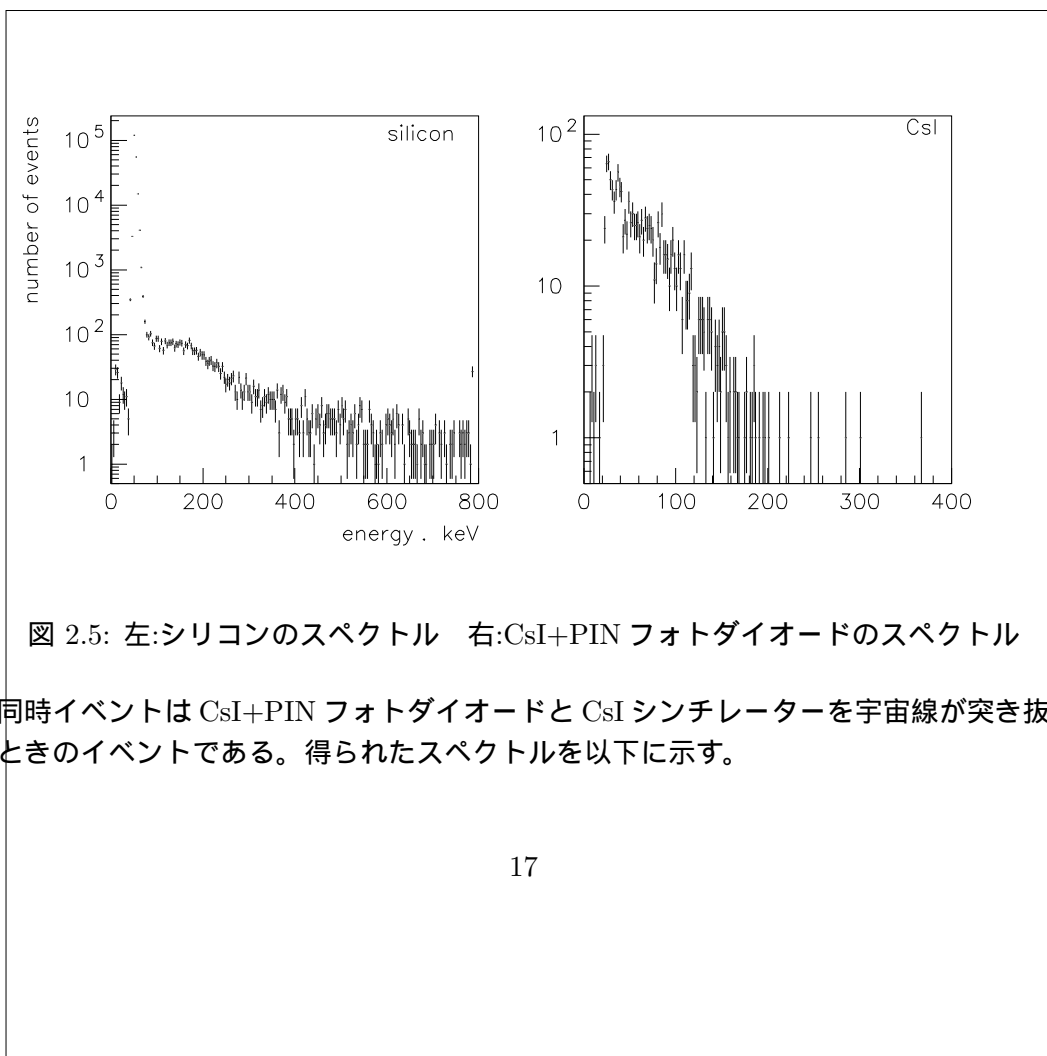


図 2.5: 左:シリコンのスペクトル 右:CsI+PIN フォトダイオードのスペクトル

同時イベントはCsI+PIN フォトダイオードとCsIシンチレーターを宇宙線が突き抜けたときのイベントである。得られたスペクトルを以下に示す。

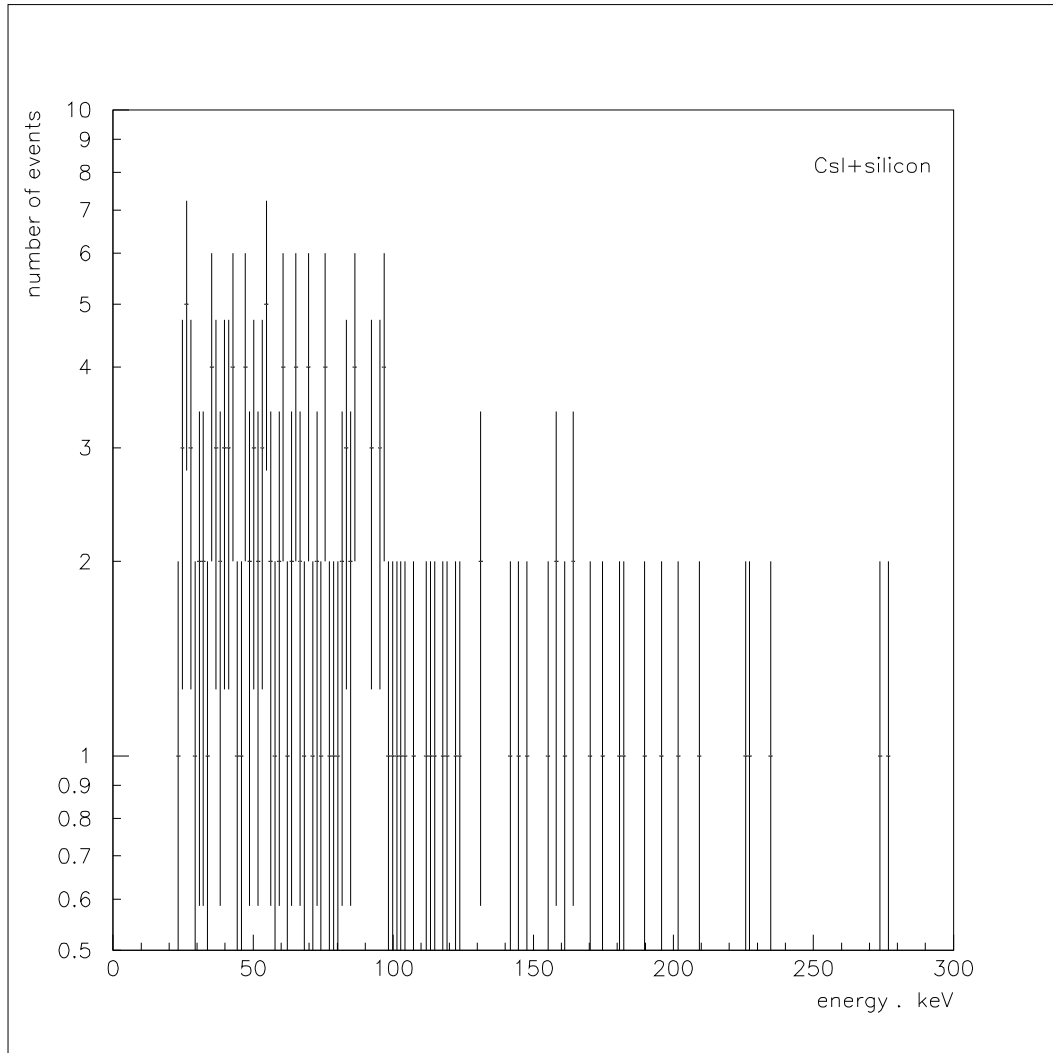


図 2.6: 同時イベントのスペクトル

期待値は 55.34keV でありスペクトルでも 50keV 付近はイベントの数が多くなっている。よって宇宙線が突き抜けた時のイベントを観測していることが分かる。

## 2.5 InP 半導体検出器による CsI シンチレーション光の検出実験

### 2.5.1 目的

IPNOSphase-1 実験では, InP 半導体検出器を用いてニュートリノ観測実験を行う。よって InP 半導体検出器を用いて CsI シンチレーション光の検出を行った。

### 2.5.2 予想される期待値

シリコン半導体検出器のときと同様に光子のエネルギーは 726,700photon であり, 立体角を 0.03, サファイアガラス窓の透過率は 0.85 とする。InP のバンドギャップは 1.29eV である。また, InP 半導体検出器には Au 電極が用いられておりその透過率も考慮しなければならない。

図 2.7: InP 半導体検出器の Au 電極

Au 電極の厚さは 0.03  $\mu\text{m}$  から 1  $\mu\text{m}$  間での幅がある。このときの透過率は波長に依存する。透過率は以下の式で求められる

$$T = \exp(-ax)$$

T:透過率 a:吸収係数 x:経路長

また, 吸収係数 a は

$$a = 4 \quad k / \quad k:減衰係数 \quad \lambda:波長$$

で求められる。以下に Au の光学定数を示す。

550nm のとき減衰係数は 2.49 であり, このとき吸収係数は  $5.689 \times 10^7$  である。よって 0.03  $\mu\text{m}$  から 1  $\mu\text{m}$  の経路長での透過率は 0.18 から  $1.96 \times 10^{-25}$  となる。このとき InP 半導体検出器でのエネルギーは, 4.516keV から  $3.812 \times 10^{-21}\text{keV}$  と予想できる。

### 2.5.3 測定結果

InP 半導体検出器のバイアスは 300V , CsI+PIN フォトダイオードのバイアスは 30V で 36,000sec 測定を行った。得られたスペクトルを以下に示す。

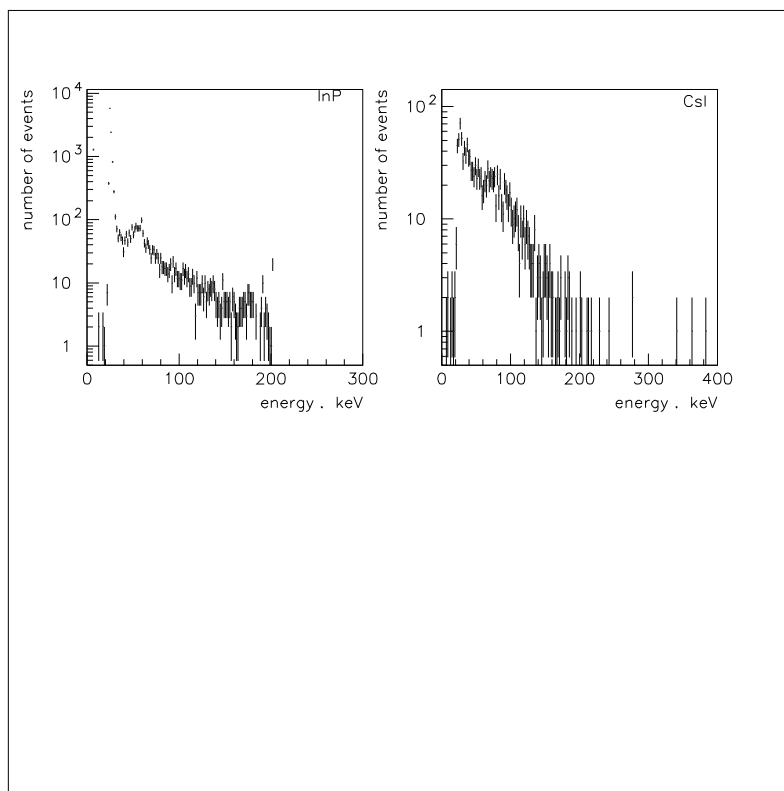


図 2.9: 左:InP のスペクトル 右:CsI+PIN フォトダイオードのスペクトル

同時イベントは CsI+PIN フォトダイオードと CsI シンチレーターを宇宙線が突き抜けたときのイベントである。得られたスペクトルを以下に示す。

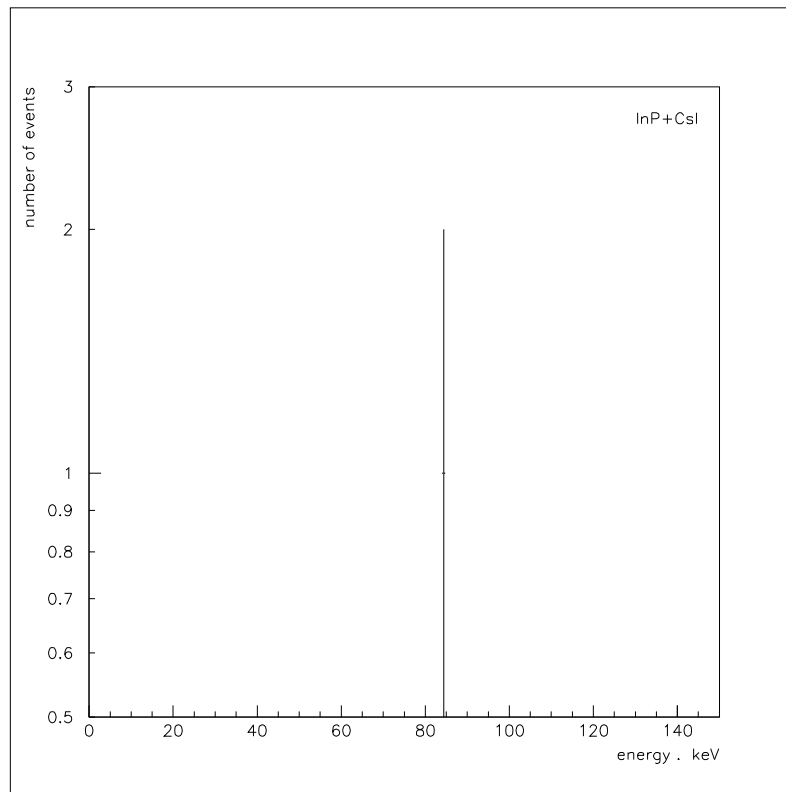


図 2.10: 同時イベントのスペクトル

このとき同時イベントは1 イベントしかなかった。エネルギーが 85keV と大きいため、このイベントは CsI+PIN フォトダイオードと InP 半導体検出器を直接突き抜けたイベント

と考えられ、InP 半導体検出器で CsI シンチレーション光を検出することが出来なかった。



波長 $\lambda$ (nm)	屈折率 $n$	減衰係数 $k$
202.6	1.290	1.280
259.7	1.340	1.715
350	1.580	1.66
450	1.400	1.75
550	0.310	2.49
650	0.150	3.50

図 2.8: Au の波長による光学定数

## 第3章 考察

今回の実験では、シリコン半導体検出器を使用したときは、CsIシンチレーション光を検出することが出来たが、InP半導体検出器を使用したときは、エネルギーが4.516keVから $3.812 \times 10^{-21}$ keVとなり4.516keVは検出できる値であるが、シンチレーション光を観測することが出来なかった。これは電極の $0.03 \mu\text{m}$ の厚さの部分に十分なエネルギーを持ったシンチレーション光が入射して来なかったことが考えられる。また、IPNOSphase-1実験では、CsIシンチレーターではなく液体キセノンシンチレーターを使用する。今の電極の厚さだと、InP半導体検出器でのppニュートリノのエネルギーはInP半導体検出器からの116keVと497keVの線は、それぞれ2.17keVから $7.79 \times 10^{-34}$ と6.75keVと $72.42 \times 10^{-33}$ と考えられる。 $0.03 \mu\text{m}$ の厚さのときのエネルギーの値だとInP半導体検出器で検出することが出来ると考えられる。

## 第4章 結果

電極の厚さが  $1 \mu\text{m}$  のときシンチレーション光は透過しなかったが、IPNOSphase-1 実験において電極の厚さを  $0.03 \mu\text{m}$  程度まで薄くすることによって液体キセノンからのシンチレーション光を検出することが出来ると考えられ、さらに電極を薄くすることが出来ればさらに透過率は上昇しよりトリプルコインシデンスによる測定が容易になると考えられる。

## 参考文献

- [1] ニコラス ツルファニディス 著、阪井英次 訳  
「放射線計測の理論と演習」下巻・応用編 現代工学社
- [2] 川崎雅祐 著 「謎の粒子 ニュートリノ」丸善書店
- [3] 中畑雅行、鈴木洋一郎：日本物理学会誌 Vol.58,No.5,2003  
「太陽ニュートリノ観測の現状と将来」
- [4] 佐藤哲也 学位論文 2004
- [5] 三宅悠子 学位論文 2007
- [6] 神永友輔 学位論文 2008
- [7] 境原周太郎 学位論文 2009
- [8] 工藤恵栄 著 「光物性の基礎」 オーム社
- [9] 工藤恵栄 著 「分光学的性質を主とした基礎物性図表」 共立出版

## 謝辞

本論文を作成するにあたり、研究テーマ設定からデータ解析、本論文の推敲まで多くの助言やご指導いただきました福田善之先生に心から感謝申し上げます。順調に進まず、完成が遅くなってしまいましたが、ご指導いただき、本当にありがとうございました。