ペルチェ冷却素子を利用した 冷却型インジウム・リン放射線検出器の開発

宮城教育大学教育学部生涯教育総合課程 自然環境専攻

D3635 佐藤 勝士

2005年2月

インジウム・リン (InP) は - 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。又、¹¹⁵In は電子ニュー トリノを捕獲する断面積が大きいため、pp、⁷Be 太陽ニュートリノの測定

器となる可能性もある。

現在までに検出器の体積が 7mm × 7mm × 0.5mm の常温型 InP 半絶 縁性放射線検出器を作成し、放射線照射による性能測定を行い、キャリア を生成するエネルギーが 0.3eV 、キャリアのドリフト長が 600µm 程度で あるという、画期的な結果を得ている。但し、ドリフト長が十分に長いと は言えず、その拡大を図るべく冷却型 InP 検出器を開発しなければなら ない。

本論文では、ペルチェ冷却素子を利用した冷却型インジウム・リン半導体検出器を開発し、その常温時における半導体検出器としての特性と放射線による応答を評価した。その結果、冷却型 InP 検出器の電子-正孔対生成エネルギーが 4.2eV、ドリフト長が 600µm であるという結論を得た。

概要

目 次

第1章	はじめに	2	
1.1	ニュートリノ	2	
1.2	ニュートリノ振動......................	3	
	1.2.1 真空中でのニュートリノ振動	3	
	1.2.2 物質中でのニュートリノ振動	5	
1.3	太陽ニュートリノ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	6	
1.4	太陽ニュートリノ問題と太陽ニュートリノ実験......	10	
	1.4.1 Homestake	10	
	1.4.2 カミオカンデ	11	
	1.4.3 SAGE 及び GALLEX	13	
	1.4.4 スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande)	14	
	1.4.5 SNO(Sudbury Neutrino Observatory)	14	
	1.4.6 KamLAND	15	
1.5	pp/ ⁷ Be 太陽ニュートリノ観測実験	17	
1.6	インジウムを用いた $\mathrm{pp}/^7\mathrm{Be}$ 太陽ニュートリノ実験	19	
笠ぃ立	7、汽点/ U.S./I.D.)业溢优协业吗	0.0	
弗 2 早 ○ 1	イノンワム・リノ (INP) 干导体快山岙 光道体検山盟	20	
2.1		20	
2.2			
2.3	美験のセットアップ	29	
第3章	放射線による応答性の評価	35	
3.1	α 線による応答	35	
3.2	γ 線の測定 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	35	
第4章	結論	42	

第1章 はじめに

1.1 ニュートリノ

ニュートリノの性質は、ワインバーグ-サラムの標準理論によれば、その質量は0と仮定されていて、弱い相互作用のみをする素粒子である。弱い相互作用をするニュートリノは、 e,μ,τ と同じレプトン族に属し、 e,μ,τ に対応するように $\nu_{e},\nu_{\mu},\nu_{\tau}$ の3種類存在し、クォークと同様に3世代しか予言されていない。これらのニュートリノは、実験的にその存在が確認されている。

ニュートリノは電荷を持たず、1/2のスピンをもち、透過性が非常に強く、他の物質との相互作用は極めて弱い。

素粒子	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
レプトン	0	電子ニュー	ミュー	タウニュー
		トリノ	ニュートリ	トリノ
			ノ	
		(u_e)	(u_{μ})	$(u_{ au})$
	-1	電子	ミュー粒子	タウ粒子
		(e)	(μ)	(au)
クォーク	+2/3	アップ (a)	チャーム (c)	トップ (t)
	-1/3	ダウン	ストレンジ	ボトム
		(d)	(\mathbf{s})	(b)

表 1.1: レプトンとクォークの分類表である。ここでクォークとは、ハド ロン (核力などによって物質と強く相互作用をする粒子)を構成する基本 粒子である。

ニュートリノに質量がないという標準理論の枠組みの中では、弱い相互 作用は左巻きの粒子と右巻きの反粒子にしか反応しない。ニュートリノに 質量がないとするならば、左巻きの粒子と右巻きの反粒子しか存在しない ことになるのでいいのだが、もし、ニュートリノに質量があるとするなら ば、右巻きの粒子が存在することを意味し、その標準理論の弱い相互作用 の定義を覆すことになる。弱い相互作用の理論である標準理論では質量は 0 であるが、標準理論を越える大統一理論では必ずしもそうではない。実験的には、ニュートリノの質量は上限値が与えられているだけで、0 とは 決まっていないのである。

ニュートリノは、強い相互作用と電磁相互作用がなく、主に弱い相互作 用でしか反応せず、透過性が非常に強い。このため、原子核や電子との反 応を利用した観測が難しく、他の粒子に比べ研究の進みは遅かった。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 真空中でのニュートリノ振動

弱い相互作用によって、異なる世代のクォークの間での相互転化は起こ るが、異なる世代のレプトン(強い相互作用を行わない粒子の総称)の間で の相互転換は起こらず、レプトンは電子と電子ニュートリノがもつ第1世 代のレプトンのフレーバーである電子数 N_e 、ミュー粒子とミューニュー トリノがもつ第2世代のレプトンのフレーバーであるミュー粒子数 N_{μ} 、 タウ粒子とタウニュートリノがもつ第3世代のレプトンのフレーバーであ るタウ粒子数 N_{τ} という3つの保存量をもつように思われる。異なる世代 のクォークの間での相互転化が生じる原因はクォークの質量である。

そしてニュートリノが質量を持つとするならば、クォークと同様に世代 の混合が生じるはずである。ニュートリノが質量をもつと、レプトンのフ レーバーが変化し、ニュートリノが飛行するのにつれて別のフレーバーに 戻ったりする。これをニュートリノ振動、あるいはニュートリノのフレー バーの振動という。

まず、真空中でのニュートリノ振動を説明する。ここでは簡単のために 2 世代 (ν_e, ν_μ)のみを考える。質量の固有状態を ν_1, ν_2 とすると、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$
(1.1)

という関係が成り立つ。ここで、θ は質量の固有状態と世代の固有状態 との混合角を表している。

ニュートリノの質量の固有状態の時間発展は、量子力学の基本方程式で あるシュレーディンガー方程式で記述される。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\\nu_2(t)\end{pmatrix} = E\begin{pmatrix}\nu_1(0)\\\nu_2(0)\end{pmatrix}$$
(1.2)

ここで、Eはニュートリノのエネルギーである。この方程式を解くと、

$$\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix}$$
(1.3)

となる。式 (1.1) と式 (1.3) より、この結果を世代の固有状態で表すと

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_\mu(0) \\ (1.4) \end{pmatrix}$$

となる。世代の固有状態として生成され、観測されるので、上式がニュー トリノ振動の様子を表すこととなる。

ここで時刻 t=0 で ν_e が生成されたとすると、時刻 t でそのニュートリノが ν_e である確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ は、

$$P(\nu_e \to \nu_e) = | < \nu_e(t) |\nu_e(0) > |^2$$

$$= \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|$$

$$= 1 - \frac{1}{2} \sin 2\theta^2 (1 - \cos(E_2 - E_1)t)$$
(1.5)

このエネルギー E は、質量より遥かに大きいとして、次のように表される。

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

$$\simeq p + \frac{m^2}{2p}$$
(1.6)

式 (1.6) より、式 (1.5) は、

$$P(\nu_e \to \nu_e) = 1 - \sin 2\theta^2 \sin \frac{\pi L(t)^2}{L_\nu}$$
(1.7)

と表せる。ここで、L(t)は時刻 t までにニュートリノの進んだ距離、 Δm^2 は $|m_2^2 - m_1^2|$ 、 L_{ν} は真空での振動長で

$$L_{\nu} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \tag{1.8}$$

である。ニュートリノが真空中を伝播する時には、世代の固有状態間で このような振動をする。



図 1.1: 真空解で許されるパラメータ領域

1.2.2 物質中でのニュートリノ振動

1.2.1 で見たようにニュートリノの世代の変化は、世代の固有状態の位 相の変化と同じであるが、量子力学では、位相の変化の様子は粒子がポテ ンシャルを持つ場合と持たない場合によって異なる。これは、ニュートリ ノ振動においてはニュートリノが真空中を伝播するのか、それとも物質中 を伝播するのかということに対応する。

物質中のニュートリノ振動は、S.P.Mikheyev、A.Yu.Smirnov、L.Wolfenstein らによって発見され、彼らの頭文字をとってMSW効果と呼ばれる。 [4, 5] 物質中では、 ν_e はポテンシャル

$$V_e = \sqrt{2}G_F N_e \tag{1.9}$$

を持つ。ここで、 G_F は Fermi 定数、 N_e は物質の密度である。

物質中のニュートリノ振動の時間発展の様子は、真空中のニュートリノ 振動にポテンシャルが加わり、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_e(t)\\\nu_\tau(t)\end{pmatrix} = \begin{bmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\-\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_1 & 0\\0 & E_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix} + \begin{pmatrix}V_e & 0\\0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\nu_1(0)\\\nu_2(0)\end{pmatrix}$$
(1.10)

となる。この式を解くと物質中でのニュートリノ振動の様子がわかる。 MSW 効果のパラメータである、混合角 θ と質量差 Δm^2 の関係は、これまでの実験によりかなり制限されてきている。MSW 効果で許されるパラメータ領域を図 1.2 に示す。

ニュートリノ振動で考えられる混合角の解は以下のように分けられる。

- 真空中での振動:真空解 (Vacuume Oscillation solution)
- 振動長と太陽-地球間が同程度となる振動: Just So 解 (Included by vaccume oscillation)
- 太陽物質中での MSW 効果の振動:

- 大角度解(太陽中心部から表面部に向かって断熱的振動)(LMA 解)
 - 小角度解(太陽中心部から表面部に向かって非断熱的振動)(SMA 解)

地球内部での MSW 効果の振動:(非断熱的振動)(LOW 解)

1.3 太陽ニュートリノ

太陽の構造は、太陽中心部から 20 万 km までは核融合反応でエネルギー を発生している水素燃焼核で、20 万 km ~ 50 万 km までが放射層となり、50 万 km ~ 70 万 km までが対流層となっている。そして最後に厚さ約 500 km の光球となる。放射層では核融合反応で発生したエネルギーが、 γ 線や X 線として太陽物質と散乱、吸収、再放出を繰り返し、ランダムウォーク で対流層まで進んでいく。それに要する時間は、100 万年程度であるが、 ニュートリノは太陽表面の光と同様に約 500 sec で地球に到達する。

太陽エネルギーの生成機構のうち、エネルギーの98.5% までが pp 連鎖 と呼ばれる反応過程で発生する。この反応過程については図1.3 に示す。 pp 連鎖は2個の陽子が融合して重陽子となり、陽電子とニュートリノが放 出される pp 反応で始まる。但し、1%以下の確率で2個の陽子と1個の電



図 1.2: MSW 効果で許されるパラメータ領域:これは、1998 年当時のパ ラメータ領域であり、現在は LMA 解が主流となっている

子が反応する3体反応があり、pep反応と呼ばれる。pp連鎖には、pp-1、 pp-2、pp-3と呼ばれる3つの主要な分岐がある。この他に hep反応と呼 ばれるもうひとつの分岐にも分かれる。

さらに熱核融合反応には pp 連鎖だけではなく、CNO サイクルという 反応過程もある。CNO サイクルは、図 1.4 に示す。この過程は、炭素、 窒素、酸素が触媒として働きニュートリノ生成反応が起きる。CNO サイ クルは温度が高いほど重要になるが、太陽では全エネルギーの 1.5% しか 担っていない。どの反応がどの程度起きるかは、星の内部の温度、組成、 密度で決まり、それは太陽理論で推定される。

表 1.2 には、それぞれの反応から生成するニュートリノの最大エネル ギーとフラックスを示す。



図 1.3: pp 連鎖反応: 5 過程からそれぞれ pp ニュートリノ、pep ニュー トリノ、⁷Be ニュートリノ、⁸B ニュートリノ、hep ニュートリノが生成さ れる。

各ニュートリノの地球での強度は、J.N.Bahcall らが計算した標準太陽 モデル(Standard Solar Model) [3] で与えられ、ニュートリノの総強度 は 6.6×10¹⁰/cm²/s と計算される。この標準太陽モデルは、標準的な恒星 の構造と進化論に基いて理論的に予想される標準的な太陽のモデルであ る。標準太陽モデルの計算は、多くの研究者グループで行われてきたが、 特に J.NBahcall らの計算は、太陽中心部でのヘリウムとそれより重い元 素の拡散の効果(重い元素が中心部に向かって沈んでいくいくために、中 心部の平均原子量が増加する効果)を取り入れ、現段階で最も精密であ ると言える。この標準太陽モデルを用いる場合に、地球上で観測される ニュートリノの捕獲率を表 1.3 に示す。 [2]

⁸B ニュートリノは、全体の 0.01% しか占めていないが、⁸B ニュートリ ノが現在太陽ニュートリノ観測において観測されている理由は、エネル ギーが他のニュートリノより大きく、観測がより容易であるためである。 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 1.5 に 示す。

	最大エネルギー (MeV)	フラックス $(cm^{-2}s^{-1})$
pp	0.420	$5.941^{+0.01}_{-0.01} \times 10^{10}$
pep	1.442	$1.391^{+0.01}_{-0.01} imes 10^8$
⁷ Be	0.862(90%)	$4.801^{+0.09}_{-0.09} imes 10^9$
	0.384(10%)	$4.801^{+0.09}_{-0.09} imes 10^9$
$^{8}\mathrm{B}$	14.02	$5.151^{+0.19}_{-0.14} \times 10^{6}$
hep	18.77	2.10×10^3
^{13}N	1.199	$6.051^{+0.19}_{-0.13} imes 10^8$
$^{15}\mathrm{O}$	1.732	$5.321^{+0.22}_{-0.15} \times 10^8$
17 F	1.740	$6.481^{+0.12}_{-0.11} imes10^8$

表 1.2: 太陽ニュートリノの最大エネルギーとフラックス [2]

	Cl(SNU)	Ga(SNU)
pp	-	69.6
pep	0.2	2.8
$^{7}\mathrm{Be}$	1.15	34.4
$^{8}\mathrm{B}$	5.9	12.4
hep	0.0	0.0
^{13}N	0.1	3.7
$^{15}\mathrm{O}$	0.4	6.0
17 F	0.0	0.1
Total	$7.7^{+1.2}_{-1.0}$	129^{+8}_{-6}

表 1.3: 地球上で観測されるニュートリノの捕獲率: SNU(Solar Neutrino Unit) という単位は、毎秒 10³⁶ 個の原子あたり 1 個の原子がニュートリノ を捕獲することを 1SNU である。



図 1.4: CNO サイクル

1.4 太陽ニュートリノ問題と太陽ニュートリノ実験

1.4.1 Homestake

太陽ニュートリノの観測を最初に手がけたのは米国の R,Davis たちで、 1968 年から 90 年末に至るまで観測を続けていた [6]。この Homestake 実 験は、Homestake 金鉱の地下約 1500m で行われ 615 トンの C₂Cl₄ を円筒 型タンクに貯蔵した検出器を用いた。

この実験でのニュートリノ検出原理は、次の反応を利用したものである。

$$\nu_e + {}^{37} \operatorname{Cl} \longrightarrow e^- + {}^{37} \operatorname{Ar} \tag{1.11}$$

ニュートリノが入射し、式 (1.11) の反応が起きることによって 37 Ar が 生成され、化学的な処理を施して液体 C_2 Cl₄ 中の 37 Ar を収集する。

³⁷Arは35日の半減期で³⁷Clに崩壊する。このとき放出される2.82KeV のオージェ電子を検出することによって、式(1.11)の反応を起こしたニュー トリノの個数を測定する。

この手法は放射科学法と呼ばれ、³⁷Cl によるニュートリノ捕獲反応の エネルギー閾値 814keV 以上のニュートリノの積分強度を測定する。観測 できるニュートリノの種類は、pep、⁷Be、⁸B、¹³N 及び¹⁵O ニュートリ ノである。



図 1.5: 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

理論的に予想されたニュートリノの流量は、

$$8.0 \pm 3.0$$
(SNU) (1.12)

であった [7]。しかし、1970 年の 8 月から 1992 年の 8 月までの観測結 果によると、

$$2.32 \pm 0.22$$
(SNU) (1.13)

であり、理論値と実験値が大きく異なっている。

1.4.2 カミオカンデ

R.Davis たちの塩素実験に続き、太陽ニュートリノ観測に成功したのが 水チェレンコフ検出器を用いる神岡地下実験、カミオカンデである。カミ オカンデ検出器は、鉄タンクの壁面に約千本の直径 20 インチの光電子増 倍管を配置し、その中に 3,000 トンの純水を貯えたものである。カミオカ ンデでは、ニュートリノが水中で弾性散乱し式 (1.14)、跳ね飛ばされた電 子が放射するチェレンコフ光を光電子増倍管で検出する。

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \tag{1.14}$$

チェレンコフ光とは、荷電粒子が屈折率 n の媒質中をその媒質中での光 の速度 (c' = c/n) よりも速い速度 v で運動した時に放出される青白い光 である。屈折率 n の媒質中で、光の速度 v は c/n(c:真空中の光の速度) と なる。荷電粒子が、

$$v \ge \frac{c}{n} \tag{1.15}$$

の速度で媒質中を進む時、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} (\beta \equiv \frac{v}{c}) \tag{1.16}$$

ここで荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光とのなす角を、 θ_c とする。 このチェレンコフ光放出角 θ_c は、荷電粒子の速度と媒質の屈折率で決ま るために、カミオカンデ検出器では、そのチェレンコフ光放出角は、

$$n = 1.334$$

 $v = 3.02 \times 10^8 m/s \simeq c(\beta \simeq 1)$ (1.17)
 $\theta_c = 42^{\circ}$

となる。

検出可能エネルギーの下限値は 8MeV であるが、実際に解析に使用されたのは 7MeV 以上の電子の事象である。したがって、この実験では純粋に最大エネルギー 15MeV の⁸B の崩壊からのニュートリノだけを観測 するという特徴がある。エネルギーからみれば、hep ニュートリノも観測 されるはずであるが、フラックスが非常に弱いため、カミオカンデでは観 測できない。

カミオカンデ検出器は、他の検出器に比べて次のような利点がある。

- リアルタイムで測定することができる。
- 水中ではチェレンコフ光は電子の進行方向に対して約42°の方向に 円錐状に放射されるので、電子の進行方向を知ることができ、それ によりニュートリノの飛来方向が分かる。
- 反跳電子のエネルギースペクトルから入射ニュートリノのエネルギー スペクトルが推測できる。

カミオカンデ検出器は、ニュートリノの線源の方向を調べることによっ て、それが太陽から来ていることを世界で初めて証明し、太陽ニュートリ ノのフラックスが理論値と実験値で異なることを示した。 1990 年 12 月から 1995 年 2 月までの理論値と実験値との太陽ニュート リノの流量の比は、

$$\frac{\mathbf{g}\mathbf{k}\mathbf{\hat{m}}}{\mathbf{g}\mathbf{\hat{m}}} = 0.49 \pm 0.09 \tag{1.18}$$

であった [8]。これが太陽ニュートリノ問題である。

1.4.3 SAGE 及び GALLEX

太陽ニュートリノの主成分である pp、⁷Be ニュートリノに感度がある 放射科学法による実験が、ロシア (SAGE) とイタリア (GALLEX) で 1990 年代から行われた。

太陽ニュートリノの主成分である pp、⁷Be ニュートリノに感度がある 放射科学法による実験が、SAGE [13] 及び GALLEX [14] で、1990 年代 から行われた。

$$\nu_e + {}^{71} \operatorname{Ga} \longrightarrow e^- + {}^{71} \operatorname{Ge}$$
 (1.19)

という反応を利用しており、0.233MeV 以上のエネルギーを持つ pp ニ ュートリノを捕らえることができる。

⁷¹Ga の総量は SAGE は 60 トン、GALLEX は 30 トンである。タンク内 の ⁷¹Ga の中から、ニュートリノの捕獲によって生成された ⁷¹Ge を化学的 な処置を施して取り出す。ニュートリノを捕捉した放射性の ⁷¹Ge は、電 子捕獲によって 11.43 日の半減期で崩壊し、このとき放出されるオージェ 電子や X 線を測定して、⁷¹Ge の個数を調べ、捕獲されたニュートリノの 個数を観測する。

SAGE 及び GALLEX で観測可能なニュートリノは pp、⁷Be、⁸B、¹⁵O、 pep、¹³N ニュートリノである。理論的には、観測されるニュートリノの 数は

$$131.5^{+21}_{-17}(\text{SNU})$$
 (1.20)

であった。しかし実測値は、

$$\begin{array}{l} \text{SAGE} \quad 73 \pm 23 (\text{SNU}) \\ \text{GALLEX} \quad 79 \pm 16 (\text{SNU}) \end{array} \tag{1.21}$$

であった [13, 14]。このように、ニュートリノが理論値の約半分になっている。

1.4.4 スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande)

スーパーカミオカンデ検出器は、1995年3月から建設が始まり、1996年3 月に完成し、同年3月からデータを取り始め、1996年4月から本格的に観測 が始まった。このスーパーカミオカンデは、ニュートリノの観測 (Kamioka Neutrino Detection Experiment) 及び陽子崩壊の観測 (Kamioka Nucleon Decay Experiment) を目的として作られた。

SK は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山の地下 1,000m の場所に位置し、 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 管が取り付けられている。検出原理は、カミオカンデと全く同じであり、 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。ニュートリノ観測に実際に使うことができる装置の有効体積は、光電 子増倍管が取り付けられている面から 2m 以内内側の領域であり、重量が 22,000 トンである。SK ではニュートリノと電子との散乱を用いて、⁸ 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。

SK は 1996 年 4 月よりデータを取り始め、2001 年 7 月までに 1,496 日 分のデータを取得した [9]。この間に観測された太陽ニュートリノの数は 約 22,400 にものぼり、1 日あたりに換算すると 14.7 現象/日である。この 数は、カミオカンデが捕らえた全太陽ニュートリノ数の 30 倍に相当する。

この得られた太陽ニュートリノ現象の数をニュートリノフラックスに直 すと、

$$\phi_{\rm SK}$$
(電子弾性散乱)=2.35±0.02(stat.)±0.08(sys.)
× 10⁶/cm²/s (1.22)

となる。ここでニュートリノ強度とは、スペクトルの形を⁸B太陽ニュー トリノから予想されるエネルギー分布であると仮定して、全エネルギー範 囲で積分した値である。

1.4.5 SNO(Sudbury Neutrino Observatory)

SNO 実験装置は、カナダのサドバリー Creighton 鉱の地下約 2,000m に あり、重水 (D₂O)1,000 トンを用いて、太陽ニュートリノの観測を行って いる。1,000 トンの重水はアクリル容器の中に貯められているが、その外 側には 5,000 トンの軽水があり、その軽水中に 9,348 本の光電子増倍管が 取り付けられている。

SNOでは、以下の3つ反応を用いて太陽ニュートリノを捕らえる。

- 1. 荷電カレント (CC) 反応 $\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p$
- 2. 中性カレント (NC) 反応 $\nu + D \rightarrow \nu + n + p$
- 3. 電子弾性散乱

 $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

これらの反応により生じた電子は、SKと同様にチェレンコフ光を観測 することにより捕らえられる。

SNO 実験は、1999 年 11 月から 2001 年 5 月までに重水のみを用いた データを 306.4 日取得した [10]。この観測された太陽ニュートリノ現象を エネルギー分布、太陽との方向分布、粒子の発生点分布を用いた結果、観 測された現象の数は、それぞれ、CC 反応が約 1,970 個、電子弾性散乱が 約 260 個、NC 反応が約 580 個と得られた。これらの値を太陽ニュートリ ノ強度に直すとそれぞれ、

$$\phi_{\rm SNO}(\rm CC) = 1.76^{+0.06}_{-0.05}(stat.) \pm 0.09(sys.) \\ \times 10^6/cm^2/s$$
(1.23)

$$\phi_{\rm SNO}(\rm NC) = 5.09^{+0.44}_{-0.43}(stat.)^{+0.46}_{-0.43}(sys.) \\ \times 10^{6}/cm^{2}/s$$
(1.24)

$$\phi_{\text{SNO}}$$
(電子弾性散乱) =2.39^{+0.24}_{-0.23}(stat.) ± 0.12(sys.)
× 10⁶/cm²/s (1.25)

1.4.6 KamLAND

KamLAND 実験は、液体シンチレータを用いた世界最大のニュートリノ 検出器である。検出器は、SK と同じ岐阜県神岡町の鉱山の地下約1,000m に位置する。4年に渡る建設期間を経て、2002年1月に実験がスタート した。

液体シンチレータは、水と同様に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検出するが、発光量が桁違いに大きく、純水を使った 実験では検出が困難な低エネルギーニュートリノの微弱な信号をキャッチ できる。 この実験の特徴は、遠く離れた原子炉から飛来する反電子ニュートリノ をニュートリノを高感度で捕らえ、ニュートリノ振動の有無、太陽ニュー トリノ問題の有力な解を精密に調べることができるということである。

太陽ニュートリノ問題がニュートリノ振動により引き起こされたもので あることが、2001年にSKの1,496日分のデータとSNOからの最初の荷 電力レント(CC)反応の結果とを比較することにより明らかとなった。

SK が電子散乱で測定した太陽ニュートリノ強度 (式 (1.22)) は、SNO が CC 反応 (1.23) によって測定した強度に比べて約 34% 大きく、その違いの 統計的な有意性は 4.3σ レベルである。この違いは、CC 反応は ν_e のみしか 捕らえないが、電子散乱では ν_{μ}, ν_{τ} の寄与もあるため、 ν_e が ν_{μ}, ν_{τ} に変わっ てしまったことが原因であると考えられる。この結果は、2002 年の SNO による中性カレント (NC) 反応の結果によってさらに確実なものとなった。 NC 反応によって測定された強度は、CC 反応や電子散乱による測定結果 に比べて有意に大きく、NC 反応が全ニュートリノ強度 ($\nu_e + \nu_{\mu} + \nu_{\tau}$) を 測っていることから考えて、この有意な違いは太陽ニュートリノが ν_{μ}, ν_{τ} に変わってしまっていることを示唆する。

これらの実験により、太陽ニュートリノ問題はニュートリノ振動が原因 であるという決着がついた。しかし、まだすべての太陽ニュートリノ実験 の結果が説明できる一組の振動パラメータを決定していない。ここで、す べての太陽ニュートリノ実験の結果を盛り込んで許されるパラメータ領域 を図 1.6 に示す。

 Δm_{12}^2 については KamLAND により厳しい制限を得ている。しかし、 混合角 θ_{12} は依然実験的に得られる範囲が 27~37 度と広い。

電子ニュートリノ振動における混合角 θ_{12} の精密測定には、pp サイク ルの初期過程で生成される pp 及び ⁷Be 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重要である。これらのニュートリノはエ ネルギーが 1MeV 以下と低く、技術的な問題だけではなく自然バックグラ ウンドが大量に存在するため、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図 (1.7) [12] のよう に増す傾向があり、その形状が混合角 θ_{12} に強く依存しているため、pp と ⁷Be ニュートリノのフラックスとエネルギー分布を測定できる実験が求め られている。



図 1.6: 全ての太陽ニュートリノ実験の観測の結果、得られた振動パラ メータ

1.5 pp/⁷Be太陽ニュートリノ観測実験

全ての太陽ニュートリノ実験の結果を基にニュートリノ振動に対する global fit を施すと、LMA 領域にニュートリノ振動解が存在していること がわかり、KamLAND の原子炉ニュートリノの観測結果もそれを強く支 持している。以上のことから、次世代太陽ニュートリノ実験の主な目的と して、以下の2点が考えられる。

1. ニュートリノ振動の混合角 θ_{12} の精密な測定

2. 恒星進化論の検証等の太陽物理の総合的研究

混合角 θ_{12} の精密測定には、pp ニュートリノの観測が有効である。pp ニュートリノは、太陽エネルギーの制限から 1% の精度でその発生強度が 分かっており、極めて精度の良いパラメータ決定が期待できる。また、SK と SNO がニュートリノ振動を確立した ⁸B ニュートリノは全太陽ニュー トリノの高々0.01% の成分であり、全体の 91% を占める pp ニュートリノ、 7% を占める ⁷Be ニュートリノの観測は、太陽物理学にとっても貴重な情 報を与える。



図 1.7: (a) Δm^2 を固定して $\sin^2 \theta$ を変化させた場合、(b) $\sin^2 \theta$ を固定して Δm^2 を変化させた場合の、電子ニュートリノの残存確率 P_{ν_e} の温度依存性

現在、世界では pp、 ⁷Be ニュートリノ観測を目指した実験の研究開発 がいくつも進められている。実験は大きく分けて荷電カレント反応を用い る方法と電子弾性散乱を用いる方法とがある。SNO と SK の測定でもわ かるように、荷電カレント反応は ν_e のみの測定であり、電子弾性散乱で は ν_e に加えて ν_{μ} 、 ν_{τ} からの寄与も加わる。したがって、両方の測定方法 は相補的であり、両方を測ることによって初めて ν_e 、 $\nu_{\mu} + \nu_{\tau}$ のそれぞれ の強度が分かる。

(1) 電子弾性散乱

電子散乱を用いた実験では、pp、⁷Be両方のニュートリノを捕らえる実 験として、CLEAN [18]、HERON [19]、XMASS [20] の実験提案がある。 CLEAN は、液体ネオンあるいは液体ヘリウムを波長変換版を張った容

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実験である。 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す。

(2) 荷電カレント反応

荷電カレント反応を用いた実験のうち、LENS(Low Energy Neutrino Spectroscopy) 実験 [15] は、インジウム (In) を重量の約 10% 溶かし込ん だ液体シンチレータを用い、太陽ニュートリノ散乱の特徴的な反応 (遅延 γ 、 β 線がでる)を捕らえることを考えている。遅延信号を使うことによ リ、環境バックグラウンドを減らすことができる。MOON [16] 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 (物理的分割及び伝 播速度による分割)された装置で、ニュートリノ反応の信号と遅延 β 線と の同時計測を行う。

1.6 インジウムを用いた pp/⁷Be 太陽ニュートリノ実 験

1976年、ラガバンは¹¹⁵In が低エネルギー太陽ニュートリノを捕獲する 反応断面積が大きいと提唱した。¹¹⁵In による電子ニュートリノ捕獲反応 は以下に示す。

$${}^{115}\mathrm{In} + \nu_e \longrightarrow {}^{115}\mathrm{Sn}^* + e^- \tag{1.26}$$

捕獲後の¹¹⁵Sn*は励起状態で、半減期 4.76µs で基底状態に遷移する (式 1.27)。

¹¹⁵Sn^{*}
$$\longrightarrow$$
 ¹¹⁵Sn + $\gamma_1(116keV) + \gamma_2(497keV)$ (1.27)

崩壊に伴い2本の γ 線を放出するが、116keV の γ 線の約 50% は内部 転換を起こす。これらの反応の原子核エネルギーレベルの構造を図 1.8 に 示す。



図 1.8: ¹¹⁵In 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114keV 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⁷Be 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間の関係は、

$$E_{\nu_e} = E_{e^-} + 114 keV \tag{1.28}$$

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。

この反応の最大の特徴は、ニュートリノ捕獲後の 3.3μ 秒後には式(1.27)の崩壊から2本の γ 線が放出するため、捕獲後の電子との3重同時計測によりニュートリノ事象を選別することができる点である。116 keVの γ 線は反応点に近いところで検出され、497 keVの γ 線は比較的離れたところで検出される。

但し、インジウム自身による崩壊の問題がある。¹¹⁵In は半減期 6.4×10^{14} 年で β 崩壊 ($\beta_{max} = 495 keV$) し、この β 線とその制動 X 線がノイズとなるため、観測点とエネルギーを精度良く測定する必要がある。

太陽 pp/⁷Beニュートリノの観測には数トンのインジウムが必要であり、 大型検出器が必要となる。そこで、我々は 10cm × 10cm × 0.05cm の SI InP 検出器の製作を考えている。この検出器の重さは 24g で、インジウム 19g に相当する。¹¹⁵In の自然存在比は、96% である。¹¹⁵In を 4 トン使用 すると仮定すると、220,000 チャンネルのモジュールが必要となる。この モジュールは、10mm × 10mm × 500 μ m の検出器 100 個を、111mm × 111mm の基板上に配置し、バイアス電圧を並列に印加し信号はまとめて 取り出す多素子型構造を考える。図 1.9 に、モジュールを示す。

このモジュール 25 個を 5 列 × 5 列で基板上に配置したものを一層と考 え、その層を 10 層重ねたものをスーパーモジュールと呼ぶ。(図 1.10、図 1.11)

スーパーモジュールは、上下互い違いに1段に5個ずつNaIシンチレー タを設置し、同時計測によりノイズを選別するトリガー回路を構築するこ とができる。

ここで、1スーパーモジュールの中心で pp 太陽ニュートリノを観測し た場合のシミュレーションを図 1.13 に示す。ここで検出器は、100keV で 10% のエネルギー分解能であると仮定した。中心に位置するモジュール 検出器は、捕獲反応からの放出電子と¹¹⁵Sn* からの γ_1 の一部と、 γ_2 のコ ンプトン電子を観測し、周りの NaI シンチレータは、残りの $\gamma_1 \ge \gamma_2$ を 観測している。但し、 γ_1 の内部転換電子は考慮していない。

このシミュレーションの結果、pp ニュートリノの検出効率は約80% と 予想される。



図 1.9: モジュール検出器



Top view of InP SI hybrid detector (1 super module)

図 1.10: スーパーモジュールの上面図



図 1.11: スーパーモジュールの側面図



図 1.12: 11 × 11 × 11 計 1331 個のスーパーモジュールを積み重ねた時 の全体図



図 1.13: 1 個のスーパーモジュールによる pp ニュートリノ測定で 1 万個の シミュレーションを行って得られたスペクトル: (a)InP 検出器モジュール で検出した電子のエネルギー (b) 同じく InP 検出器で検出した γ_1, γ_2 のエ ネルギー (c) 周囲の NaI シンチレータで検出した γ_1, γ_2 のエネルギー (d) 期待される pp ニュートリノ 128keV のエネルギー分布

第2章 インジウム・リン(InP)半導 体検出器

2.1 半導体検出器

半導体検出器 (semiconductor detector)の原理は、p-n 接合からなるダ イオードに逆電流を印加するとほとんど電流は流れず、なんらかの方法で キャリアを注入すれば、電流が流れる。これを利用し、空乏層内に入射し た放射線により電子・正孔対が生じ電流が流れ、パルスとして電気信号が 得られるという原理である。

能率的に放射線の測定を行うためには、空乏層を大きくしなければなら ず、そのためいろいろな工夫がこらされている。また、半導体の材質とし て現在のところシリコンやゲルマニウムがもっぱら用いられているが、そ のほか、CdTeなどの使用も試みられている。

このような点を見ると、気体電離箱とあまり変わらないように思われる が、実際には以下のような大きな相違点がある。

1. キャリア生成機構の差

2. キャリアの速度

第1の相違点は、キャリア生成機構の差である。結晶中に高速の荷電 粒子が入射すると荷電子帯にある電子は伝導体におしあげられ、多数の 伝導電子-正孔対が生成される。はじめ作られた伝導電子のうちには充分 な余剰運動エネルギーを持つものがあり、これは2次電離、フォノンの発 生、結晶構造の加熱などに費やされるが、統計的には一組の電子-正孔対 を作るのに要する放射線のエネルギーの平均値は物質によって決まり、放 射線のエネルギーや種類に関係しない。この値を ε といって、Geの場合 2.96eV、Siの場合 3.62eV である。これは気体の場合のW値(数+ eV)と 比較して約10分の1であり、実に10倍ものキャリアを作ることとなる。

検出器のエネルギー分解能は最初に生じた1次のキャリア数の平方根に 逆比例するので、エネルギー分解能は半導体検出器がとびぬけてよいこと となる。 第2の相違点は、キャリアの速度である。生成された電子と正孔とは電 界によって急速に流動する。その速度は形式的に、

$$v_e = \mu_e E$$
, $v_h = \mu_h E$

と書ける。eとhとはそれぞれ電子と正孔とに対応する。 μ はドリフト移動度 (drift mobility)といい、温度によって大幅に異なるが、例えば 300Kでは、ゲルマニウムは $\mu_e = 3900 cm^2/Vs$ 、 $\mu_h = 1900 cm^2/Vs$ なる値をもつ。すなわち、固体中のキャリアの流動は気体中に比較してずっと速度が大きく、かつキャリアの種類によってそれほど大きな差はない。

2.2 インジウム・リン半導体検出器

光通信の基幹材料である - 族化合物半導体のインジウム・リン (InP) は、需要の増加に伴い近年急速に生産量を伸ばしている。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 1.29eV とシリコ ンの 1.12eV と同程度という特徴がある。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 結晶が高感度なエックス線・ γ 線検出器であるため、新たな放射線検出器として注目されている。

ここで、InP 検出器内部における放射線による反応を図 2.1 に示す。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-正孔対を生成 する。そして、電子・正孔 (ホール) の電荷は、図のドリフト長 (L_d) に従 い収集される。このドリフト長は、キャリアーの移動度 ($\mu[m^2V^{-1}s^{-1}]$) と寿命 ($\tau[s]$) と電場 ($\frac{V_0}{d}[Vm^{-1}]$) に比例する。



図 2.1: 電荷収集の原理: d は SI InP 検出器の厚さ、 x_0 は電子の飛程で ある

ドリフト長は、キャリアーの速度を v[ms⁻¹] とおくと、

$$v = \mu E = \mu \frac{V_0}{d} \tag{2.1}$$

よって

$$L_d = \tau v = \mu \tau \frac{V_0}{d} \tag{2.2}$$

で表される。

開発に成功した常温型 SI InP 放射線検出器は、キャリア生成に必要な エネルギーが 0.3eV と小さいことから大量のキャリアを生成することがで きる。しかし、ドリフト長が 600µm なの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 80% 程度に留まり、エネ ルギー分解能は 100keV において 30%(FWHM) であり要求される性能に 達しておらず、同様としている測定器性能には問題点として残っている。 これ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には、高電圧を印加すること、キャリア移動度を高 めることが考えられるが、数 100Vの電圧でもすでに暗電流が 10µAの大 きさになっているため、これ以上の電圧の印加は分解能がさらに悪くなる ため現実的ではない。よって、可能性があるのはキャリアの移動度を高め ることである。キャリアの移動度は、図 2.2 のように結晶を冷却すると上 昇するとの報告がある [11]。この報告からわかるように、キャリアーのド リフト長を延ばすために、冷却型ペルチェを開発する必要がある。

一方で、半導体の暗電流は温度に対し式2.3のような関係式がある。

$$I = T^{2/3} \exp(-\frac{E_g}{2k_B T})$$
(2.3)

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。例えば、-40 に冷却すると暗電流は常温の約 1/100 になり、実 際に測定すると冷却するとともに比抵抗が上昇し、暗電流が低くなる。つ まり、冷却することにより移動度が増し、暗電流が低減するため高い電圧 が印加可能となる。このため、SI InP 結晶による汎用型放射線測定器の 研究には冷却型検出器の開発が必要不可欠である。

Extrapolated Low-Field Electron Drift Mobility for InP



図 2.2: 移動度の温度依存性

2.3 実験のセットアップ

本実験では通常の Au 電極の SI InP 検出器をペルチェ冷却素子上に敷 設する冷却型 InP 検出器 (6mm × 6mm × 0.2mm)を使用する。図 2.3 に 測定器のセットアップの図、図 2.4 に検出器の外形図、図 2.6 に実際の写 真を載せる。そして、図 2.7 には実験で用いる冷却型 InP 検出器の VI 特 性を示す。実験は、常温における冷却型 InP 検出器の応答性を評価する。



図 2.3: 測定器のセットアップ



図 2.4: ペルチェ冷却素子の外形



図 2.5: 上図:ペルチェにマウントした新プロトタイプ SI InP 検出器の 側面からの写真 下図:真上からの写真; InP 検出器は、セラミック上に Au-Sn でマウントされている。





図 2.6: 上図:放熱板にマウントした検出器 下図:ペルチェにマウント した新プロトタイプ SI InP 検出器



図 2.7: 冷却型 InP 検出器の VI 特性

第3章 放射線による応答性の評価

3.1 α 線による応答

最適電圧を測定するために、²⁴¹Am から放射される 5.48MeV の α 粒子の測定を行った。shaping time は 2μ sec で測定を行った。はじめに 100V の電圧からスタートし、100V ずつ電圧を印加していき、400V まで電圧を印加した。

図 3.1 は、各バイアス電圧での²⁴¹Amのスペクトルを示す。この測定からわかることは、100V,200Vでは電荷分布の落ち込みが観測された。バイアス電圧 100V,200Vを比較すると、落ち込みが右にシフトしている。つまり、バイアス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。しかし、バイアス電圧 300V,400Vでは、落ち込みは見えなくなっていて、電荷収集効率は 200V に比べ、変化していない。

この測定から、 γ 線を測定するのための最適な電圧は、200V であると言える。

図 3.1 で示した 4 つのエネルギースペクトルでは、ピークを観測するこ とができなかったが、これはこの α 線源がスペクトル解析には使えない、 強度が弱い線源を用いたためであると思われる。この α 線測定の目的は、 γ 線を観測するのに最適な電圧を判定することである。

3.2 γ線の測定

¹³³Ba,¹³⁷Cs,⁵⁷Coの3つの線源を用いて、 γ 線の測定を行った。shaping time は 2μ sec で測定した。バイアス電圧は 200V,測定時間は、¹³³Ba が 46,711sec(約13時間)¹³⁷Cs が 38,664sec(約11時間)、そして ⁵⁷Co が 26,045sec(約7時間)である。

図 3.2 に、冷却型 InP 半導体検出器でのそれぞれのエネルギースペクト ルとバックグラウンドのエネルギースペクトルを示す。

この図を見ると、ピークが現れていないことがわかる。ここで常温型 InP 検出器と冷却型 InP 検出器の γ線の測定データを図 3.3 に示す。この2つのスペクトルを比較すると、明らかにスペクトルが異なり、冷却型 InP 検出器の測定データの電荷収集効率が低いことがわかる。この結果か ら、電子-正孔対生成エネルギーは以前の実験で得られている値 0.3eV と は異なるのではないかと思われる。

ここで、冷却型 InP 検出器 (6mm × 6mm × 0.2mm) とは体積の異なる 冷却型 InP 検出器 (3mm × 3mm × 0.2mm) の 133 Ba の γ 線の測定デー 夕を図 3.5 に示す。図 3.2 の 133 Ba のエネルギースペクトルと比較すると、 同じようなスペクトルであり、4.2eV という電子-正孔対生成エネルギー は正しいと思われる。

そこで、電子-正孔対生成エネルギーとドリフト長を変化させ、シミュ レーションを行った。その結果、電子-正孔対生成エネルギーが 4.2eV、ド リフト長が 600µ のとき、図 3.2 のスペクトルを再現することができた。 冷却型 InP 検出器のデータとシュミレーションを重ねたエネルギースペ クトルを図 3.4 に示す。

InP 検出器の電子-正孔対エネルギーが 4.2eV というのは、従来から言われてきた値である [21]。常温型 InP 検出器で測定された値 0.3eV という測定は正しいと思われるが、この検出器特有の反応が起こっていたと考えられるため、このような結果になったと思われる。



図 3.1: InP 半導体検出器での ²⁴¹Am のバイアス電圧を 100V から 400V まで変化させたときのエネルギースペクトル



図 3.2: 冷却型 InP 検出器で測定した ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{57}Co の γ 線とバックグ ラウンドのエネルギースペクトル



図 3.3: 常温型 InP 検出器と冷却型 InP 検出器 (斜線部) で測定した γ 線のエネルギースペクトル: (a),(b),(c) はそれぞれ、(a)¹³³Ba,(b)¹³⁷Cs,(c)⁵⁷Coの測定データ



図 3.4: 冷却型 InP 検出器 (青) とシミュレーション (赤) での γ 線のエネルギースペクトル:シミュレーションでは電子-正孔対生成エネルギー 4.2eV、ドリフト長 600 μ m としている

第4章 結論

ペルチェ冷却型 InP 検出器の γ 線の測定とシミュレーションにより、常温 時における電子-正孔対生成エネルギーは 4.2 eV で、ドリフト長が $600 \mu \text{m}$ であることがわかった。現段階では、InP 検出器のエネルギー分解能は 18%@356 KeV と悪く、常温時において精密な測定を行うことができない。

そこで、暗電流を減らしエネルギー分解能を良くするため、以下に示す 2つの方法が考えられる。

- 1. 検出器を冷却することによって、式 (2.3) により暗電流を減らし、ド リフト長を拡大する。
- 2. 検出器の性能を pn 型半導体検出器に近づける。つまり、バイアス 電圧をかけても暗電流が流れないようにする。

1つ目の方法は、検出器を冷却する方法である。第2.2章でも述べたように、冷却することにより移動度が増し、暗電流が低減するため高い電圧が印加可能となる。2つ目の方法は、バイアス電圧を印加すると電流がほとんど流れないという pn 型半導体の性能に、InP 検出器の性能を近づけるために、ショットキー型 InP 検出器を開発し、暗電流を減少させるという方法である。

この2つの方法を行うことによって、暗電流が減り、100keVで10%以下のエネルギー分解能を達成することができれば、InPは次世代低エネルギー太陽ニュートリノ検出器となるであろう。

関連図書

- [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』上巻・下巻(現代工学社、1986)
- [2] J.N.Bahcall, S.Basu, and M.H Pinsoneault, Phys. Lett. B433, 1(1998)
- [3] J.N.Bahcall et al., Rev. mod. Phys. 54 (1982) 767
- [4] S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov.J.Nucl. Phys. 42 913 (1985)
- [5] L.Wolfenstein, Phys. Rev., D17 2369(1987); ibid. D20 2634 (1979)
- [6] B.T.Cleveland, et al.: Astrophys. J. 496 (1998) 505.
- [7] B.Barbieri and G.Fiorentini.: Nucl. Phys. 304 909 (1988)
- [8] Y.Fukuda et al.: Phys. Rev. Letters to be published
- [9] Super-Kamiokande collaboration: Phys. Lett. B 539 (2002) 179
- [10] SNO collaboration: Phys. Lett. 89 (2002)011301
- [11] J.Costa and A.Peczalski, J. Appl. Phys. 66(2), (1989) p674-679
- [12] Y.Suzuki@Neutrino2004
- [13] J.N.Abdulashitov et al.: Phys. Lett., B328 234 (1994)
- [14] GALLEX Collaboration, P. Anselmann etal, Phys.Lett., B327 377(1994)
- [15] R.S.Raghavan.: Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3618
- [16] H.Ejiri, et al.: Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2917
- [17] G.Ranucci, et al.: Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91 (2001) 58
- [18] D.N.McKinsey and J.M.Doyle.: astro-ph/9907314

- [19] R.E.Lanou.: Proc. Neutrino Telescopes, Venice, 1999, p. 139-146.
 R.E.Lanou, et al.: Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2498
- [20] Y.Suzuki, et al.: hep-ph/0008286
- [21] P.J.Sellin: Nucl.: Phys. 513 (2003) 332-339
- [22] F.Dubecky, et al.: Nucl. Phys. 487 (2002) 27-32

謝辞

本論文を作成するにあたり、研究テーマの設定から本論文の推敲まで 様々な助言、御指導を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。論文の作成に取り掛かるのが遅く、順調には進みませんでしたが、 ここまで辿り着けたのは、先生の御指導のおかげであると思っておりま す。本当にありがとうございました。今年1年間、同研究室の佐藤哲也君, 秋山和士君、小笠原沙織さんにも大変お世話になりました。哲也君には、 いろいろとわからない所を教えてもらい、とても勉強になりました。皆様 に心から感謝申し上げます。