

2005年度修士学位論文

原子炉ニュートリノ振動実験(KASKA)に
おける宇宙線バックグラウンドの考察

東京都立大学理学研究科物理学専攻
高エネルギー実験研究室
0483287 佐久間清美

2006年1月10日

目次

第1章	序論	6
第2章	KASKA 実験	8
2.1	ニュートリノ振動と振動角 θ_{13}	8
2.1.1	ニュートリノ混合	8
2.1.2	ニュートリノ振動	9
2.1.3	2世代のニュートリノ振動	10
2.1.4	原子炉ニュートリノ振動	11
2.2	原子炉ニュートリノ	11
2.2.1	原子炉内の反応	12
2.2.2	柏崎刈羽原子力発電所	13
2.2.3	ニュートリノ振動角 θ_{13} の測定方法	15
2.2.4	反電子ニュートリノ検出方法	17
2.3	KASKA 検出器	18
2.3.1	内層 (region I)	21
2.3.2	γ キャッチャー層 (region II)	21
2.3.3	バッファ層 (region III)	21
2.3.4	宇宙線 Veto 層	22
2.3.5	PMT	22
2.3.6	宇宙線トラッカー	22
2.4	バックグラウンド	23
2.4.1	後発信号バックグラウンド	24
第3章	γ 線/宇宙線バックグラウンド測定	27
3.1	測定項目	27
3.1.1	地中ガンマ線	27
3.1.2	宇宙線	28
3.2	測定のセットアップ	31
3.2.1	測定場所	31

3.2.2	検出器	32
3.2.3	読み出し回路	34
3.3	データ解析	35
3.3.1	ガンマ線	35
3.3.2	宇宙線ミュオン粒子	35
第4章	ミュオン粒子シミュレーション	41
4.1	イベントジェネレータ	41
4.1.1	強度の設定方法	42
4.1.2	鉛直エネルギー強度分布 ($j_{\theta=0}(E)$)	42
4.1.3	角度分布 ($\cos^n\theta$)	43
4.1.4	ミュオン粒子の電荷比	44
4.2	シミュレーション設定	44
4.2.1	シミュレータ	45
4.2.2	ジオメトリ設定	45
4.2.3	カット値の設定	47
4.3	シミュレーション結果	48
4.4	イベントジェネレータの考察	50
第5章	中性子バックグラウンドシミュレーション	51
5.1	シミュレーション設定	51
5.1.1	シミュレーション方法	51
5.1.2	シミュレーションジオメトリ設定	52
5.2	シミュレーション結果	54
5.2.1	地下ミュオン粒子イベントジェネレータ	54
5.2.2	Veto 検出部における宇宙線分布	55
5.2.3	高速中性子	56
5.2.4	バックグラウンド	59
5.2.5	考察	62
第6章	まとめ	64
	謝辞	66

表 目 次

2.1	柏崎刈羽原子力発電所の熱出力 (合計:24.3GW _{th})	14
2.2	ニュートリノ信号のイベントセレクション	18
2.3	KASKA 検出器サイズ	19
2.4	光電子増倍管 (浜松ホトニクス) の低バックグラウンドタイ プガラスに含まれる主な放射性核種濃度 (ppm)[0]	22
3.1	シンチレータのサイズと性能	33
3.2	Lecroy VME ADC (model 1182) の仕様	34
3.3	地質の分析結果 (65m 地点)	35
4.1	シミュレーションで使した土の詳細	46
4.2	シミュレーションで使した物質名と比重	46
4.3	二次電子の threshold カット値。 [] 内は 50m と 65m のシ ミュレーション時のみの設定。	47
4.4	フィッティング結果 : アクセプトランスと誤差	50
5.1	KASKA と CHOOZ 検出器の各領域の体積と厚さ	53
5.2	Veto 層に入ってくるミュー粒子レートと平均運動エネルギー	55
5.3	ニュートリノ信号となる条件	61
5.4	correltaed バックグラウンド : シミュレーション結果	61
5.5	accidental バックグラウンド : シミュレーション結果	61
5.6	バックグラウンドまとめ	62
5.7	バックグラウンドまとめ (中性子量補正後)	63

目 次

2.1	3世代を考慮した原子炉ニュートリノ振動確率 ($\sin^2\theta_{13}=0.1$ の場合)	12
2.2	主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布	13
2.3	原子力発電所の熱出力比較	14
2.4	柏崎刈羽原子力発電所	15
2.5	四台の検出器配置	16
2.6	逆 β 反応のニュートリノエネルギー分布 (= 断面積 $\sigma\times$ 原子炉 $\bar{\nu}$ 分布)	17
2.7	ニュートリノ信号検出原理とイベントセレクション	19
2.8	検出器外観	20
2.9	主な Correlated バックグラウンドの模式図	25
3.1	ウラン系列とトリウム系列の崩壊チェーン	29
3.2	cut-off rigidity の地理的分布。中心付近の青い点がKASKA 実験が行われる新潟県柏崎市/刈羽村の位置。	30
3.3	γ 線/宇宙線バックグラウンド測定を行った Near 検出器建設予定地とボーリング坑掘削の様子	32
3.4	測定地の模式図	33
3.5	バックグラウンド測定で用いた測定器	34
3.6	ロジック図	36
3.7	各深度におけるガンマ線のエネルギー分布	37
3.8	各深度におけるガンマ線レートの変化。地層の変化に伴ってレートも大きく変化する。写真上部の地質サンプルが新期砂層、下部の地質サンプルが安田層である。	38
3.9	各深度におけるミュー粒子のエネルギー分布と強度 (P1+P2)。カットなし	39
3.10	各シンチレータのエネルギーデポジットとカット後のミュー粒子レート。右下の図の線は地下ミュー粒子強度の経験式 $\times 0.36$ 。	40

4.1	地表ミュオン粒子エネルギー分布のフィッティング結果 (青線)。赤色のデータ点はBESS、緑色のデータ点はCAPRICEの測定値。	43
4.2	ミュオン粒子の運動量分布 [11]。黒点は $\theta = 0^\circ$ 、白点は $\theta = 75^\circ$ の観測値。	44
4.3	γ 線/宇宙線バックグラウンド測定模式図：斜線部がミュオンの入射範囲	45
4.4	各深度におけるミュオン粒子のエネルギー分布 (P1+P2), threshold level=0.4MeV	48
4.5	地下ミュオン粒子シミュレーションの結果	49
5.1	KASKA 検出器建設予定地の断面図	52
5.2	KASKA と CHOOZ 検出器の層構造比較	53
5.3	Far 検出器が置かれる地下のミュオン粒子分布。左図が運動エネルギー分布、右図が天頂角 θ 分布。それぞれフィッティングを行い、地下ミュオン粒子イベントジェネレータとして使用する。	54
5.4	KASKA Far 検出器における宇宙線分布 (鉛直強度 (左図) と天頂角分布 (右図))	55
5.5	KASKA Far 検出器付近で発生した中性子情報。a) 高速中性子の発生場所、b) ミュオン粒子から生成される中性子数、c) 高速中性子の運動エネルギー分布 (全体と地中で発生したもの)、d) 高速中性子の運動エネルギー分布 (全体と鉄シールドで発生したもの)	56
5.6	KASKA-Far 検出器の各場所で熱化して捕獲された中性子の発生位置 [左上)regionI&II、右上) バッファー層、左下) 水層、右下) 鉄シールド]	57
5.7	KASKA-Far 検出器の各場所で熱化して捕獲された中性子の発生位置からの距離 [左上)regionI&II、右上) バッファー層、左下) 水層、右下) 鉄シールド]	58
5.8	KASKA-Far 検出部 (regionI) で得られた全信号 (13 日間)。左上) 先発信号と後発信号の二次元分布、左下) 先発信号と後発信号の時間差、右上) 先発信号分布、右下) 後発信号分布	60

第1章 序論

原子炉から発生する大量の反電子ニュートリノを使ったニュートリノ振動角 θ_{13} の測定を目的とする、KASKA 実験の宇宙線バックグラウンドについて考察を行う。

ニュートリノが質量を持つと、フレーバー (世代) 固有状態とは異なる質量固有状態 (ハミルトニアン固有状態) が存在し、自由運動している間にニュートリノが世代を超えて変化するニュートリノ振動を考えることができる。この二種類の固有状態は以下のような MNS (牧・中川・坂田) 行列により表される。

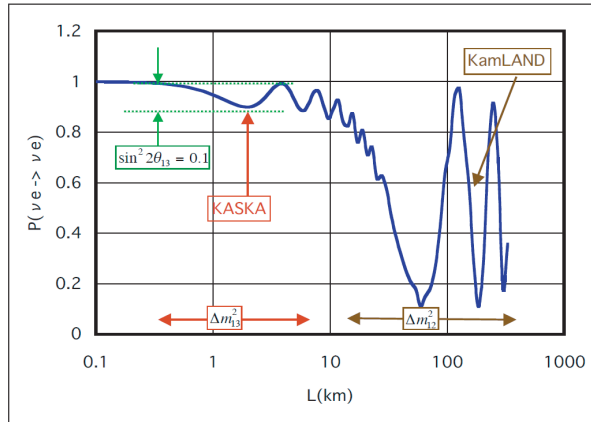
$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ここで s_{12} や c_{12} などそれぞれ $\sin^2\theta_{12}$, $\cos^2\theta_{12}$ を表す。KamLAND/SNO や SK/K2K 実験などによりニュートリノ振動パラメータが観測されていたが、 θ_{13} はその値がとても小さく測定が困難なため、未だにフランスの CHOOZ 実験による $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.15$ という上限値しか観測されていない。KASKA 実験では、世界最大の原子力発電所において、測定誤差を 1% 以下に抑えて、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.02$ と現在の上限値より一桁精度をあげた精密測定を実現させ、微小な振動角 θ_{13} の測定を目的としている。

反電子ニュートリノが反電子ニュートリノである振動確率は以下のように表される。KASKA では平均エネルギーが $\sim 4\text{MeV}$ の原子炉ニュートリノの振動が初めて最大になる約 1.8km 離れた距離で観測を行う。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27\Delta m_{31}^2(eV^2) \frac{L(km)}{E(MeV)}) + O(10^{-3})$$

反電子ニュートリノの検出は 0.1% のガドリニウム (Gd) を含む液体シンチレータを使用する。反電子ニュートリノが液体シンチレータ中の陽子と逆 β 反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) をおこして陽電子と中性子を生成した際



の信号を捕まえる。反電子ニュートリノの逆 β 反応により生成された 1) 陽電子の対消滅時のガンマ線 ($t \sim 0$)、2) 中性子が Gd に捕獲されて放出される合計 8MeV のガンマ線 ($t \sim 30\mu\text{sec}$) の二種類の信号と時間差を要求する遅延同時計測法 (Delayed coincidence) を用いて測定する。このテクニックは 1956 年に F.Reines と CL.Cowan が原子炉ニュートリノを初めて観測した方法である。微小なニュートリノ欠損を測定する KASKA にとって、遅延同時計測法を使うことはバックグラウンドを格段に減らすメリットがある。ニュートリノ信号が満たす条件は以下の三条件である。

1. $0.7\text{MeV} < E_{\text{prompt}} < 9\text{MeV}$
2. $5\text{MeV} < E_{\text{delayed}} < 11\text{MeV}$
3. $1\mu\text{s} < t_{\text{delayed}} - t_{\text{prompt}} < 200\mu\text{s}$

バックグラウンドは、1)&2) を偶発的に満たし、3) の時間幅に入ってくるバックグラウンド (Accidental BG) と、地下まで届く宇宙線ミュオン粒子により生成される中性子が相関的にニュートリノ信号のように観測されるバックグラウンド (Correlated BG) に大別される。

本論文では、第??章で KASKA 実験やそのバックグラウンドについて説明し、第 3 章ではバックグラウンドに大きく影響する地中 γ 線と宇宙線の測定実験について説明する。第 4 章では、バックグラウンド測定実験の検証をシミュレーションを用いて行い、ミュオン粒子のイベントジェネレータを作成し、第 5 章で KASKA のバックグラウンドである高速中性子バックグラウンドのシミュレーションを行った。

第2章 KASKA 実験

KASKA 実験とは、原子炉から発生する大量の反電子ニュートリノを使ったニュートリノ振動角 θ_{13} の測定を目的とする実験である。ニュートリノ振動角の中で θ_{13} はとても小さく測定が困難なため、未だに CHOOZ 実験による $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.15$ という上限値しか観測されていない。KASKA では世界最大の原子力発電所において、測定誤差を 1% 以下に抑える精密測定を実現させ、微小な振動角 θ_{13} の測定を行おうとしている。

本章では、ニュートリノ振動・振動角 θ_{13} と KASKA 実験について説明する。

2.1 ニュートリノ振動と振動角 θ_{13}

2.1.1 ニュートリノ混合

ニュートリノは弱い相互作用によって荷電レプトン (e, μ, τ) と結合している非荷電レプトンである。荷電レプトンは電子 (e)、ミュー粒子 (μ)、タウ粒子 (τ) の三世代のフレーバーで構成され、結合しているニュートリノも (ν_e, ν_μ, ν_τ) の三世代のフレーバーで構成されている。標準理論ではニュートリノの質量は 0 であり、

$$[|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle]$$

の三種類のフレーバー固有状態はハミルトニアン固有状態に等しく、世代 (フレーバー) 間での混合はないとされてる。しかし、このような標準理論では説明できない現象が観測により明らかにされた。一つ目は、太陽からの発生した反電子ニュートリノが太陽標準モデルから計算される理論値の約半分しか地球で観測されなかった現象で、太陽ニュートリノ問題と呼ばれる。二つ目は、宇宙線により大気中でつくられたミューニュートリノと電子ニュートリノ量の比が理論値とは異なり 1:1 となる現象で

大気ニュートリノ異常と呼ばれる。大気ニュートリノは宇宙線と地球大気が衝突して生成されるパイ中間子の崩壊が主な発生源であり、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.1)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.2)$$

上記のように崩壊過程で2つのミューニュートリノと1つの電子ニュートリノを放出する。そのため観測されるニュートリノ比率は $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ であることが期待されていた。

これらのニュートリノ問題は標準理論だけでは説明ができなかった。しかし、ニュートリノに質量を許してフレーバー固有状態とは異なる質量固有状態(ハミルトニアン固有状態)

$$[|\nu_1 \rangle, |\nu_2 \rangle, |\nu_3 \rangle]$$

をもつと考えると、世代間を越えたニュートリノの混合によりこれらの異常を説明することができる。

フレーバー固有状態($\alpha = e, \mu, \tau$)と質量固有状態($i=1,2,3$)は以下の3行3列の混合行列Uによって表すことができる。このレプトンの混合行列はMNS(牧-中川-坂田)行列と呼ばれている。

$$|\nu_\alpha \rangle = \sum U_{\alpha i}^* |\nu_i \rangle \quad (2.3)$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

この表記の仕方は一般的なもので、 s_{12} や c_{12} などそれぞれ $\sin\theta_{12}$, $\cos\theta_{12}$ を表す。MNS 行列の各要素 $U_{\alpha i}$ は実験によって決定される値である。

2.1.2 ニュートリノ振動

ある運動量 p をもつニュートリノのフレーバーの時間変化を知るために、まず質量固有状態の波動関数を考えて以下のように Schrödinger 方程式を解く。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t) \rangle = H |\nu_i(t) \rangle = E_i |\nu_i(t) \rangle \quad (2.5)$$

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.6)$$

フレーバー固有状態の時間変化を記述するために式 2.3 と式 2.9 に代入すると以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \left[\sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta(0)\rangle \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

よって時間 t 後にフレーバーが $\alpha \Rightarrow \beta$ に振動している確率は以下のように求まる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\beta(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{\gamma=\alpha,\beta} \sum_i U_{\beta i}^* U_{\gamma i} e^{-iE_i t} \langle \nu_\alpha | \nu_\gamma \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \right|^2 \end{aligned} \quad (2.8)$$

ニュートリノに質量があると、 $\alpha \Rightarrow \beta$ へのフレーバー（世代）を超える変化が可能になる。

2.1.3 2世代のニュートリノ振動

電子ニュートリノ (ν_e) とミューニュートリノへの二世代間の混合を考える。このときの二世代のみなので混合行列は 2×2 となり、一般的に以下のような混合行列で表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

電子ニュートリノ (ν_e) が時間 t 後に電子ニュートリノである振動確率は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1,2} U_{ei}^* U_{ei} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= |\cos^2\theta e^{-iE_1 t} + \sin^2\theta e^{-iE_2 t}|^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここでニュートリノはほぼ光速なので距離 $L=ct$ と表し、 $E_\nu \gg m_\nu$ の近似を用いる。

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.11)$$

振動確率は以下のように実験で測定される値で書き表すことができる。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} L \right) \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{m})}{E(\text{MeV})} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

2.1.4 原子炉ニュートリノ振動

実際の MNS 行列は 3×3 行列であり、KASKA 実験で観測する反電子ニュートリノから反電子ニュートリノへの振動は以下のように表される。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (2.13)$$

ここで $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij} L}{4E}$ で、CPT 変換は保存されるものとする。図 2.1 に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のときの反電子ニュートリノの振動の様子を示す。 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ である。

KASKA が測定を行う Δm_{13}^2 の振動が最大の場所 ($\Phi_{13} = 2/\pi$) では

$$\phi_{12} = \delta m_{12}^2 \frac{L}{4E} \sim 0.05 \quad (2.14)$$

であり、原子炉ニュートリノの欠損は以下のようにほとんど純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定を行うことができる。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \Phi_{13} + O(10^{-3}) \quad (2.15)$$

2.2 原子炉ニュートリノ

KASKA が観測する反電子ニュートリノは、柏崎刈羽原子力発電所の原子炉から発生している。原子炉内でおこる核分裂に付随して β 崩壊がくりかえされ、反電子ニュートリノが放出される。KASKA 実験では生成された反電子ニュートリノを原子炉に近い場所 (Near) と最初に振動が最大値をとる約 1.8km 離れた場所 (Far) で観測し、その欠損を測定する。

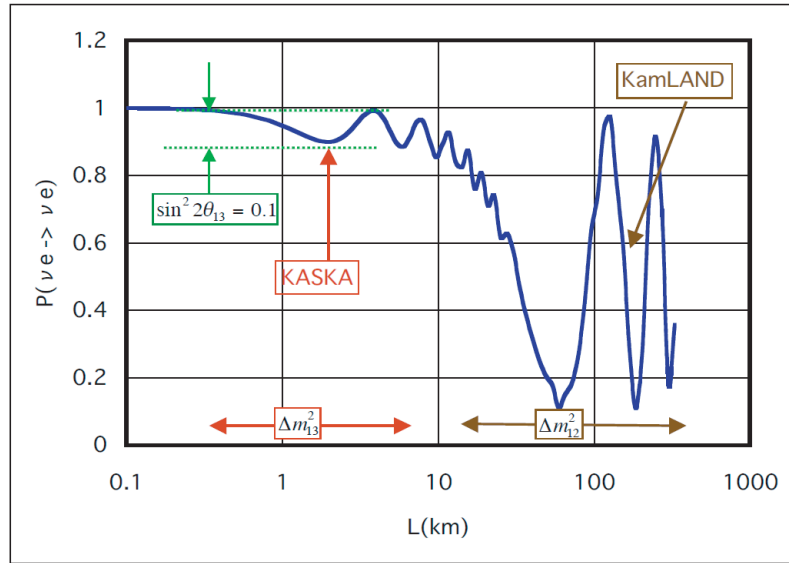
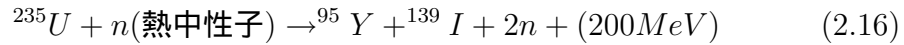


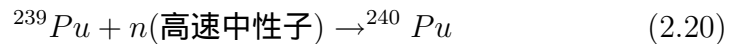
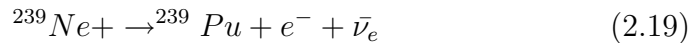
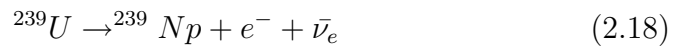
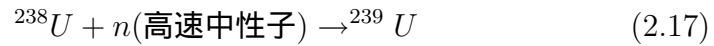
図 2.1: 3 世代を考慮した原子炉ニュートリノ振動確率 ($\sin^2 2\theta_{13}=0.1$ の場合)

2.2.1 原子炉内の反応

日本の一般的な軽水炉では3~5%の ^{235}U が含まれるウラン(^{238}U)燃料を使用している。 ^{235}U は熱中性子を吸収して、二つの原子核と中性子に分裂しエネルギーを放出する。以下に分裂の一例を示す。



燃料の大部分を占める ^{238}U 自身は核分裂を起こさないが、以下の過程で高速中性子を吸収してプルトニウムになる。プルトニウムは高速中性子を吸収して核分裂を起こす。



^{235}U や ^{239}Pu の核分裂により放出される平均エネルギーは共に 200MeV 程度である。1MeV=4.45×10⁻²⁰kWh なので、一回の核分裂により放出されるエネルギーは

$$4.45 \times 10^{-20}(\text{kWh/MeV}) \times 200(\text{MeV}) = 8.9 \times 10^{-18}(\text{kWh})$$

に相当する。例えば、柏崎刈羽原子力発電所の 6 号機 (熱出力 3.926GW_{th}) では一秒間に約 3.926×10⁹(GW)/(8.9×10⁻¹⁸(kWh)×3600) ~ 1.23×10²⁰ 回核分裂が起きていることがわかる。

核分裂により生成される原子核は中性子過剰であるために、安定核になるまで β 崩壊がくりかえされる。核分裂に付随して β 崩壊が平均 6 回おこり、平均 6 個の反電子ニュートリノをつくらす。つまり、原子炉一基から約 7×10²⁰($\bar{\nu}/\text{sec}$) のニュートリノレートが得られる。放出されるニュートリノのエネルギーは、図 2.2 に示すように核種によって異なった分布をとる。

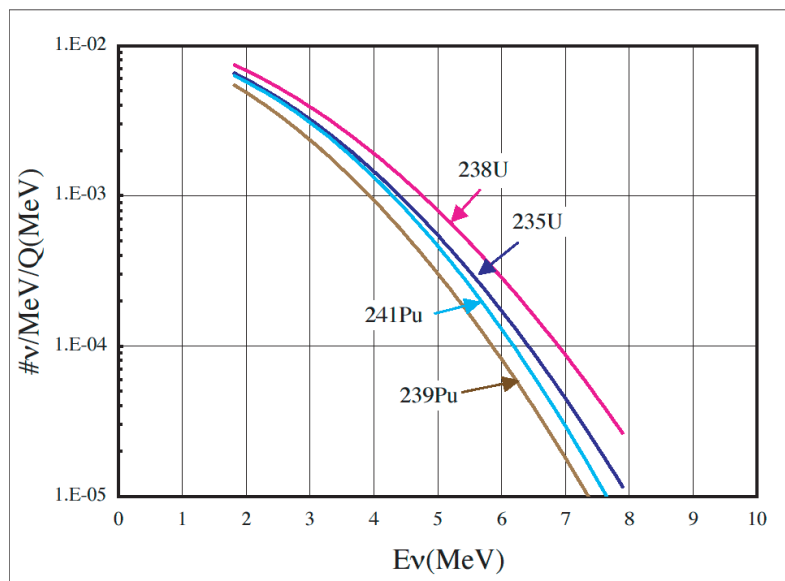


図 2.2: 主な核種から生成されるニュートリノのエネルギー分布

2.2.2 柏崎刈羽原子力発電所

KASKA 実験で使用する柏崎刈羽原子力発電所は新潟県にあり、世界最大の原子力発電所である。図 2.3 に示すように、他国におけるニュートリ

ノ振動角 θ_{13} 測定実験地や候補地の原子力発電所の熱出力に比べてパワーの差は歴然であるといえる。

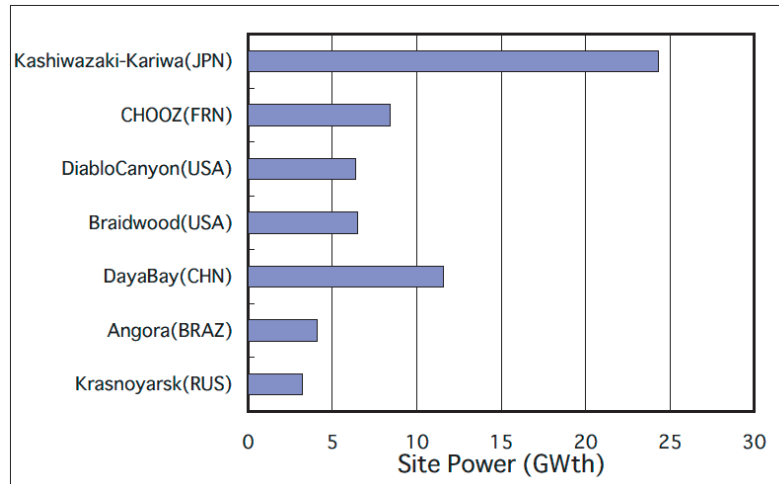


図 2.3: 原子力発電所の熱出力比較

図 2.4 の航空写真にあるように、柏崎刈羽原子力発電所は合計 7 基の原子炉を所有している。7 基の原子炉は海岸沿いに位置し、3 基と 4 基からなる 2 つのグループにわかれて配置されている。使用されている原子炉は 1 から 5 号基が沸騰水型軽水炉¹で、6・7 号基は改良型沸騰水型軽水炉²である。

両原子炉のウラン燃料はほぼ 1 年に 1 回行なわれる定期検査の時に、その約 1/4 が取り替えられる。東京電力では熱出力一定運転を実施しており、それぞれの原子炉の熱出力は表 2.1 に示すように一年を通してほぼ変化することはない。(検査時等の停止期間を除く)

表 2.1: 柏崎刈羽原子力発電所の熱出力 (合計:24.3GW_{th})

	1号基	2号基	3号基	4号基	5号基	6号基	7号基
熱出力 (GW _{th})	3.293	3.293	3.293	3.293	3.293	3.926	3.926

¹軽水を中性子減速材と原子炉冷却材に使用している原子炉

²沸騰水型軽水炉の改良版で出力が大きい

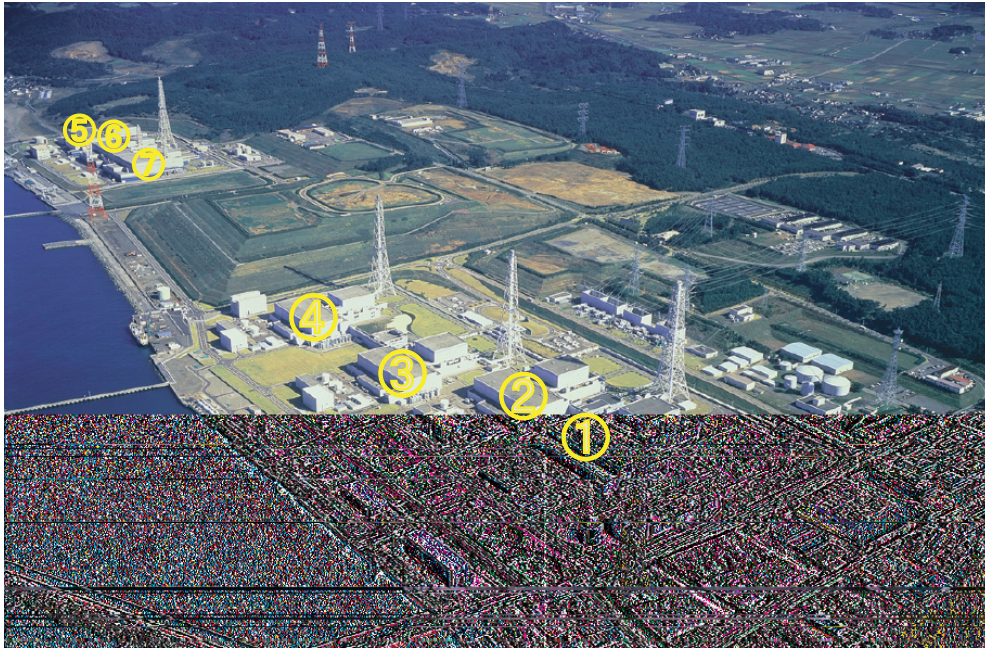


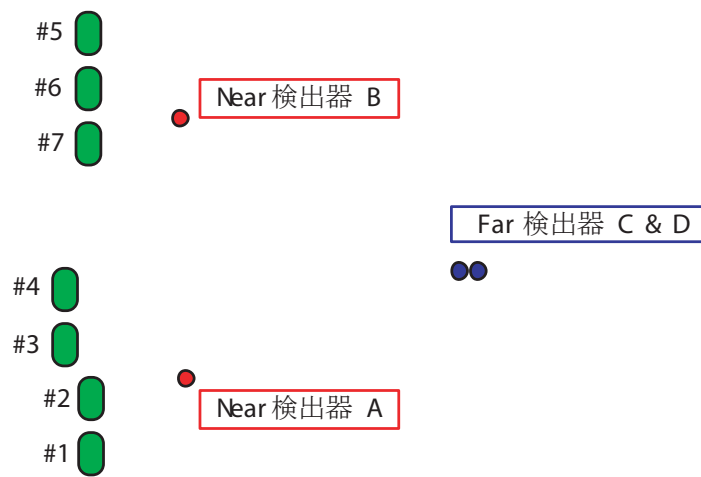
図 2.4: 柏崎刈羽原子力発電所

2.2.3 ニュートリノ振動角 θ_{13} の測定方法

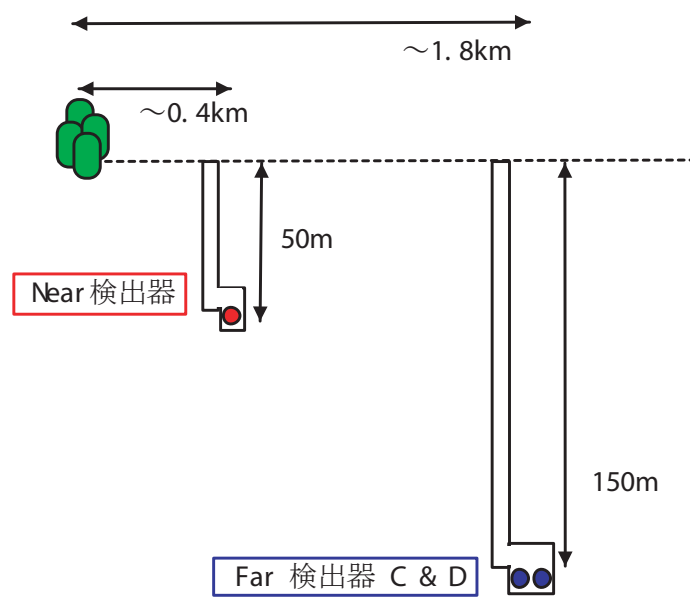
原子炉ニュートリノの精密測定を行うKASKA 検出器は合計四台で、図 2.5 のように地下に配置され、Near 検出器と Far 検出器でニュートリノ量の差を測定する。

二台の Near 検出器は原子炉の近くに配置され、振動が起きる前のニュートリノの量を観測する。残りの二台の Far 検出器は原子炉ニュートリノ ($\langle E_\nu \rangle \sim 4\text{MeV}$) の振動が最大となる 1.8km 付近に配置する。Far 検出器は地下 150m ($\sim 262.5\text{m.w.e}^3$)、Near 検出器は地下 50m ($\sim 87.5\text{m.w.e}$) に設置して、4 台の検出器で宇宙線レートや地中ガンマ線などバックグラウンド源がニュートリノ事象の 1% 以下になる深度に設定されている。四台の検出器を Identical に作成し、それぞれの検出器の系統誤差を同じにすることで全体の系統誤差を小さくすることができる。

³m.w.e (meter-water-equivalent) とは実験場所までの深度を g/cm^2 で表し、等価な水の深さ (m) に換算して用いる単位を指す



(a) 頭上から見た検出器の配置図



(b) 検出器の配置を横から見た断面図

図 2.5: 四台の検出器配置

2.2.4 反電子ニュートリノ検出方法

反電子ニュートリノの検出は0.1%のガドリニウム (Gd) を含む液体シンチレータを使用する。反電子ニュートリノが液体シンチレータ中の陽子と逆 β 反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) をおこして陽電子と中性子を生成した際の信号を捕まえる。逆 β 反応の閾値は1.8MeVで、断面積は放出される陽電子のエネルギー $E_e^{(0)}$ と運動量 $p_e^{(0)} = \sqrt{E_e^{(0)2} - m_e^2}$ を使って以下のように表される。

$$\sigma_{\nu p}^{(0)} = \frac{2\pi^2}{1.7152m_e^5\tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \equiv 9.6 \times 10^{-44} E_e^{(0)} p_e^{(0)} [cm^2] \quad (2.22)$$

ここで、 m_e は陽電子の質量、 τ_n は中性子の寿命である。図2.6に示しているのは逆 β 反応で観測されるニュートリノのエネルギースペクトルである。約4MeVのエネルギーをもつニュートリノが最も観測されることがわかる。

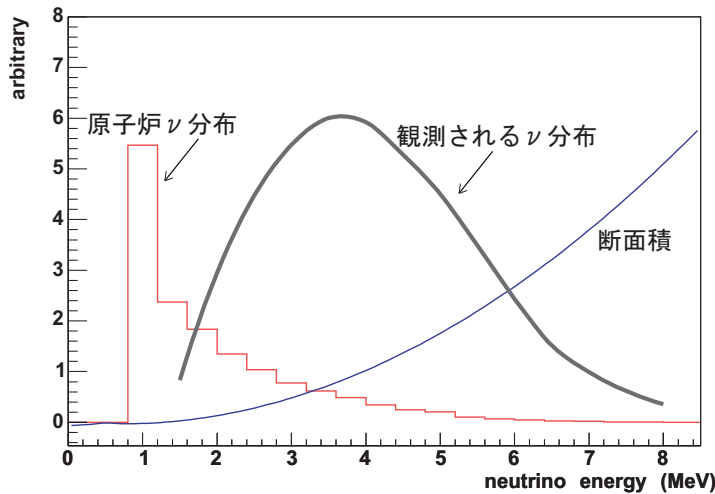


図 2.6: 逆 β 反応のニュートリノエネルギー分布 (= 断面積 $\sigma \times$ 原子炉 $\bar{\nu}$ 分布)

反電子ニュートリノの逆 β 反応により生成された陽電子と中性子は以下に説明する遅延同時計測法 (Delayed coincidence) を用いて測定する。図2.7は検出原理の模式図である。

1. 陽電子は生成後すぐ ($t \sim 0$) に電子と対消滅をおこして2本のガンマ線となって観測される。中性子への反跳エネルギーはほとんど無視できるので、陽電子からの信号は反電子ニュートリノのエネルギーから逆 β 崩壊の閾値 (1.8MeV) を引き、対消滅でガンマ線になった質量 (1.022MeV) を足したものになる。

$$E_{prompt} = E_{\nu} - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 1.022\text{MeV}(\text{annihilation}) \quad (2.23)$$

2. 中性子は液体シンチレータ中の陽子と衝突しながら、減速して熱中性子となる。熱中性子となった後は捕獲断面積の高い Gd に吸収され、全エネルギー約 8MeV のガンマ線となって放出される。Gd の (n, γ) 反応は 1.) の過程で得られる陽電子信号から $t \sim 30\mu\text{sec}$ 後に観測される。

$$E_{delayed} = \sum \gamma's \sim 8\text{MeV} \quad (2.24)$$

1.) の過程の陽電子の信号は先発信号 (Prompt signal) と呼ばれ、2.) の過程の中性子の信号は後発信号 (Delayed signal) と呼ばれる。このように2種類の信号を要求する遅延同時計測はバックグラウンドを格段に減らすことが可能である。以下にニュートリノイベントに要求する条件を示す。

表 2.2: ニュートリノ信号のイベントセレクション

先発信号	$0.7\text{MeV} < E_{prompt} < 9\text{MeV}$
後発信号	$5\text{MeV} < E_{delayed} < 11\text{MeV}$
時間幅	$1\mu\text{s} < t_{delayed} - t_{prompt} < 200\mu\text{s}$

2.3 KASKA 検出器

KASKA 実験に使用する反電子ニュートリノ検出器は測定精度を 1% 以内にすることを目標にデザインされ、現在も R&D が進められている。図 2.8 に検出器の全体像と表 2.3 に各パラメータを表示する。

ニュートリノのターゲットは 0.1% のガドリニウム (Gd) を含む液体シンチレータから成る内層である。外層は内層で発生するニュートリノ信

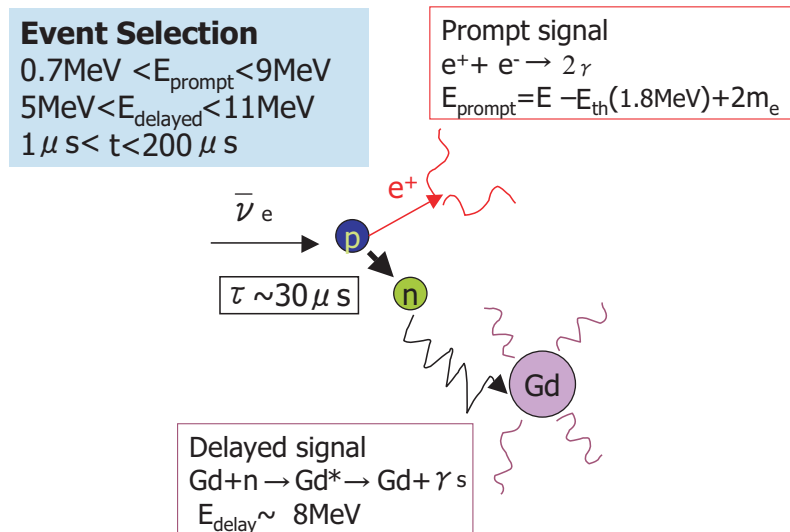


図 2.7: ニュートリノ信号検出原理とイベントセレクション

号を逃さず検出するために設置され、Gd を含まない液体シンチレータが入っている。内層と外層の二層がニュートリノ信号検出のために使用され、その他の層や検出器はバックグラウンドの検知をしたり軽減させるために導入している。

表 2.3: KASKA 検出器サイズ

	直径 × 高さ
内層	180cm × 360cm
外層	320cm × 500cm
PMT 支持フレーム	500cm × 680cm
バッファ層	650cm × 900cm
宇宙線 Veto 層	780cm × 900cm

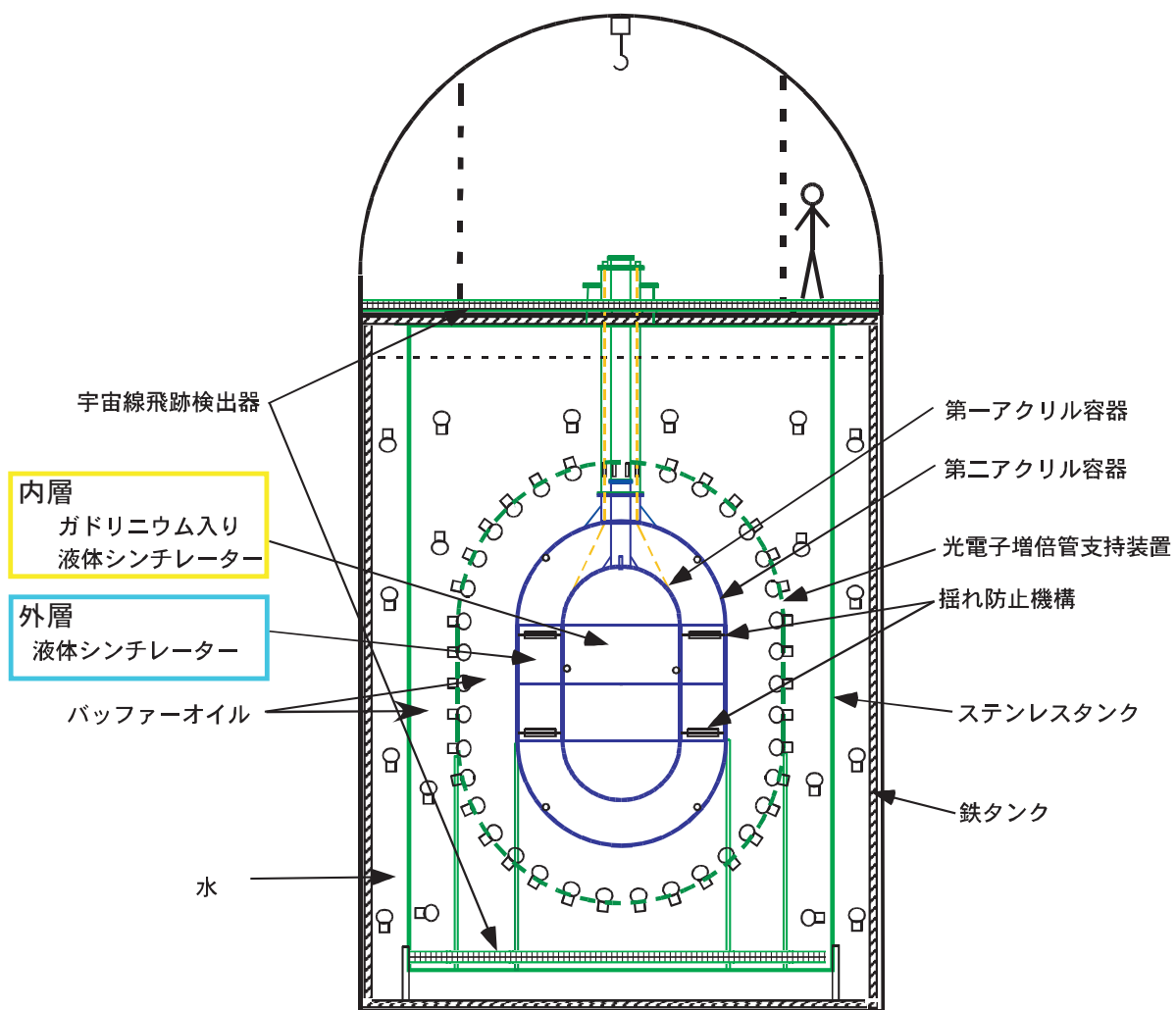


図 2.8: 検出器外観

2.3.1 内層 (region I)

反電子ニュートリノのターゲットかつ検出器となる内層は0.1%のガドリニウム (Gd) を含む液体シンチレータである。内層は1cm厚のカプセルの形をする紫外線透過型アクリル容器に収められ、天頂部に Calibration 用の煙突部がついている。

ニュートリノターゲットに Gd を使用する理由は、

1. 熱中性子の捕獲断面積が安定な元素の中で最大である
2. 捕獲の際に放出される γ 線の全エネルギーの合計が 8MeV と高い

ためである。合計 8MeV のエネルギーは自然に存在する放射性同位体が出すガンマ線 (最大 2.6MeV) やベータ線 (最大 5MeV) よりも十分に高く、中性子信号のバックグラウンドをフリーにし、原因を宇宙線ミュー粒子起源の中性子のみ限定することができる。

KASKA 実験では、独自に Gd 入りの液体シンチレータの開発を進めている。開発することの大きな利点の一つとして、正確に単位重量あたりの水素原子の数が求められ系統誤差を抑えることがあげられる。しかし、その他の可能性として PaloVerde 実験で数年にわたり使用されたシンチレータの使用も考えている。

2.3.2 γ キャッチャー層 (region II)

γ キャッチャー層は反電子ニュートリノのターゲットではなく検出器として設置される。 γ キャッチャー層に Gd を含めない理由はニュートリノターゲットを内層に限定することで系統誤差の入りやすい fiducial カットを行わないためである。内層で発生するニュートリノ信号からのガンマ線を検出することが目的であるため、 γ キャッチャー層は Gd が含まれない通常の液体シンチレータで満たされる。

2.3.3 バッファ層 (region III)

バッファ層は光電子増倍管 (PMT) のガラスから発生する熱雑音 (ガンマ線) や検出器外部からのガンマ線をニュートリノ信号から遮断するために設置する。

2.3.4 宇宙線 Veto 層

荷電粒子である宇宙線ミュオン粒子はニュートリノのターゲットである液体シンチレータを光らせるため、ニュートリノ信号に影響が出ないように Veto する必要がある。ミュオン粒子はほぼ光速で地下まで届き、透過力が強い。宇宙線の Veto は検出器の一番外側に配置される水層でチェレンコフ光を検出して行う。チェレンコフ光の水層 (屈折率 1.33) でのミュオン粒子の threshold 値は $0.13(\text{GeV}/c)$ である。

$$p_{th} = \frac{m_{\mu}}{\sqrt{n^2 - 1}} = 0.13(\text{GeV}/c) \quad (2.25)$$

2.3.5 PMT

バッファ層の内部のステンレスでできた支持装置に 10 インチの光電子増倍管 (浜松ホトニクス社 R7081) を放射線状に 293 本取り付ける。光電子増倍管の光電面は全体の 10% 以上をカバーするように配置されている。バッファ層には 85 本の PMT を取り付けて光漏れがないか観測し、Veto 層には 80 本の PMT が設置される。光電子増倍管のガラスには低バックグラウンドタイプを使用する。東京都立大学の宇宙化学研究室の大浦泰嗣助教授に分析してもらった結果を表 2.4 に示す。

表 2.4: 光電子増倍管 (浜松ホトニクス) の低バックグラウンドタイプガラスに含まれる主な放射性核種濃度 (ppm)[0]

^{238}U	^{234}Th	^{40}K
0.046	0.12	0.01

2.3.6 宇宙線トラッカー

検出器の上下に配置し、宇宙線の位置を検出し飛跡を求めるために設置する。後の 2.4 で説明する Spallation というバックグラウンドは、ミュオン粒子と液体シンチレータ中の原子核が相互作用して発生する。トラッカーでミュオン粒子の飛跡が認識できれば、中性子の発生源を特定して Spallation バックグラウンドの評価を行うことが可能になる。また、上下のトラッ

カーと宇宙線 Veto 層からの情報を組み合わせることで停止ミュー粒子 (Stopping muon) のバックグラウンドも排除することができる。現在の計画では棒状のプラスチックシンチレータを交差して配置する予定で、2005年の12月に KEK のビームを使用して性能評価を行った。

2.4 バックグラウンド

KASKA 実験においてニュートリノ信号は2.2.4節に記述した3つの条件

- $0.7\text{MeV} < E_{prompt} < 9\text{MeV}$
- $5\text{MeV} < E_{delayed} < 11\text{MeV}$
- $1\mu\text{s} < t_{delayed} - t_{prompt} < 200\mu\text{s}$

を満たすことが要求される。しかし、ニュートリノ信号以外でもこれら3条件を偶発的 (Accidental)、もしくは相関的 (Correlated) 理由で満たすバックグラウンドは存在し、以下のように二種類に分類される。

Accidental バックグラウンド

先発信号の様な信号と後発信号の様な信号がそれぞれ独立におこり、偶発的に設定している時間幅に入ってくるバックグラウンドが Accidental バックグラウンドである。偽先発信号頻度 $R_p(\text{Hz})$ 、偽後発信号頻度を $R_d(\text{Hz})$ とすると、設定時間幅 $\tau(\text{sec})$ の間に Accidental バックグラウンドのおこる頻度は、

$$R = R_p \cdot R_d \cdot \tau \quad (2.26)$$

と表すことができる。

Correlated バックグラウンド

先発信号の様な信号と後発信号の様な信号がある一つの原因でおこり、相関的な理由で設定している時間幅に入ってニュートリノ信号を擬似するものが Correlated バックグラウンドである。フランスで行われた CHOOZ 実験では、原子炉が稼動する前にバックグラウンドのみで観測を行っており、Correlated バックグラウンドは $R_{correlated} = 1.0 \pm 0.1/\text{day}$ であった。

2.4.1 後発信号バックグラウンド

KASKA 検出器は逆 β 反応で生成される陽電子と中性子の同時計測をもってニュートリノ検出を行い、後発信号には中性子が Gd に捕獲されたときに放出される約 8MeV の信号を使用する。自然放射性物質が放出するガンマ線の最高エネルギーは 5MeV 程度なので、後発信号のバックグラウンド量を格段に抑えることができる。さらには後発信号のバックグラウンド源も以下の二つにほぼ限定される。

- ミュー粒子が Veto で検出されずに、高速中性子のみが検出器内で陽子と衝突して発生する反跳エネルギー
- 熱中性子が Gd に捕獲される

後発信号のバックグラウンドは地下まで届くミュー粒子により生成される中性子が原因である。どちらかが独立して発生すれば Accidental バックグラウンドになり得るし、同じ中性子から発生すれば Correlated バックグラウンドとなる。ミュー粒子が後発信号バックラウンドとなる反応は以下の 3 種類にほぼ限定される。それぞれの模式図を図 2.9 に示す。

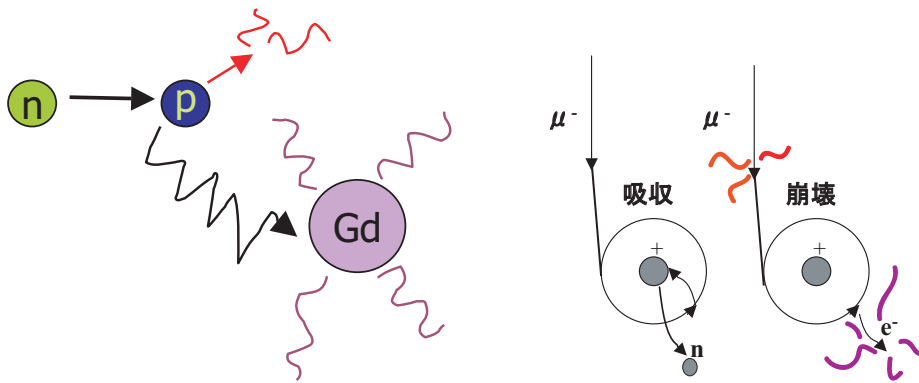
1) 高速中性子

宇宙線ミュー粒子が地中や検出器中の原子核と核反応をおこして生成された高速中性子が、検出器内で陽子と衝突しながら熱化し、最終的に Gd に捕獲された場合 Correlated background となる。高速中性子により衝突された陽子が偽先発信号となり、熱化した熱中性子が Gd に捕獲されて放出されるガンマ線が偽後発信号となる。

2) ミュー粒子崩壊・吸収

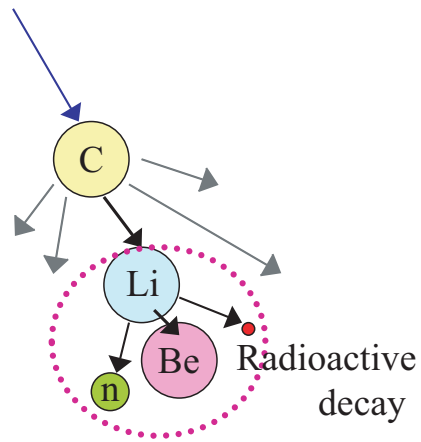
ミュー粒子は電離によりエネルギーを失って最終的にはひよろひよろの状態になり、1) $\tau \sim 2.2\mu$ 秒の寿命で崩壊 [$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$]
2) 軌道を回るうちに原子核に吸収される(負電荷のミュー粒子のみ)のどちらかの過程で消滅する。このようなミュー粒子の崩壊や吸収反応が以下のような場合に Correlated バックグラウンドとなる

1. ミュー粒子が Veto されず ($\sim 1\%$) 偽先発信号となり、崩壊した際の電子が偽後発信号となる場合



(a) 高速中性子によるバックグラウンド

(b) ミュー粒子崩壊・吸収によるバックグラウンド



(c) Spallation 核種の β 崩壊によるバックグラウンド

図 2.9: 主な Correlated バックグラウンドの模式図

2. シンチレータ中の ^{12}C に吸収されて数 MeV 程度の高速中性子を放出する場合

3) Spallation

宇宙線ミュオン粒子が検出器内の液体シンチレータと核破砕反応 (Spallation) をおこし、生成された放射性同位体が β 崩壊した場合 Correlated バックグラウンドとなる。Spallation により生成される核種のほとんどが Correlated バックグラウンドとなる条件を満たさないが、以下の二種類は例外で、崩壊半減期が長いため Veto できない。

- $^8\text{He}(t_{1/2} = 119\text{ms}) \rightarrow n + e^- + ^7\text{Li}$
- $^9\text{He}(t_{1/2} = 178\text{ms}) \rightarrow n + e^- + ^8\text{Be}$
 $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$

第3章 γ 線/宇宙線バックグラウンド測定

2004年10月、KASKA-Near 検出器の建設予定地でガンマ線と宇宙線の地下における強度測定を行った。ガンマ線と宇宙線はニュートリノ信号の主なバックグラウンド源であるため、これらの強度はバックグラウンド量にほぼ比例すると考えられる。本章でまとめた宇宙線測定結果は次章のミュー粒子イベントジェネレータの評価で使用する。

3.1 測定項目

地下実験のバックグラウンド源である地中の放射性同位体から放出されるガンマ線と地中を貫通して届く宇宙線ミュー粒子を観測する。ボーリング坑内で、両バックグラウンド源のエネルギーデポジットとレートをシンチレータ検出器を用いて測定する。本測定で観測した宇宙線とはミュー粒子を指す。本節では地中ガンマ線と宇宙線(主にミュー粒子)について説明する。

3.1.1 地中ガンマ線

地中ガンマ線とは土に含まれる微量の放射性同位体が γ 崩壊する際に放出される放射線のことである。 γ 崩壊は励起エネルギー状態にある原子核がより低い状態または基底状態に移るときにエネルギーをガンマ線として放出する反応で、ガンマ線のエネルギーはそれぞれの核種に固有な一定値である。

放射性同位体は不安定核であるため、安定核に落ち着くために崩壊をくりかえしていく。ウラン ^{238}U ・トリウム ^{232}Th ・カリウム ^{40}K は地球の年齢ほどの半減期を持つため、現在も地中に存在して崩壊をくりかえしている。これらの核種が崩壊してできる娘核種も放射性同位体

であることが多く、ウランやトリウムは崩壊の連鎖を形成する。この連鎖はウラン系列やトリウム系列と呼ばれる。カリウム 40 は安定核アルゴン 40 に一回崩壊するのみで崩壊連鎖を起こさない。KASKA 実験でバックグラウンドとなる地中ガンマ線は、これらウラン系列・トリウム系列・カリウムからのガンマ線である。ウラン 238 やトリウム 232 が長寿命で継続的に崩壊をくりかえすため、系列核種同士の存在比が等しくなる放射平衡が成り立つ場合が多い。図 3.1 にウラン系列とトリウム系列の崩壊チェーンを示す。

3.1.2 宇宙線

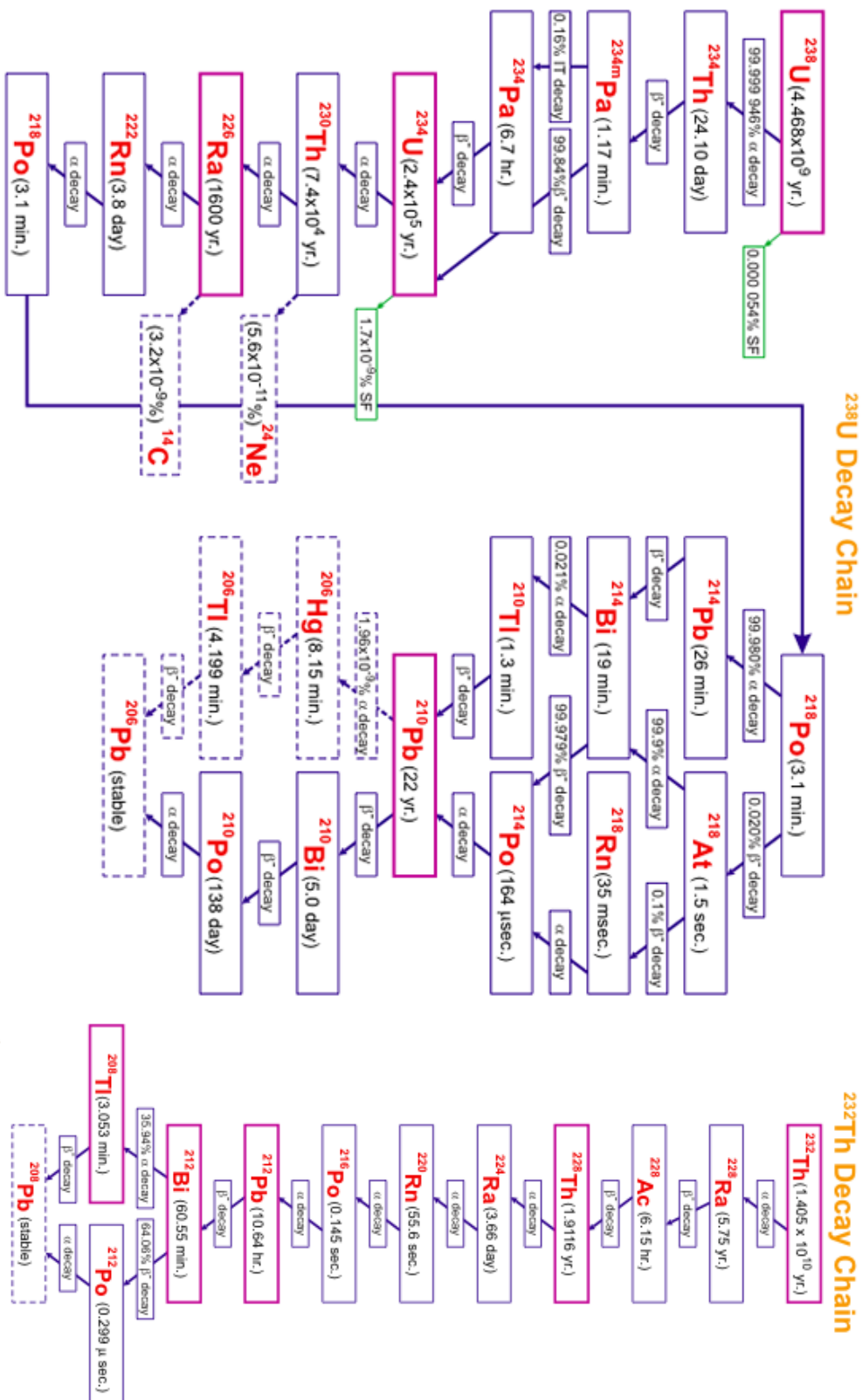
宇宙線とは超新星爆発が期限と考えられる粒子線で主に陽子や軽い原子核のことである。地球に突入する際に一次宇宙線は大気中の原子核に衝突し、二次宇宙線と呼ばれる様々な二次粒子(陽子、中性子、パイ中間子、K 中間子、ミュー粒子、電子など)を生成する。ほとんどの二次宇宙線は大気中で相互作用や崩壊をおこして地表まで届かないが、ミュー粒子だけは別で、大気層だけでなく地中まで貫通して地下実験に影響を及ぼす。KASKA では検出器に入ってくるミュー粒子を Veto する必要があり、ミュー粒子の頻度が大きいと Dead time を増加させる原因になる。ミュー粒子が地中や検出器中で起こす反応が擬似ニュートリノ信号を作り前章 2 で説明したバックグラウンドとなる。

地磁気効果と cut-off rigidity

一次宇宙線や二次宇宙線のほとんどは荷電粒子であるため、地球磁場の影響を受ける。磁場 $H(\text{gauss})$ における、運動量 $p(\text{eV}/c)$ と荷電 Ze をもつ粒子の円率半径は以下の式で計算され、低運動エネルギーの粒子ほど地球磁場に大きく曲げられることがわかる。

$$\rho(\text{cm}) = \frac{1}{300} \frac{pc}{Ze} \frac{1}{H} \quad (3.1)$$

この式の $R = \frac{pc}{Ze}$ は硬さ (rigidity) と呼ばれるパラメータで、大気に入ることができる一次宇宙線を決定する。一次宇宙線が $Ze=1$ の陽子であれば、硬さ R は運動量 $p_p(\text{GeV}/c)$ に等しい。硬さは単位にボルト (V) をもち、よく GV(ギガボルト) が使用される。



29
 図 3.1: ウラン系列とトリウム系列の崩壊チェーン

地磁気の軸方向から入射してくる一次宇宙線は磁力線と同じ方向であるため地球磁場の影響を受けにくく、硬さの小さい(=運動エネルギーの低い)粒子も大気中の原子核に衝突することができる。逆に、低緯度地域の一次宇宙線は赤道方向から磁力線に垂直方向へ入射するために磁場の影響を大きく受け、大きな硬さをもっていないと存在することができない。このように、存在できる一次宇宙線の硬さはほぼ緯度で決まってくる。それ以下の硬さをもつ一次宇宙線が存在しないことを意味するある限界の硬さは cut-off rigidity と呼ばれる。図 3.2 に cut-off rigidity の地理的分布 [5] を示す。

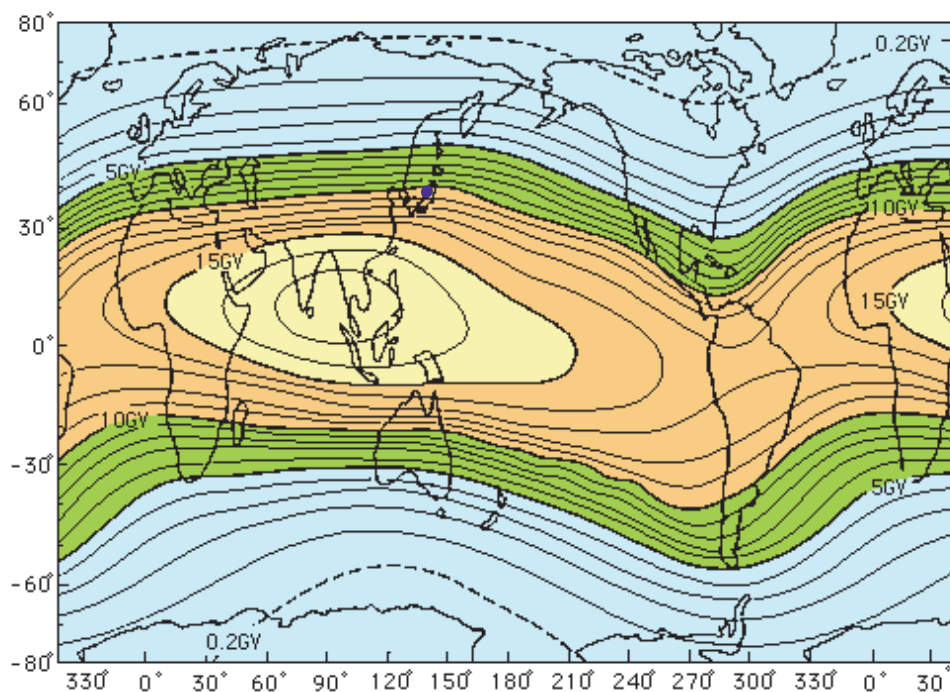


図 3.2: cut-off rigidity の地理的分布。中心付近の青い点が KASKA 実験が行われる新潟県柏崎市/刈羽村の位置。

KASKA 実験を行う新潟県柏崎市/刈羽村の磁気緯度¹は北緯 28 度(地極北緯 37 度)[6]で行われ、cut-off rigidity は 10.5GV[7]である。

¹地球の極を 90 度とするのではなく、磁極を 90 度として計算する緯度

ミュー粒子

地表や地中まで届いて実験に影響を与えるミュー粒子は、大気中でパイ中間子とK中間子の崩壊により発生する。

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (Br \sim 100\%) \quad (3.2)$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (Br \sim 63.4\%) \quad (3.3)$$

ミュー粒子は $\sim 2.2\mu$ 秒の比較的長い寿命をもつ第二世代のレプトンで、物質と相互作用をおこす断面積が小さい。ミュー粒子が物質と引き起こす相互作用は以下の五種類に分類される。

- 1) 電離
- 2) 制動放射
- 3) 電子対生成
- 4) 原子核との相互作用
- 5) チェレンコフ放射

これらの相互作用によるミュー粒子のエネルギー損失は1)の電離によるものがほとんどであり、物質中の距離 $x(\text{g}/\text{cm}^2)$ におけるミュー粒子のエネルギー損失を、定数とエネルギーの対数に比例する項との和で以下のように近似して表すことができる。[8] 式 3.4 において定数項が対数 \log の項に比べて大きい時、物質中のエネルギー損失はほとんどエネルギーに依存しない。これらの粒子は MIPs (Minimum Ionization Particles) と呼ばれる。

$$-\frac{dE}{dx} \sim 1.9 + 0.08 \ln \frac{E_{\mu}}{m_{\mu}c^2} \quad (\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2}) \quad (3.4)$$

3.2 測定のセットアップ

3.2.1 測定場所

柏崎刈羽原子力発電所は日本海に面し、周りを林で囲われた場所にある。測定を行う Near 検出器建設予定地は、図 3.3 に示すように海沿いに配

置される原子炉から約 400m 離れた場所である。この場所に直径 6.6cm・深さ 70m のボーリング坑を掘り、厚さ 5mm の塩ビ管でボーリング坑を補強して地下で測定を行う。掘削されたボーリング坑は地下 30m から真水で満たされていた。測定は地表 (0m)・地下 15m・30m・50m・65m の 5 地点で行い、エネルギーデポジットとレートを観測した。模式図を図 3.4 に示す。

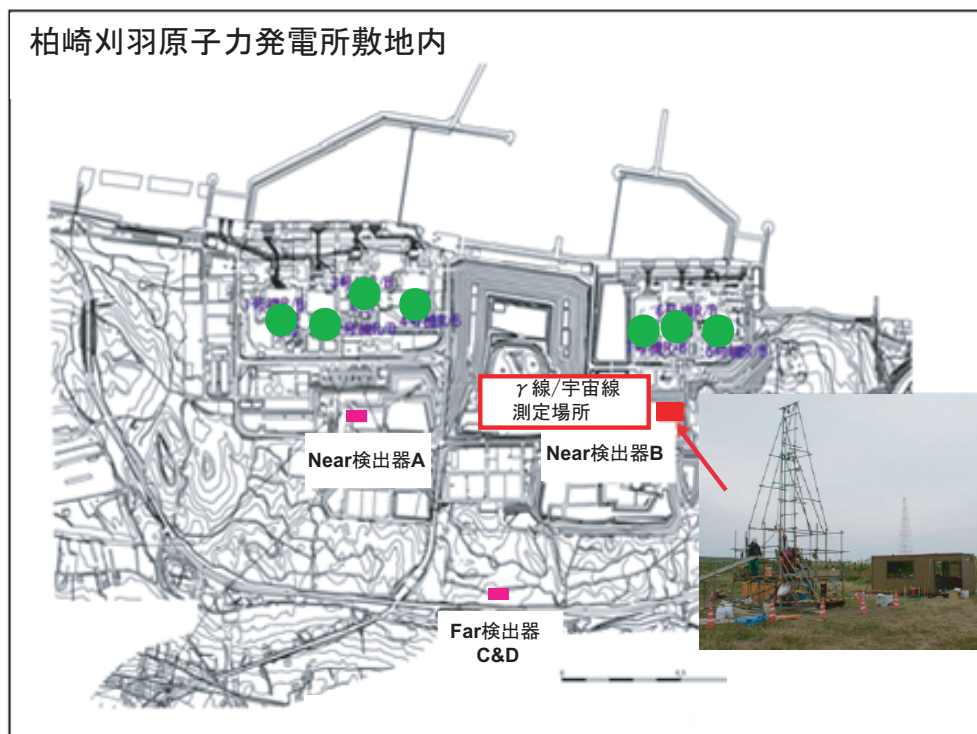


図 3.3: γ 線/宇宙線バックグラウンド測定を行った Near 検出器建設予定地とボーリング坑掘削の様子

3.2.2 検出器

γ 線/宇宙線測定を地下 70 m の水中で行うため、検出器は水圧に耐えられるステンレス製の耐圧容器のなかにいれて使用した。この耐圧容器はスーパーカミオカンデ実験グループの耐圧試験器で試験し、最低でも 10 気圧中まで使用できることを確認したものである。

図 3.5 に示すように検出器は、

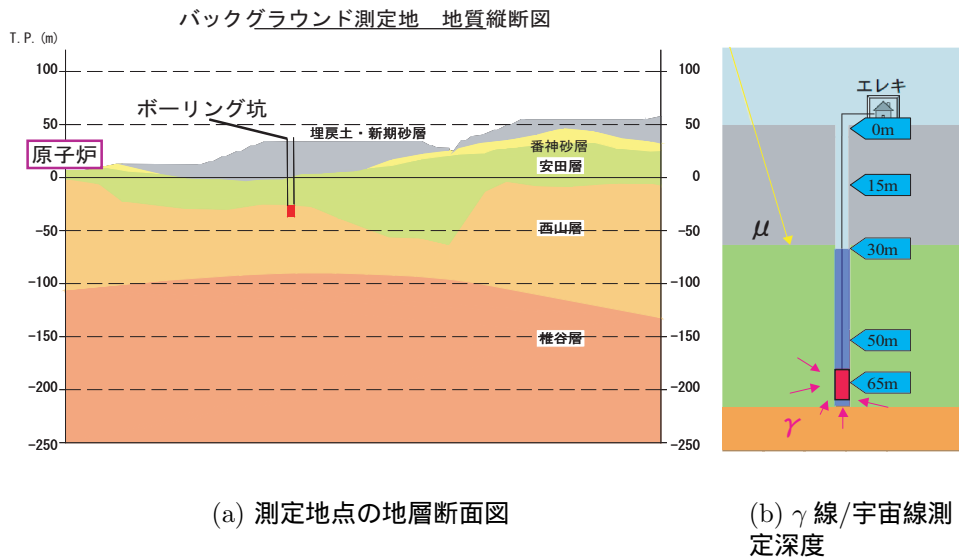


図 3.4: 測定地の模式図

ガンマ線検出 NaI シンチレータ

ミュオン検出 2つのプラスチックシンチレータ (P1, P2)

の二種類の検出器を使用する。シンチレータには1"口径の浜松ホトニクス製光電子増倍管 (H8643) がそれぞれについている。宇宙線 (ミュオン粒子) 検出部の二つのプラスチックシンチレータの間には、ガンマ線などミュオン粒子以外の信号混入を防ぐために、厚さ1cmの鉛をはさんで同時計数を記録する。使用したシンチレータの性能結果を表3.1に示す。

表 3.1: シンチレータのサイズと性能

	サイズ	エネルギー分解能 (^{137}Cs の 662keV)
NaI	2.54cm(1") ϕ \times 5.14cm(2")	$\frac{3.6\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$
P1	2.54cm(1") ϕ \times 1cm	$\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$
P2	2.54cm(1") ϕ \times 1cm	$\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$

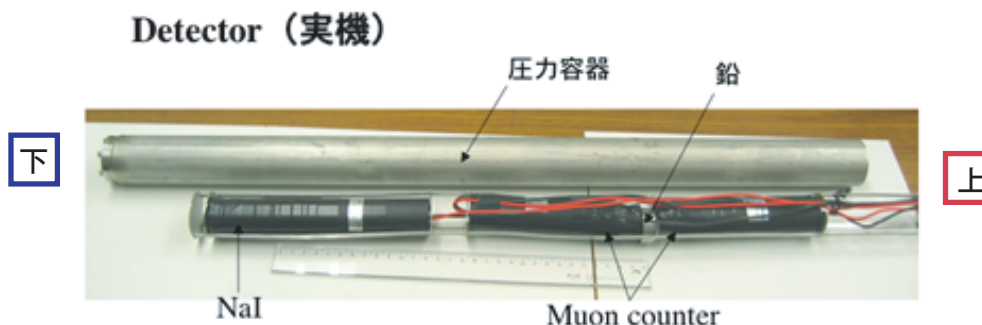


図 3.5: バックグラウンド測定で用いた測定器

PMT に 100m のシグナルケーブルと HV ケーブルを各 1 本ずつつなぎ、ケーブルと耐圧容器の蓋との隙間を浸水を防ぐために住友 3MDP460 接着剤で接着した。万が一の浸水を検知するために北陸電気工業の湿度センサーを圧力容器の底部に設置した。湿度センサーは湿度に反応して抵抗値を上げるため、測定中は抵抗値のモニターを行った。

3.2.3 読み出し回路

読み出しには Lecroy 社の VME ADC(model 1182) とスケーラーを使用する。ADC の仕様を表 3.2 に示す。トリガー信号は $NaIU P1 \cup P2$ のどれかの検出器で信号があった場合に発生し、Interrupt register から出力される Busy 信号で Veto がかけられるように設定する。ゲート幅はどのトリガー信号でも 1.6μ 秒で開くように固定する。図 3.6 に測定に用いたロジックを示す。

表 3.2: Lecroy VME ADC (model 1182) の仕様

ADC type	電荷積分型
Dynamic range	12 bit
Seisitivity	50 fC/count
Fast clear	≤ 650 ns
Conversion time	16 μ s

3.3 データ解析

3.3.1 ガンマ線

NaI シンチレータによる地中ガンマ線量の地下 65m 測定結果を図 3.7、図 3.8 に各深度におけるガンマ線レートの変化を示す。

深さ 15m、30m、50m、65m の 4 地点でレートに違いがみられるが、自然放射線核種の一般的な分布の形が得られた。図 3.7 の横軸はガンマ線のエネルギー、縦軸は bin/1keV 当たりのガンマ線レート (1/sec/keV) である。主なガンマ線である 1461keV の ^{40}K によるピークと 2615keV にあるトリウム系列の娘核種のピークが大きく見えている。

図 3.8 では 30m 付近を境にガンマ線レートが倍近く異なっている。この変化があらわれる 35m はちょうど地層の境界深度と一致しており、測定が正しく行われたことを証明している。

分析会社による地質分析の結果を表 3.3 に示す。東工大で行われているガンマ線結果のシミュレーションでもほぼ一致する結果が得られている。

表 3.3: 地質の分析結果 (65m 地点)

核種	^{238}U	^{232}Th	^{40}K
放射性物質濃度 (ppm)	1.4	5.1	1.6

3.3.2 宇宙線ミュオン粒子

2つのプラスチックシンチレータで同時計測されたミュオン粒子信号の分布を図 3.9 に示す。分布を見るとどの深度でも 4MeV 付近に MIPs によるピークが確認できる。また、地下は 1MeV 以下の領域にピークらしきものが見られるが、両シンチレータの信号が低エネルギーであること多く、地中ガンマ線のコンプトン散乱によるものと考えられる。シミュレーションでも、ガンマ線のコンプトン散乱による同時計測がおこることが確認されている。

図 3.10 に各深度での二次元分布とガンマ線の影響を除いた範囲のミュオン粒子レートを示す。ガンマ線のカットは影響がほとんどない $3\text{MeV} < E_{dep}$

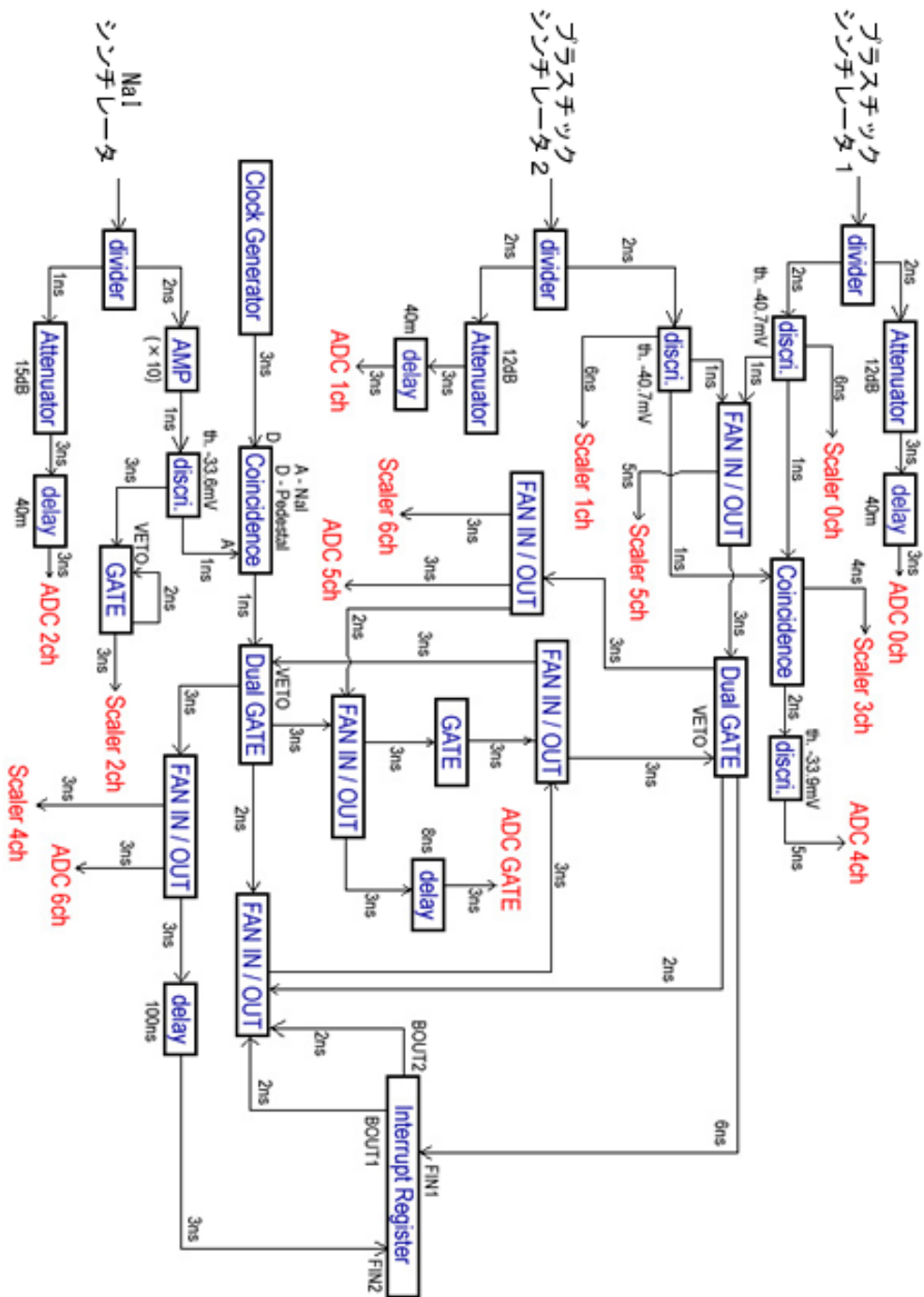


図 3.6: ロジック図

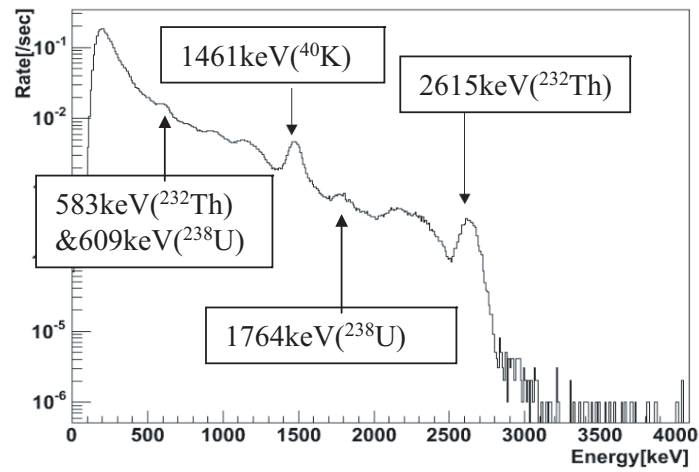


図 3.7: 各深度におけるガンマ線のエネルギー分布

とした。ミュー粒子のレートを他の地下実験結果などから得られた地下ミュー粒子鉛直強度の経験式 (3.5) でフィッティングを行った。ミュー粒子レートはこの経験式にあるアクセプタンス分の定数 (0.36) をかけたものとよく一致することがわかる。

$$I_v = \frac{1740000}{h + 400} (h + 11)^{-1.53} \times \exp(-7. - \times 10^{-4}h) (/m^2 / sr / sec) \quad (3.5)$$

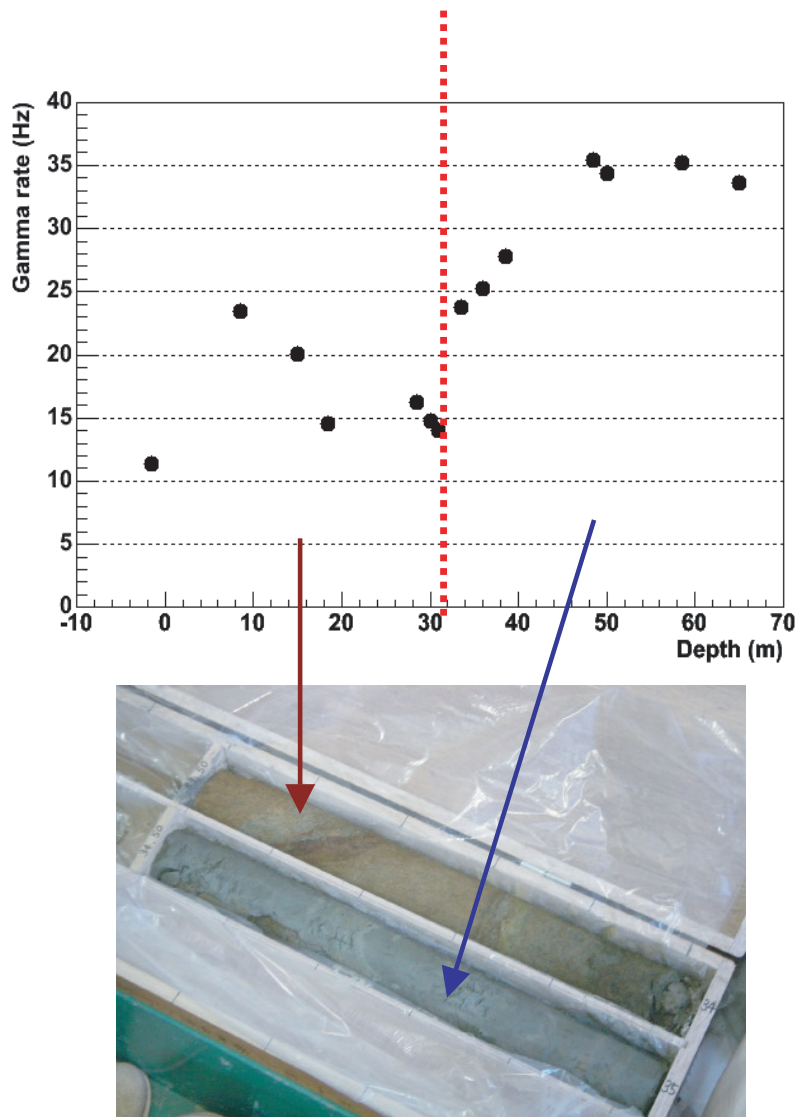


図 3.8: 各深度におけるガンマ線レートの変化。地層の変化に伴ってレートも大きく変化する。写真上部の地質サンプルが新期砂層、下部の地質サンプルが安田層である。

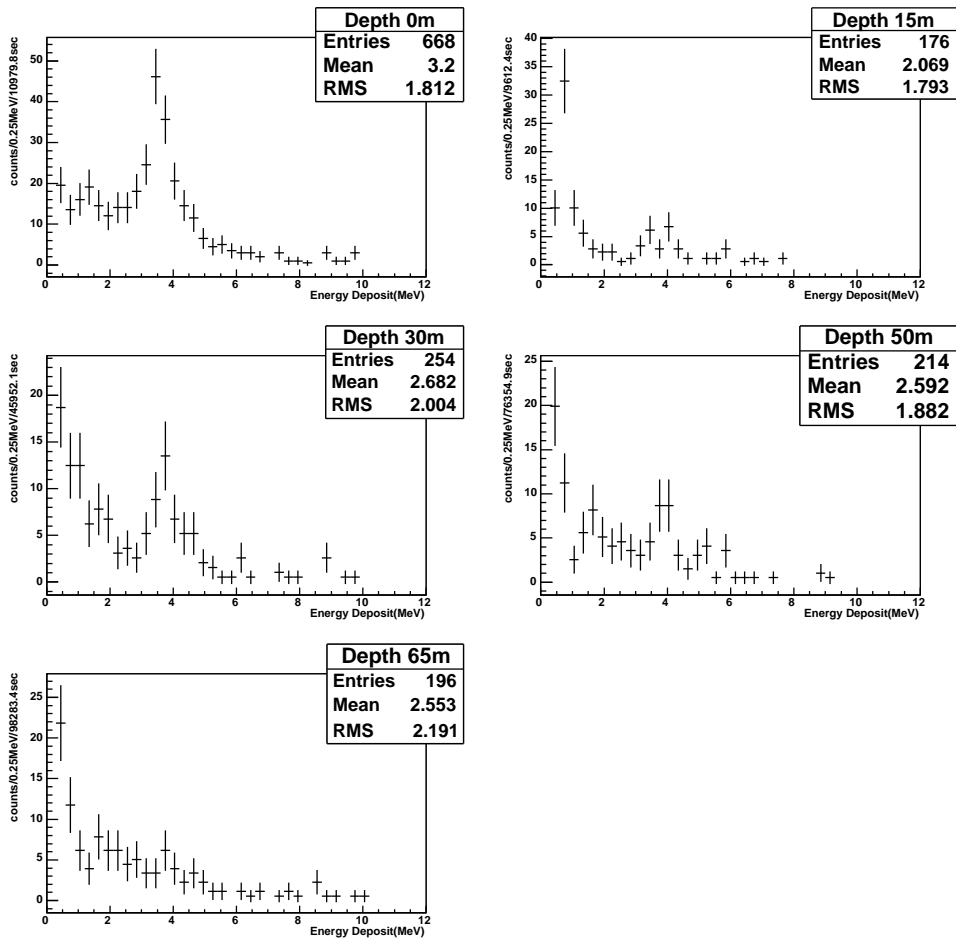


図 3.9: 各深度におけるミュー粒子のエネルギー分布と強度 (P1+P2)。カットなし

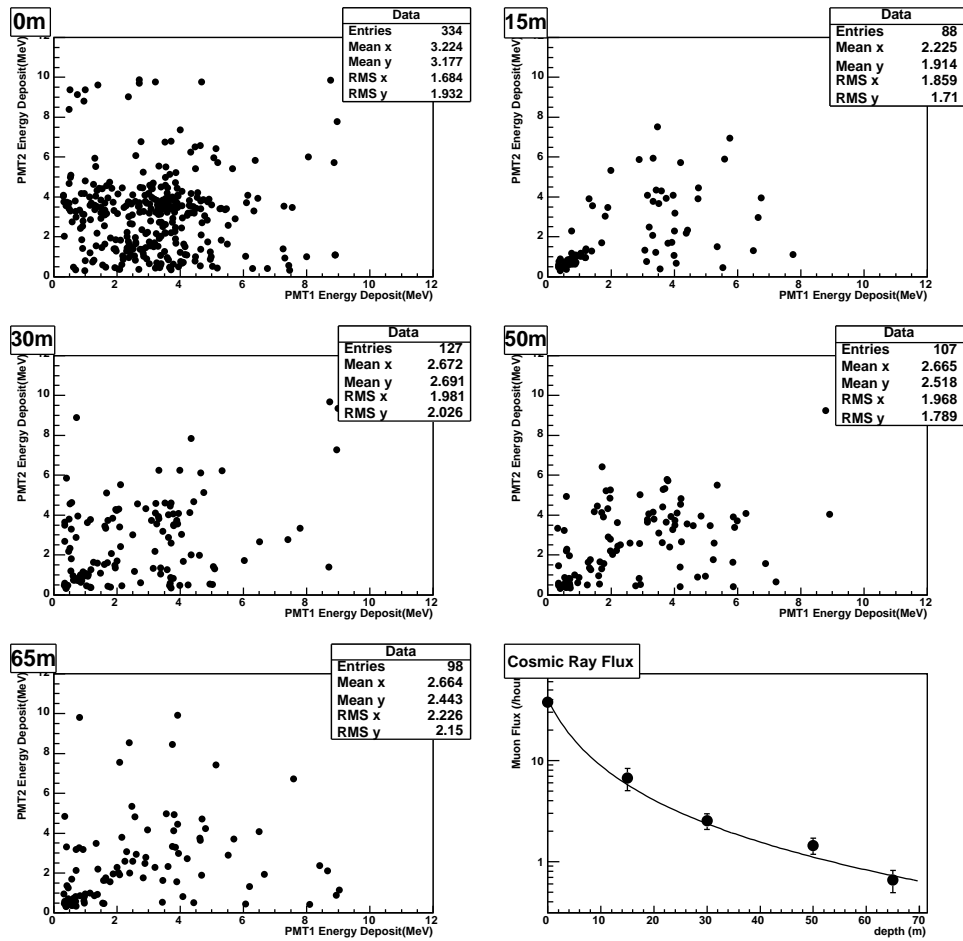


図 3.10: 各シンチレータのエネルギーデポジットとカット後のミュオン粒子レート。右下の図の線は地下ミュオン粒子強度の経験式 $\times 0.36$ 。

第4章 ミュー粒子シミュレーション

KASKA 実験でのミュー粒子強度やバックグラウンド量を正確に見積もるため、地表における二次宇宙線 (ミュー粒子) のイベントジェネレータを作成した。このイベントジェネレータを使用して前章で説明した γ 線/宇宙線バックグラウンド測定のシミュレーションを Geant4 で行い、測定値と比較して妥当性の確認をする。そして、次章ではこのイベントジェネレータを使用して高速中性子のシミュレーションを行う。

4.1 イベントジェネレータ

KASKA 実験は地下 1km 程度で行われる KamLAND など他の地下実験に比べ、比較的浅い深度で行う実験である。KASKA の Near 検出器は約 90m.w.e、Far 検出器は 263m.w.e の深度に設置される予定である。そのため、Near 検出器では 18GeV/c 以上の運動量をもつミュー粒子が届き、KASKA 実験のミュー粒子イベントジェネレータとして 18GeV/c のミュー粒子から対応したものが望ましいといえる。一般的な地下実験で使用される Gaisser のモデルを以下に示す。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{0.14E^{-2.7}}{cm^2ssrGeV} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1E\cos\theta}{115GeV}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E\cos\theta}{850GeV}} \right\} \quad (4.1)$$

本研究では Gaisser の分布式を以下の理由から使用せず、KASKA 実験のためのミュー粒子イベントジェネレータを作成した。

1. 100GeV/c 以下の運動量領域で実験値よりも Gaisser の分布式は多く見積もりすぎてしまう
2. 低運動量領域の角度分布が大きく異なっている

3. 測定精度が上がった最近の宇宙線測定結果は 1990 年代以前に測定された値に比べ 10~15%程度低い

4.1.1 強度の設定方法

ミュー粒子のイベントジェネレータでは、エネルギー (運動量) 分布、角度分布、電荷比の三情報が必要である。これらの分布情報を含む全方向からのミュー粒子強度を設定し、イベントジェネレータとする。強度とは単位時間あたりに、単位立体角から単位面積に入ってくるミュー粒子量のことである。本節のイベントジェネレータで設定するミュー粒子の全方向強度 $J = \int j_{\theta}(E)dEd\Omega (/m^2/sec)$ は以下のように、鉛直エネルギー強度分布 $j_{\theta=0}(E)$ と角度分布 $\cos^n\theta$ 成分が独立するとした近似を用いて設定した。

$$j_{\theta}(E) \simeq j_{\theta=0} \cdot \cos^n\theta \quad (4.2)$$

4.1.2 鉛直エネルギー強度分布 ($j_{\theta=0}(E)$)

KASKA グループが行った測定では、鉛直強度分布を設定する情報が得られないので、以下の 2 グループによる測定結果を用いて設定を行う。

- 1995 年に茨城県のつくばで BESS グループ¹が行った測定 [3]
- 1994 年に CAPRICE グループ²がカナダで行った測定 [4]

この 2 実験のデータを関数でフィッティングし、分布式を得る。式 4.3 と図 4.1 にフィッティング結果を示す。

$$\frac{dj_{\theta=0}(E)}{dE} = 0.0049 \{1.057 + 0.217E\}^{-3.26} \quad (/cm^2/sr/sec/(GeV/c)) \quad (4.3)$$

低運動量のミュー粒子は地磁気の影響を受けやすく場所によってその強度は異なるため、 $0.5 \text{ GeV}/c < p_{\mu} < 20\text{GeV}/c$ の範囲は cut-off rigidity がほぼ同じである BESS のデータのみを使用した。KASKA 実験が行われ

¹BESS は超伝導スペクトロメータを用いた宇宙粒子線観測気球を使用して、宇宙から地球に飛来する微量の低エネルギー反陽子の観測を目的とする実験

²CAPRICE は D_4F_{10} ガスが輻射体の RICH(Ring Imaging Cherenkov) 検出器を使用して、地球に飛来してくる反陽子や軽い同位体などの観測を目的とする実験。

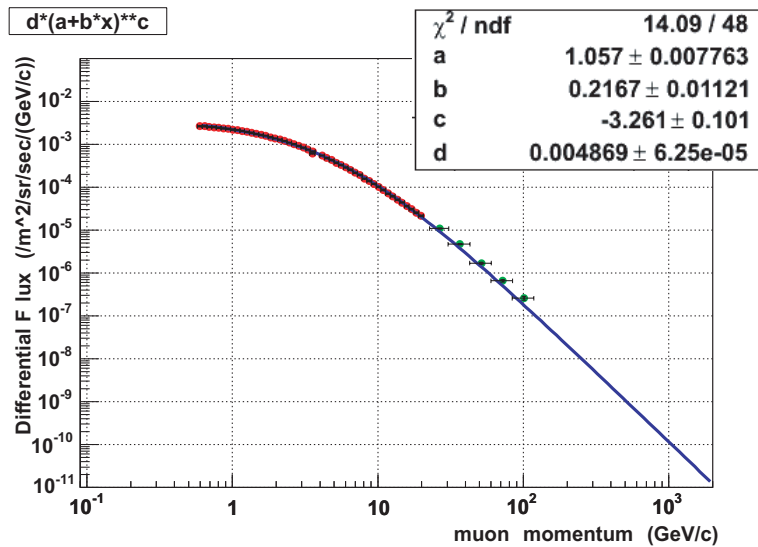


図 4.1: 地表ミュオン粒子エネルギー分布のフィッティング結果 (青線)。赤色のデータ点は BESS、緑色のデータ点は CAPRICE の測定値。

新潟県柏崎市/刈羽村 (地磁気座標:北緯 28 度) とつくば (地磁気座標:北緯 26.6 度) の距離は約 300km で、それぞれの cut-off rigidity は $\sim 10.5\text{GV}$ と $\sim 11.4\text{GV}$ [7] である。ただし、つくばで行われた BESS の測定データは $20\text{GeV}/c$ までしかないので、地磁気の影響をほとんど受けない運動量が $30\text{GeV}/c$ 以上では CAPRICE グループの測定データを用いる。

4.1.3 角度分布 ($\cos^n\theta$)

角度分布は $\cos^n\theta$ の形でよい近似ができることが知られている。ミュオン粒子の平均エネルギーが $E \sim 4\text{GeV}$ 程度の地表などでは $n=2$ の $\cos^2\theta$ 分布を示し、エネルギーが高くなるに連れ $n=-1$ の $\sec\theta$ に近づいて変化する。[11] 図 4.2 に天頂角が $\theta = 0$ と $\theta = 75^\circ$ の場合の強度分布を示す。約 $90\text{GeV}/c$ 付近で $\theta = 0$ と $\theta = 75^\circ$ の強度がほとんど同じであり、天頂角に強度がほぼ依存しない一様分布であることがわかる。Gaisser の分布式は大まかに \sec に比例しており、図 4.2 の運動量 $p_\mu \sim 1000 \text{ GeV}/c$ に対応する角度分布である。KASKA 実験の深度 ($90 \sim 260\text{m.w.e}$) では平均運動量 $\langle p_\mu \rangle \sim 60\text{--}70 \text{ GeV}/c$ であると予想されている。そのため、本イベントジェネレータでは全運動量で $n=0$ の一様な天頂角分布と固定する。

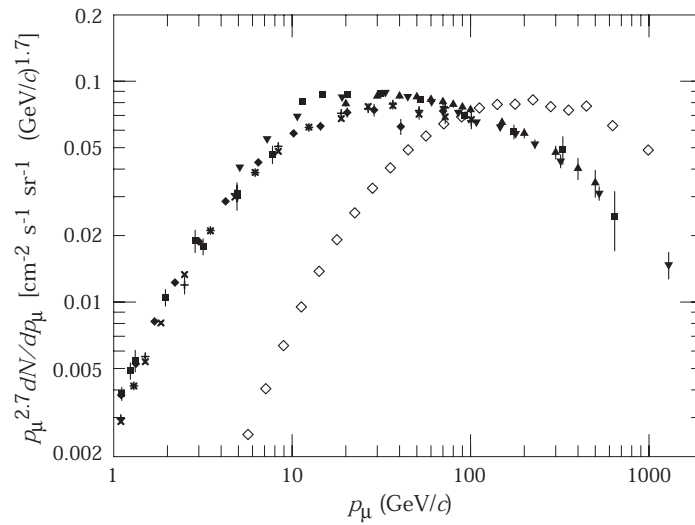


図 4.2: ミュー粒子の運動量分布 [11]。黒点は $\theta = 0^\circ$ 、白点は $\theta = 75^\circ$ の観測値。

4.1.4 ミュー粒子の電荷比

ミュー粒子の電荷比もエネルギーによって変化する。BESS と CAPRICE の両実験で測定されたミュー粒子の電荷比 (μ^+/μ^-) は約 1.2 から 1.4 の範囲であったので、本イベントジェネレータでは平均値の (μ^+/μ^-)=1.25 に固定する。地中でのミュー粒子によるエネルギー損失は電荷に依存しないので、電荷比はあまり影響はない。ただし、負電荷のミュー粒子はエネルギーをほとんどなくしたときに崩壊する以外に、原子核に捕獲される場合があり、中性子を放出してニュートリノ信号バックグラウンドには影響を及ぼす。

4.2 シミュレーション設定

前節で作成したミュー粒子のイベントジェネレータを使用して γ 線/宇宙線バックグラウンド測定のシミュレーションを行う。本節ではその設定を行う。

4.2.1 シミュレータ

ミュー粒子のシミュレーションにはCERNが提供している、Geant4[1]を使用する。Geant4とはオブジェクト指向のC++ベースのシミュレーターで、測定データに基づいた粒子と物質間の相互作用(電磁相互作用、ハドロン相互作用、光学相互作用)が関数やデータベースとなって組み込まれている。Geant4は高エネルギー物理分野に限らず、医療や宇宙物理など多岐にわたり普及している。Geant4を用いてシミュレーションするメリットは、1) 実際の測定器などの物質や形状を組み込むためアクセプタンスや物質の変化などに正確に対応できること、2) 一つ一つの粒子の相互作用を追跡するためより詳細な情報が得られることである。逆に、デメリットとしてはシミュレーションに時間がかかることがあげられるが、結果に影響が出ないように適宜にカットをかけて時間の短縮を試みて克服することができる。

4.2.2 ジオメトリ設定

柏崎刈羽原子力発電所敷地内の γ 線/宇宙線バックグラウンド測定が行われた地形を簡略化して設定する。図4.3に模式図を示す。ジオメトリを

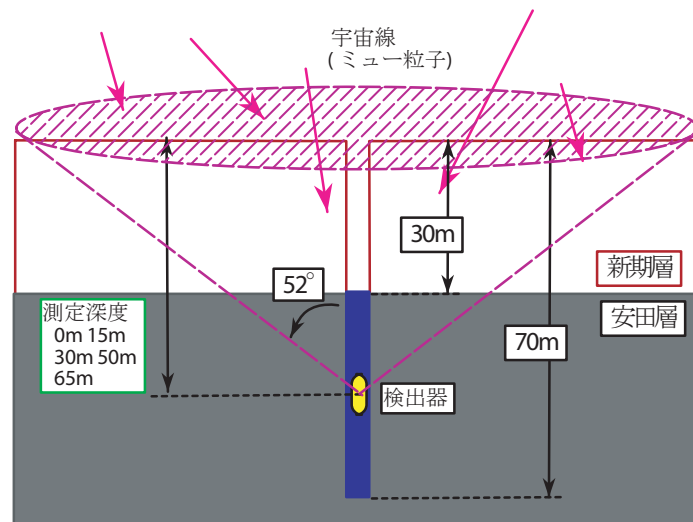


図 4.3: γ 線/宇宙線バックグラウンド測定模式図：斜線部がミューオンの入射範囲

設定する際、地形の起伏は考慮せず平坦な地平とし、中心に直径6.6cm、深さ70mのをボーリング坑を配置する。ボーリング坑の30m以下は地下水で満たされているものとする。

地層は測定地近辺で東京電力が実施した地質調査の結果を基に設定し、地層の構成要素を表4.1に示す。 γ 線/宇宙線バックグラウンド測定地の地層は、上層の新期砂層と下層の安田層で構成されている。また、Far 検出器建設予定地の地層は上層が番神砂層、下層が西山層で、第5章のシミュレーションで使用する。

表 4.1: シミュレーションで使した土の詳細

	新期砂層	安田層	番神砂層	西山層
比重	1.64	1.75	1.83	1.76
含水比	5.6%	47.0%	15.1	47.4
間隙比	0.75	1.25	0.72	1.25
土粒子構成要素				
土粒子比重	2.72	2.69	2.74	2.66
SiO_2	95.5%	97%	95%	99.5%
Al_2O_3	3.5%	2.75%	2.9%	0.1%
Fe_2O_3	1.0%	0.25%	2.1%	0.4%

検出器も簡略化する。2つのプラスチックシンチレータ(1"φ × 2cm)と間にはさまれた鉛(1"φ × 1cm)だけをステンレス容器に封入して、シミュレーションに組み込む。以下の表4.2に使用する物質とその比重を示す。

表 4.2: シミュレーションで使した物質名と比重

物質名	比重 (g/cm ³)
シンチレータ	1.03
鉛	11.35
ステンレス	8.0

4.2.3 カット値の設定

Geant4 のデメリットに記述したように、一つ一つの粒子について相互作用を追跡するため初期設定では多大なシミュレーション時間を必要とする。そこで、結果に影響が出ないような以下のカットを加えて計算時間を省略して γ 線/宇宙線バックグラウンド測定のシミュレーションを行う。

1. 二次粒子の threshold カット：
ミュオン粒子の電離作用で発生する電子の threshold 値の設定を行う。Geant4 では threshold 値をエネルギーではなく、物質中を進む距離で入力する。これらのカットは Geant4 では設定した領域 (Region) ごとに決められ、以下に設定値と電子のエネルギーに換算した値を示す。検出部のプラスチックシンチレータでは測定で設定した threshold 値とほぼ同等の 0.35MeV とする。

表 4.3: 二次電子の threshold カット値。[] 内は 50m と 65m のシミュレーション時のみの設定。

	threshold (cm)	threshold (MeV)
上層 (新期砂層)	5cm [20cm]	$\sim 16MeV$ [$\sim 76MeV$]
下層 (安田層)	5cm	$\sim 19 MeV$
検出器	1mm	$<0.35 MeV$

2. $\Delta\theta$ カット：
天頂角 θ の範囲を限定する。ミュオン粒子の同時計測で両シンチレータで 2MeV 以上のエネルギーデポジットが得られる限界角度が約 52 度であるため、角度の範囲を 0 度から 52 度に限定してシミュレーションを行う。
3. $\Delta\phi$ カット：
方位角 ϕ の範囲を限定する。ミュオン粒子の電離による広がり、地中を 65m 進んだ場所でも $\sim 1m$ 程度である。そこで、 $\Delta\phi$ を地下 15m と 30m のときは検出器を中心に ± 15 度に限定する。地下 50m と 65m の時は $\Delta\phi = \pm 10$ 度とする。この $\Delta\phi$ の値は $\Delta\phi$ 以上の角度で信号が検出される数量が $\Delta\phi$ 以内の信号量の 5% 以下になるように決定している。

4.3 シミュレーション結果

シミュレーション結果を測定値と比較する。どちらかのプラスチックシンチレータに信号があったときの分布を各深度ごとに図4.4に示す。ミュオン粒子以外の地中ガンマ線やベータ線による信号が多く含まれ、3MeV程度までのエネルギーの低い領域に見える。4MeV付近にミュオン粒子のMIPs(Minimum Ionizing Particles)によるピークが見え、シミュレーション結果と一致している。各深度においてシミュレーションの結果の方が小さく見えるのは、時間短縮のために入射するミュオン粒子の天頂角 θ を52度以下に限定したためと考えられる。

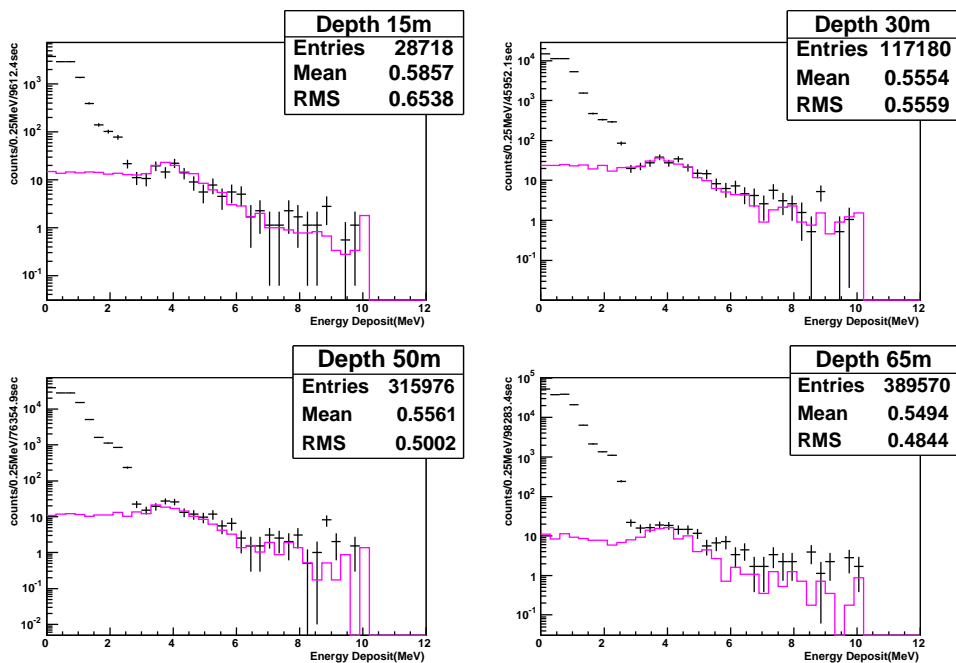
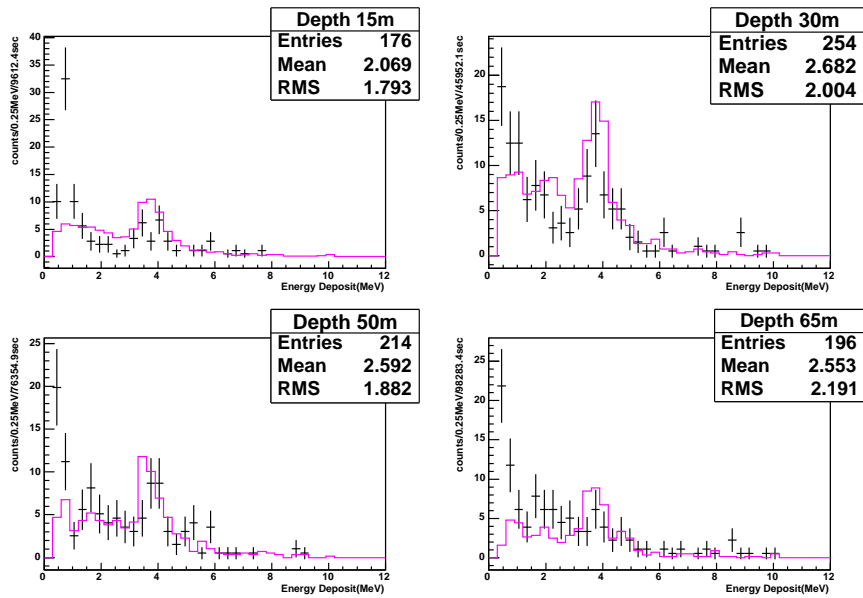
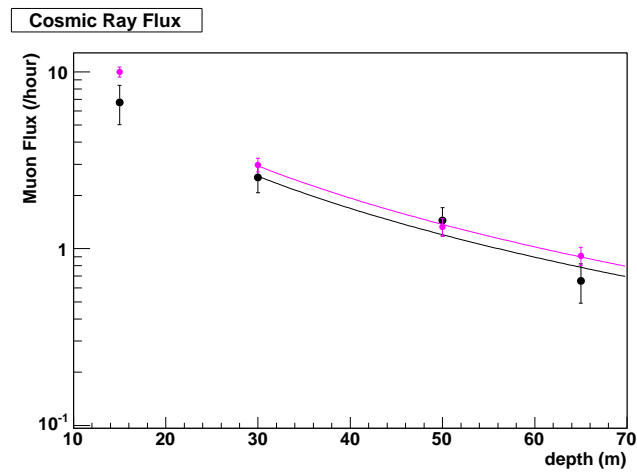


図 4.4: 各深度におけるミュオン粒子のエネルギー分布 (P1+P2), threshold level=0.4MeV

3MeV以上の信号が2つのプラスチックシンチレータで得られ、コインシデンスが取れた信号の分布を図4.5に示す。地中ガンマ線やベータ線の影響を含まないように3MeV以上の信号が得られた部分でミュオン粒子のレートを比較した。フィッティングに用いた経験式は第3章3.5の経験式である。



(a) 各深度においてコインシデンス計測されたミュオン粒子のエネルギー分布 (P1+P2)



(b) $3\text{MeV} < E_{dep}$ の範囲で取れたコインシデンス信号のレートと経験式のフィッティング結果 (Dead time 補正後、青線)。ピンク色の点がシミュレーション結果。経験式のフィッティングは3地点 (30m, 50m, 65m)

図 4.5: 地下ミュオン粒子シミュレーションの結果

表 4.4: フィッティング結果：アクセプタンスと誤差

測定値	0.39 ± 0.04
シミュレーション	0.45 ± 0.03

4.4 イベントジェネレータの考察

本章では、KamLAND のように 1km 程度の深度で行われる地下実験に適する既存のミュー粒子強度分布を使用せずに、KASKA 実験が行われる深度に適するミュー粒子強度分布をイベントジェネレータの作成を試みた。ミュー粒子強度を鉛直強度分布と角度分布の組み合わせで近似し、一様な角度分布で鉛直強度は最近の BESS/CAPRICE 実験による観測データをもとに設定した。

このミュー粒子イベントジェネレータを使用して、 γ 線/宇宙線バックグラウンド測定実験のシミュレーションを行ったところ、15m の浅い深度ではシミュレーション結果が測定値の 1.5 倍となった。しかし、30m、50m と 65m の $p_\mu > 10 \text{ GeV}/c$ のミュー粒子が届く深度では誤差の範囲内で一致し、KASKA 実験 Near 検出器の深度において本イベントジェネレータを使用して問題ないといえる。測定値とシミュレーション結果の 3 点 (30m, 50m, 65m) を経験式 (3.5) でフィットした結果から、20% の精度で γ 線/宇宙線バックグラウンド測定値を再現できることがわかった。Far 検出器が設置される地下 150m においても、観測されるミュー粒子の平均運動量が約 $70 \text{ GeV}/c$ であることから、一様な角度分布として同様に近似でき、本イベントジェネレータを適応して問題ないと考えられる。

第5章 中性子バックグラウンド シミュレーション

前章で作成した宇宙線ミュオン粒子イベントジェネレータを使用して地中でミュオン粒子から中性子が発生し、検出器にどのように観測されるかシミュレーションを行った。シミュレーション結果から KASKA 実験における中性子バックグラウンドについて考察した。

5.1 シミュレーション設定

5.1.1 シミュレーション方法

地表からミュオン粒子を入射し、高速中性子を発生させ、検出器で信号を観測するシミュレーションを行う。この動作をすべてまとめて行うとすると、Geant4 のデメリットで述べたように莫大な時間がかかってしまう。そこで時間を短縮するため、以下の三段階に分けてシミュレーションを行った。

1. 地表から入射するミュオン粒子が検出器の上空 5m に届くまでのシミュレーション。検出器の上空 5m に半径 35m の円パッドを設定し、地下ミュオン粒子のイベントジェネレータを作成する。
2. 地下ミュオン粒子イベントジェネレータで検出器上空 5m からミュオン粒子を発生させ、高速中性子が生成されるまで追跡するシミュレーション。生成された中性子のデータを出力する。
3. 発生した高速中性子を追跡し、検出器で観測されるまでのシミュレーション。

中性子バックグラウンドのシミュレーションは KASKA 実験の Far 検出器と CHOOZ 実験の検出器について行う。CHOOZ 実験は 1995 年にフ

ランスで行われた θ_{13} 測定実験で、現在の上限値を観測した実験である。CHOOZ 実験は使用する原子炉がまだ稼動していない時期から測定を開始し、原子炉ニュートリノ信号が混入していないバックグラウンドの観測データを所有している。

5.1.2 シミュレーションジオメトリ設定

KASKA 実験の Far 検出器と実験場所、CHOOZ 実験の検出器・実験場所について簡略化して再現する。図 5.1 に Far 検出器が配置される地層断面図を示す。KASKA 検出器については表 4.1 をもとに地層の設定を行い、CHOOZ 実験については $\rho = 2.8g/cm^3$ の一様な地層を設定した。

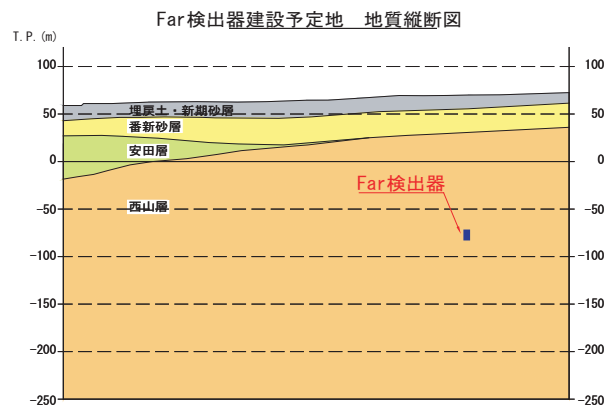


図 5.1: KASKA 検出器建設予定地の断面図

図 5.1.2 に KASKA 検出器と CHOOZ 検出器を示す。CHOOZ 実験も KASKA 実験同様ニュートリノターゲットに Gd を 0.1% 含む液体シンチレータを使用し、ほぼ同様のカプセル型層構造を示している。表 5.1 にそれぞれの検出器部 (層) の体積を示す。ただし、CHOOZ には蛍光剤の入っていないバッファ層はない。

表 5.1: KASKA と CHOOZ 検出器の各領域の体積と厚さ

	KASKA	CHOOZ
regionI	7.6 m ³	5.6 m ³
regionII	24.0 m ³	19.6 m ³
regionIII	76.8 m ³	-
veto	176.0m ³	105 m ³
shield(Fe)	10 cm	14 cm

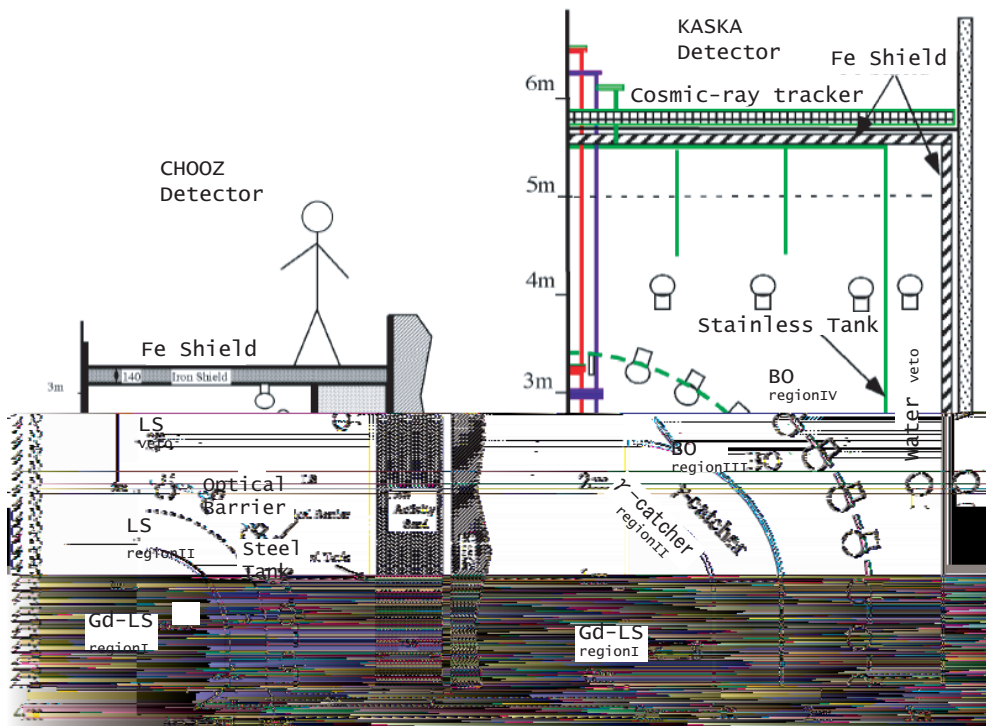


図 5.2: KASKA と CHOOZ 検出器の層構造比較

5.2 シミュレーション結果

5.2.1 地下ミュオン粒子イベントジェネレータ

シミュレーション第一段階で得られた KASKA Far 検出器の 5m 上空である地下 145m(～255m.w.e) 地点で検出されるミュオン粒子の情報を基に地下ミュオン粒子のイベントジェネレータを作成する。以下の図 5.3 に宇宙線の鉛直強度分布と天頂角分布を示す。これらの分布図のフィッティングを行い、イベントジェネレータのモデルとする。分布式を式 (5.1) と (5.2) に示す。本シミュレーションでは縦坑や地形の高低差などを組み込まず簡素なものとした。そのため、方位角分布は一様で位置依存性はない。KASKA 実験場所の 145m 地下では $0.426/m^2/s$ のレートであった。

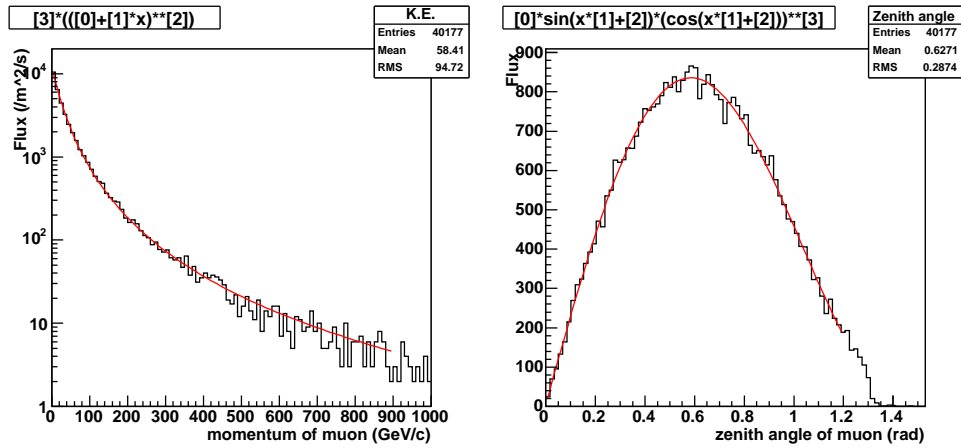


図 5.3: Far 検出器が置かれる地下のミュオン粒子分布。左図が運動エネルギー分布、右図が天頂角 θ 分布。それぞれフィッティングを行い、地下ミュオン粒子イベントジェネレータとして使用する。

kaskaFar 鉛直分布

$$j_{\theta=0} \propto \{1 + 1.74 \times 10^{-3} E^{-2.81}\} \quad (5.1)$$

kaskaFar 天頂角分布

$$\cos^n \propto \cos^{1.89} \{1.07\theta - 1.7 \times 10^{-3}\} \quad [\theta < 75^\circ] \quad (5.2)$$

5.2.2 Veto 検出部における宇宙線分布

KASKA 実験ではミュー粒子の Veto は主に一番外側の水層でチェレンコフ光を用いて行い、CHOOZ 実験では Optical Barrier 層の外側の液体シンチレータ層のシンチレーション光を用いて行う。ミュー粒子はバックグラウンドを作り出すだけでなく、1m 秒もしくは 0.5m 秒の Veto をかけるのでニュートリノ信号の Dead time となる。シミュレーションでこれら Veto 層に検出されるミュー粒子のレートと平均運動エネルギー、そして計算される Dead time を表 5.2 に示す。KASKA-Near 検出器についてもシミュレーションも行ったので結果を示す。

表 5.2: Veto 層に入ってくるミュー粒子レートと平均運動エネルギー

	KASKAr Nearr	KASKA Far	CHOOZ	CHOOZ (measured)
Veto 層のレート	480Hz	40.2Hz	15.0Hz	
平均エネルギー	6.6/ m^2/s	0.55/ m^2/s	0.48 / m^2/s	0.4/ m^2/s
Dead time(1m 秒)	48%	4%	-	

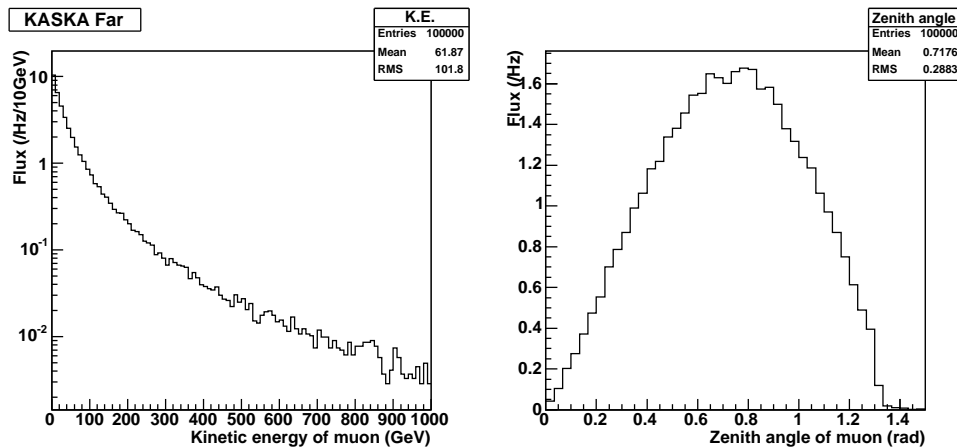


図 5.4: KASKA Far 検出器における宇宙線分布 (鉛直強度 (左図) と天頂角分布 (右図))

5.2.3 高速中性子

地下ミュオン粒子イベントジェネレータを使用して中性子を発生するシミュレーションを行い、発生した中性子の情報を調べた。図 5.5 に KASKA の Far 検出器付近で発生した中性子の各分布を示す。中性子が比重の大きい鉄シールドや地中で多く発生していることがわかる。また、図 5.6 と図 5.7 に各 region で吸収された中性子の発生場所と移動距離を示す。region I を通過する中性子数は約 400/hour であり、そのうち 2.5% が熱化して水素か ^{113}Cd に捕獲された。図 5.6 と図 5.7 の左上にあるように region I で捕獲された中性子のうち 98.4% は検出器内部で発生したもので、鉄シールドや地中から発生し Veto を通らずに捕獲された高速中性子は全体の 1.6% であった。

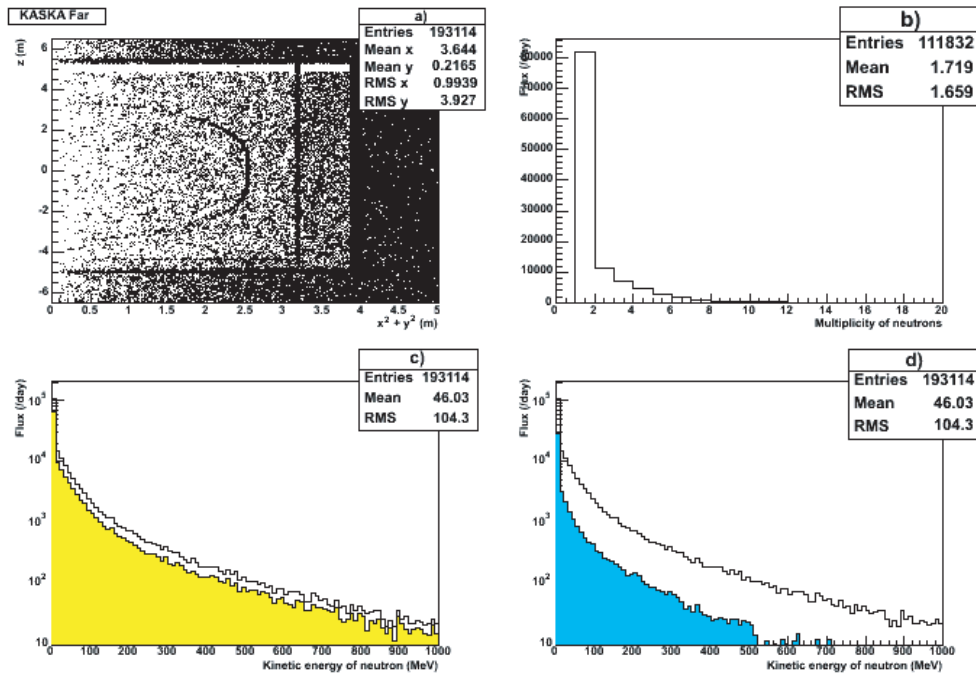


図 5.5: KASKA Far 検出器付近で発生した中性子情報。a) 高速中性子の発生場所、b) ミュー粒子から生成される中性子数、c) 高速中性子の運動エネルギー分布 (全体と地中で発生したもの)、d) 高速中性子の運動エネルギー分布 (全体と鉄シールドで発生したもの)

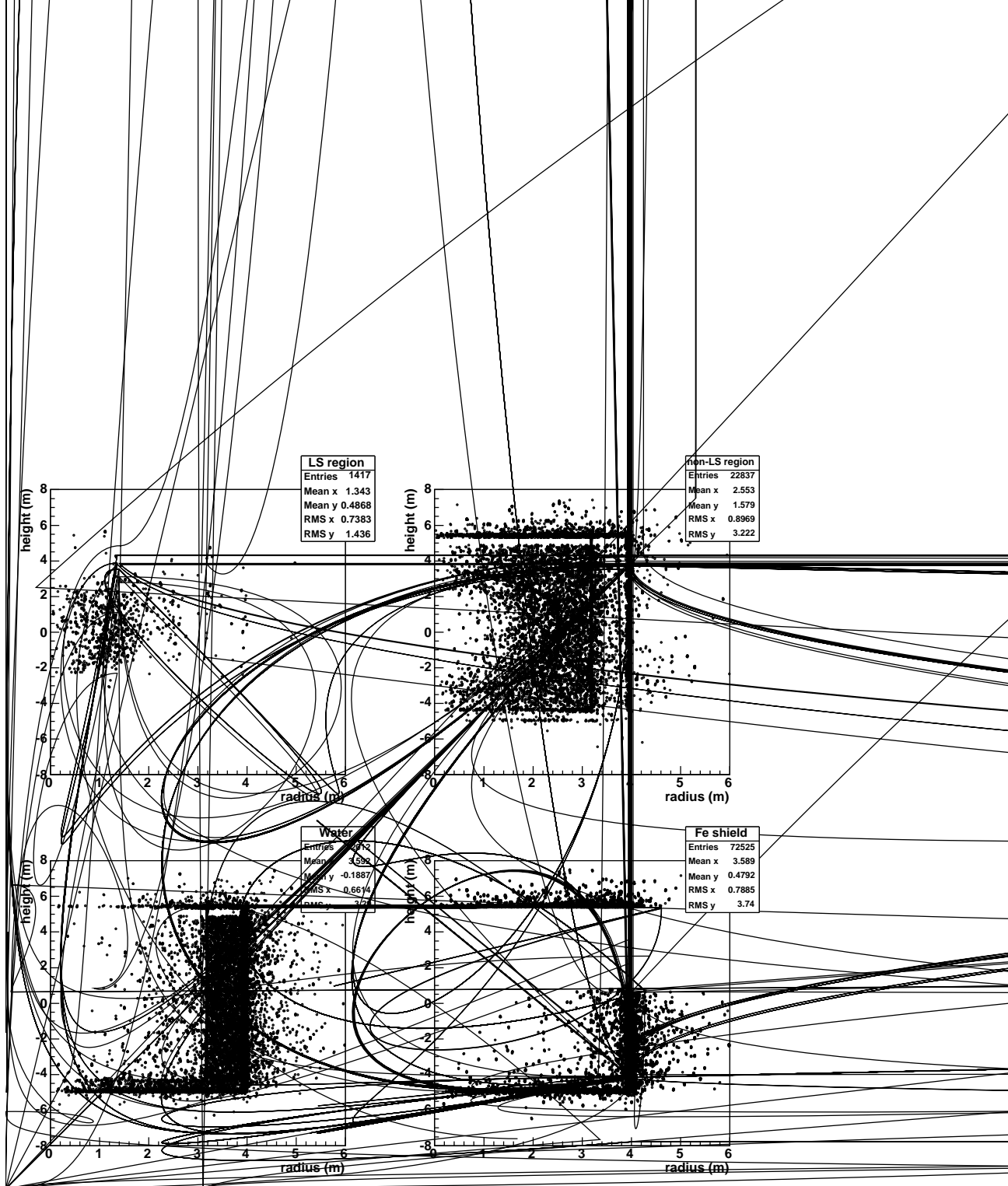


図 5.6: KASKA-Far 検出器の各場所で熱化して捕獲された中性子の発生位置 [左上)regionI&II、右上)バッファー層、左下)水層、右下)鉄シールド]

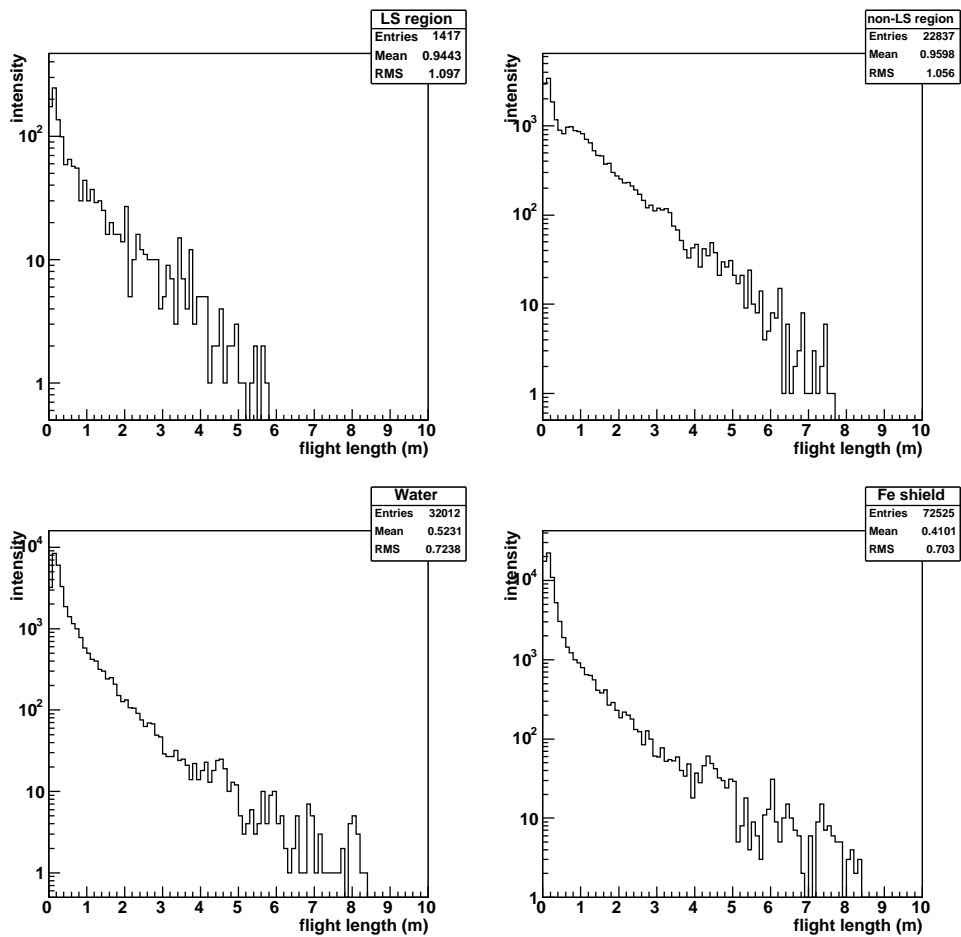


図 5.7: KASKA-Far 検出器の各場所で熱化して捕獲された中性子の発生位置からの距離 [左上)regionI&II、右上)バッファー層、左下)水層、右下)鉄シールド]

5.2.4 バックグラウンド

ミュー粒子から生成された中性子によるバックグラウンド量の考察を行う。本シミュレーションでバックグラウンド事象となる信号や情報の選択方法について説明する。

先発信号 中性子により recoil された陽子、もしくは非弾性散乱等で発生した電子やガンマ線など中性子の捕獲以外で生成された粒子によるエネルギーデポジットを指す。一番最初に生成された粒子の時間情報を先発信号の時間として使用し、エネルギーデポジットは積分していく。生成粒子が陽子の場合は、クエンチング効果¹を考慮する必要がある。陽子によるエネルギーデポジットは以下の式で電子によるエネルギーデポジットに換算して計算した。[12]

$$\begin{aligned} T_e &= 0.83T_p - 2.82 \left[1.0 - e^{-0.25T_p^{0.93}} \right], (T_p \leq 50 \text{ MeV}) \\ T_e &= 0.83T_p, (T_p > 50 \text{ MeV}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

後発信号 後発信号は中性子が陽子や¹¹³Cdに捕獲された時に放出するガンマ線を指す。実際のKASKA実験やCHOOZ実験ではGd($\sigma=48770$ barn)の捕獲による合計8MeVのガンマ線を検出するとして条件を設定しているが、本シミュレーションにはGdによる捕獲をうまく組み込めなかったため、0.24%濃度の¹¹³Cdを使用した。熱化した中性子は¹¹³Cd($\sigma=20600$ barn)に吸収され、約9MeVのガンマ線を放出する。

時間幅 本実験のGdによる捕獲の平均捕獲時間 τ は、他実験の結果より $\tau \sim 30\mu\text{s}$ と予測されている。本シミュレーションでは自然同位対比のCdではなく¹¹³Cdのみを代用したため、平均捕獲時間が予想通り得られず、 $\tau \sim 17\mu\text{s}$ となった。そのため、本シミュレーションでは時間幅の条件を以下のように変更した場合についても考察した。(KASKA Far)

$$1\mu\text{s} < t_{\text{delay}} - t_{\text{prompt}} < 200\mu\text{s} \Rightarrow 0.57\mu\text{s} < t_{\text{delay}} - t_{\text{prompt}} < 113.3\mu\text{s}$$

しかし、結果が異ならなかったので元の条件のまま解析を行った。

¹クエンチングとは消光エネルギーの移行過程でエネルギーが損失されて生じる現象で、陽子の場合は質量が重いために移動距離が短くなり、シンチレーションの発光量が少なくなるために起こる。

Vetoの方法 KASKA では水層とLS層、CHOOZでは一番外側のLS層でミュオン粒子のVetoを行う。KASKAでは、水層でチェレンコフ光が検出される、もしくはLS層でのエネルギーデポジットがある場合は1m秒間(もしくは0.5m秒間)Vetoをかける。もし、LS層でエネルギーデポジットが無かった場合(すなわち、バッファーク水層のみを通過した場合は)0.2秒間のVetoをかける。CHOOZでは一律0.5m秒のVetoをかけることとした。

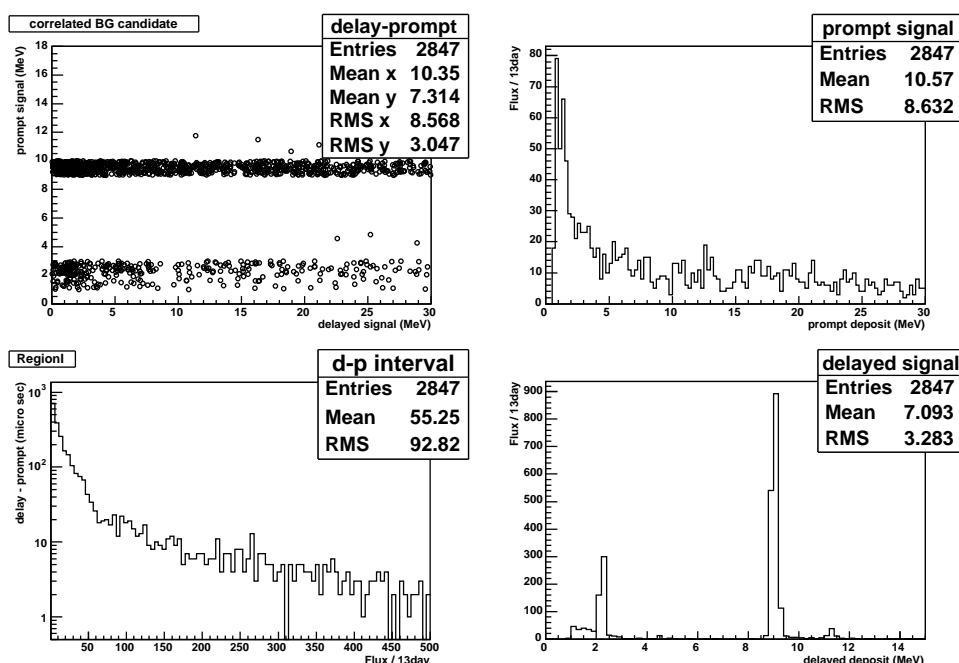


図 5.8: KASKA-Far 検出部 (regionI) で得られた全信号 (13 日間)。左上) 先発信号と後発信号の二次元分布、左下) 先発信号と後発信号の時間差、右上) 先発信号分布、右下) 後発信号分布

図 5.8 に regionI で捕獲された中性子の先発・後発信号、時間幅を示す。後発信号の中では 2.2MeV 付近の陽子が中性子を捕獲したピークと 9MeV 付近に ^{113}Cd によるピークがあることがわかる。後発信号が ^{113}Cd と陽子に捕獲される割合は regionI で $^{113}\text{Cd}:\text{H} = 100:7$ であったが、regionII でおこる陽子の捕獲信号が足されると $^{113}\text{Cd}:\text{H} = 100:31$ となった。これらシミュレーション結果から、accidental や correlated バックグラウンド量を見積もった。ニュートリノ信号となる条件を表 5.3 にまとめる。

表 5.3: ニュートリノ信号となる条件

	KASKA1	KASKA2	CHOOZ
prompt	$0.7 < E_p < 9\text{MeV}$	$0.7 < E_p < 9\text{MeV}$	$1.3 < E_p < 8\text{MeV}$
delayed	$5 < E_d < 11\text{MeV}$	$5 < E_d < 11\text{MeV}$	$6 < E_d < 12\text{MeV}$
time window	$1 < \Delta t < 200\mu\text{s}$	$1 < \Delta t < 200\mu\text{s}$	$2 < \Delta t < 100\mu\text{s}$
veto	1ms	0.5ms	0.5ms
veto 効率	99%	99%	98%

correlated バックグラウンド 表 5.3 の条件を満たす、もしくはミュオン粒子が Veto に miss tag されて条件を満たす時 correlated バックグラウンドとし、以下に値を示す。

表 5.4: correlated バックグラウンド：シミュレーション結果

KASKA1	$0.38 \pm 0.02(\text{stat}) / \text{day}$
KASKA2	$0.38 \pm 0.02(\text{stat}) / \text{day}$
CHOOZ	$0.31 \pm 0.01(\text{stat}) / \text{day}$

accidental バックグラウンド delayed 信号の条件を満たし、Veto されないもしくは miss tag された時 accidental バックグラウンドの delayed 信号であるとし、以下の表にまとめる。

表 5.5: accidental バックグラウンド：シミュレーション結果

KASKA1	$4.3 \pm 0.03(\text{stat}) / \text{day}$
KASKA2	$3.3 \pm 0.03(\text{stat}) / \text{day}$
CHOOZ	$8.7 \pm 0.06(\text{stat}) / \text{day}$

KASKA 実験の accidental バックグラウンドの prompt 信号は約 6Hz、CHOOZ では 100Hz として、refkaska 章の 2.26 式よりバックグラウンド量を計算すると、以下のような値となった。

KASKA Far

$$R = (6Hz) \cdot (4.3/day) \cdot (200 \times 10^{-6}s) = 0.005(/day) \quad (5.4)$$

CHOOZ

$$R = (100Hz) \cdot (8.7/day) \cdot (100 \times 10^{-6}s) = 0.087(/day) \quad (5.5)$$

5.2.5 考察

Geant4 を使用して得られたバックグラウンド値について表 5.6 にまとめる。

表 5.6: バックグラウンドまとめ

	KASKA	CHOOZ	CHOOZ (measured)
accidental	0.005/day	0.09/day	0.23±0.05/day
correlated	0.38/day	0.31/day	0.8±0.2/day
total	0.39/day	0.4/day	1.03±0.21/day

本シミュレーションでは、CHOOZ 実験により測定されたバックグラウンド値よりも 1/2.6 倍少なく見積もられることがわかった。この原因として、まず Geant4 がミュー粒子から中性子を発生させる物理プロセスの不確実性が大きいことがあげられる。Geant4 では、Hadron 物理のより正確なパラメータ導入が進んでいるが、本プロセスは 1998 年以來 Update されていない。KASKA でも、発生する中性子量が 2.6 倍であると仮定するとバックグラウンド量は以下の表 5.7 となる。

また、本シミュレーションで考慮しなかった Spallation 反応によるバックグラウンド寄与があるために、シミュレーション値が測定値よりも低いと仮定した場合も、CHOOZ 実験と KASKA 実験で得られるバックグラウンド寄与は同程度と予測されるため、 $\sim 1/day$ 程度のバックグラウンドとなる。

Far 検出器で検出されるニュートリノ量が 42/day、バックグラウンド量が 1/day としてバックグラウンドの系統誤差を計算すると全体の約 1% となる。ここでシミュレーション結果の精度は 50% とした。

表 5.7: バックグラウンドまとめ (中性子量補正後)

	KASKA	CHOOZ	CHOOZ (measured)
accidental	0.013/day	0.23/day	0.23 ± 0.05 /day
correlated	0.99/day	0.81/day	0.8 ± 0.2 /day
total	1.0/day	1.04/day	1.04 ± 0.21 /day

第6章 まとめ

本論文では、以下の三点に重点をおいて論じた。

1. γ 線/宇宙線バックグラウンド測定実験
2. 宇宙線ミュオン粒子の新しいイベントジェネレータ作成
3. KASKA 実験における中性子バックグラウンドのシミュレーション

KASKA 実験のように比較的浅い深度 ($\sim 260m.w.e$) で行われる地下実験に適する宇宙線ミュオン粒子のイベントジェネレータを BESS/CAPRICE による最近の観測データを使用して作成した。 γ 線/宇宙線バックグラウンド測定結果で検証を行ったところ 20%の精度で再現できた。このイベントジェネレータから検出器が置かれる地下における分布を近似して、使用できるイベントジェネレータも作成した。この地下ミュオン粒子イベントジェネレータの精度も同様に 20%程度であると考えられ、KASKA 実験の Full simulator に組み込み使用することが期待される。

ミュオン粒子が地中で高速中性子を発生するシミュレーションを行い、KASKA 実験 Far 検出器では $1\pm 0.5/day$ のバックグラウンドが予想されることがわかった。全体の系統誤差のうちバックグラウンドの系統誤差が占める割合は大きく、現状では 1%程度になることがわかった。KASKA 実験ではバックグラウンドの全体量を減少させ、全体に占める系統誤差を小さくする戦略を立てており、よりバックグラウンド量を抑えなくてはならない。

本高速中性子シミュレーションで Correlated バックグラウンドとなる原因は全てミュオン粒子の miss tag によるものであることがわかっている。そのため、宇宙線の Veto 効率をより高くすることでバックグラウンド量を抑えることができると推測される。Veto 効率を上げる方法として以下の対策が考えられる。

1. Veto 層に用いる PMT の数を 80 本か増やして集光効率を高める

2. Dead space を作りやすい Calibration 用チムニーの口径を小さくする
3. 水中のチェレンコフ光でなく発光量の多い液体シンチレータを Veto 層に入れるチェレンコフ光はミュー粒子の通過により 200photon/cm 発生するが、一般的な液体シンチレータでは 14500photon/cm と 70 倍近くの発光量があるからである。

Veto 効率を現行の 99% から 99.5% に改善できれば、シミュレーション結果からはバックグラウンドが約半数になる。

今後は、現在開発が進んでいる Gd を含む液体シンチレータをターゲットとして設定し、より正確な条件でバックグラウンド量の見積もりを行うことが必要である。

謝辞

多くの方からご協力・ご指導を得て、本研究を行うことができました。この場を借りてみなさまへの感謝の意を伝えさせていただきたいと思えます。

私の担当教官である住吉教授には実験の基本から細にわたり教えていただき深く感謝しております。KASKA 実験が立ち上がろうとしている時期に研究に携われたことは、私にとってとても貴重な経験となりました。KASKA グループの皆さまには迷惑をかけるとともに大変お世話になりました。東北大学の末包助教授には KASKA 実験のバックグラウンド等について詳しく教えていただき感謝しております。東工大学の久世助教授には解析やシミュレーションなどで丁寧にご指導いただき感謝いたします。新潟大学の田村教授や KEK の石原教授にはおいしい新潟の小料理屋に連れて行っていただき、神戸大学の原助教授には心のこもったぼたん鍋を振舞っていただき、広島工業大学の長坂康史助教授には豚シャブを体験させていただき、新潟大学の宮田等助教授と宮城教育大学の福田善之助教授にはおもしろ実験でお世話になるなど、ミーティングが行われた全国各地でよい思い出をつくることができました。KASKA グループの学生やスタッフの皆さま、新潟大学の勝亦正明氏・岩淵龍也氏・青木勝氏・中島伸敬氏・酒井和幸氏、東北大学の坂本泰伸氏・土屋泰氏、東工大学の新田和範氏・古田久敬氏・前田順平氏・船木好子氏、KEK の杉山弘晃氏には、研究だけでなく様々な面でお世話になりました。素晴らしい人たちと行動できたことを感謝いたします。

研究など様々な場面でお世話になった、都立大の浜津良補助教授・千葉雅美助手・汲田哲郎助手に感謝いたします。同学年で苦楽を共にした中川尊氏・鶴崎一磨氏・渡邊勇介氏、先輩でたくさんの助言を下さった神谷好郎氏、BELLE グループの関 貴之氏、ZEUS グループの梶裕志氏・李栄篤氏・太田 理氏、卒業された松本崇博研究員・石水昭夫氏・山本俊悟氏・藤本紘行氏、研究生活を楽しいものにしてくれた M1 の石川達也氏・柴崎裕治氏、2004 年度と 2005 年度の卒業研究生達に深く感謝します。最後に私の大学院生活を支えてくださった家族と友人に心より深く感謝いたします。

関連図書

- [0] 首都大学東京 宇宙化学研究室 大浦泰嗣氏による分析
- [1] NIM A 506 (2003), 250-303
- [2] Geant4 Physics Reference Manual
- [3] Astroparticle Physics 19 (2003) 113-126
- [4] Phys Rev. Lett. 83 (1999) 21 p4241
- [5] 理科年表 2005 年 国立天文台編, 丸善 (2005)
- [6] World Data Center for Geomagnetism, Kyoto University
[<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>]
- [7] M.A. Shea et al., in: Proceedings of 27th ICRC 2001, Hamburg, 2001, p4063'
- [8] Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press (1990)
- [9] 小田稔, 宇宙線 (1972), p234
- [10] Nucl. Instrum. Meth. A432, 392, 1999.
- [11] Phys. Lett. B 592 24 (2004)
- [12] Nucl.Instrum.Meth. A490 (2002) 334-343