

SK-Gd(スーパーカミオカンデ-ガドリニウム) 実験について

数理科学科 情報理学専攻 林ゼミ
三谷 日姫

2020 年 12 月 17 日

目次

1	SK-Gd 実験	2
1.1	SK-Gd 実験の概要	2
2	物理背景	3
2.1	ニュートリノについて	3
2.1.1	大気ニュートリノ	3
2.1.2	太陽ニュートリノ	4
2.1.3	加速器ニュートリノ	4
2.2	反ニュートリノ	5
2.3	ニュートリノの相互作用	5
2.4	ニュートリノ振動について	6
2.5	ニュートリノの質量について	9
3	ニュートリノと反ニュートリノの識別	9
3.1	中性子タグ法	9
4	超新星爆発	10
4.1	超新星背景ニュートリノについて	10
5	スーパーカミオカンデ検出器	10
5.1	検出器概要	10
5.2	チェレンコフ光の検出	13
5.2.1	チェレンコフ光とは	13
5.2.2	20 インチ光電子増倍管	14
5.2.3	チェレンコフ光の検出方法	15
6	SK-Gd 実験で期待されること	16
6.1	電子ニュートリノと反電子ニュートリノの識別	16
6.2	超新星背景ニュートリノの観測	17
6.3	超新星爆発の方向決定精度	18
7	参考資料	19

1 SK-Gd 実験

1.1 SK-Gd 実験の概要

スーパーカミオカンデ-ガドリニウム (SK-Gd) プロジェクトとは、スーパーカミオカンデ (SK) の超純水に対して 0.2% の硫酸ガドリニウム (Gd で約 0.1%) を溶解させることで、ニュートリノ反応によって発生する中性子捕獲率を向上させる計画である。これにより、反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応 (式 1) で発生する陽電子と、Gd と中性子との反応により発生するガンマ線との遅延同時計測が可能になった (図 1)。この実験は、反電子ニュートリノと電子ニュートリノの識別強化及び、世界初の超新星背景ニュートリノの観測を目的として行われている。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1)$$

反電子ニュートリノが陽子と反応することで、陽電子と中性子が発生する。その中性子を Gd が捕獲しガンマ線を放出する。陽電子とガンマ線はほぼ同時に水中でチェレンコフ光を発生するため、バックグラウンドの中から反電子ニュートリノをより捉えやすくなった。

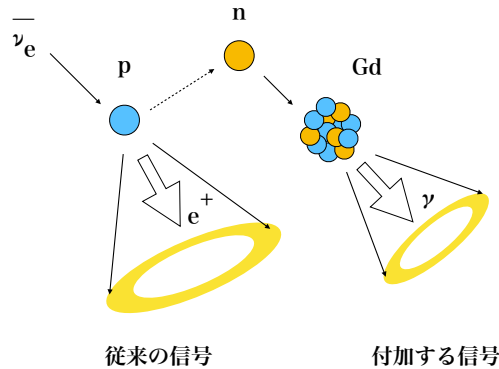


図 1 SK-Gd 実験における検出方法

また、本プロジェクトの実行にあたっては、これまでに (1)Gd 化合物の選定、(2) 硫酸 Gd 水製造循環装置の開発、(3)SK タンクの止水補強工事なども行われてきた。(1) についてはいくつかの Gd 化合物について試験を行い、タンクに用いられるステンレスの腐食や水溶液中のイオン溶出などにより発生するノイズなどを検証した。(2) では、従来の超純水製造循環装置の純化過程では Gd^{3+} と SO_4^{2-} が取り除かれてしまうため、硫酸 Gd をタンクに一様に分布できるよう循環方法を新たに開発した。(3) については、SK では実験開始から SK-IV までに約 1ton/day の水漏れが発生しており、超純水の場合は漏れた分を新たに供給する方法で解決していたが、SK-Gd の場合は水とともに Gd を失うため、改修工事を行った。

2 物理背景

2.1 ニュートリノについて

ニュートリノは電荷を持たないレプトンであり、 $\frac{1}{2}$ のスピンを持つフェルミオンの1つである。原子核の β 崩壊においてエネルギー保存則が破れているように思われる現象を説明する粒子として、1930年にW.E.Pauliによって考案された。弱い相互作用と重力相互作用でしか反応しないため検出が非常に困難であり、反応を観測するために高感度な検出器を用意する必要がある。

ニュートリノは三世代(電子ニュートリノ(ν_e)、ミューニュートリノ(ν_μ)、タウニュートリノ(ν_τ))存在することが確認されており、それぞれ荷電レプトンと対をなし、反粒子も存在する。

このニュートリノが実験により観測されたのは、Pauliが提案してから20年以上経った1956年、F.ReinesとC.L.Cowanによる原子炉実験であった。その後、1962年にL.M.Lederman, M.Schwartz, J.Steinbergerらが率いる研究グループが、ニュートリノには2つの異なる種類があることを発見した。これが、電子ニュートリノ(ν_e)とミューニュートリノ(ν_μ)である。さらに2000年には、Fermi国立加速器研究所で行われた実験によりタウニュートリノ(ν_τ)が発見された。

表1 標準模型のレプトン

電荷	第一世代	質量	第二世代	質量	第三世代	質量
	電子ニュートリノ		ミューニュートリノ		タウニュートリノ	
0	ν_e	$\leq 3\text{eV}$	ν_μ	$\leq 0.2\text{MeV}$	ν_τ	$\leq 18\text{MeV}$
	電子		ミューオン		タウオン	
-1	e	0.5MeV	μ	100MeV	τ	1.78GeV

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix} \quad (3)$$

2.1.1 大気ニュートリノ

宇宙から降り注ぐ宇宙線が大気中の原子核と衝突すると、ハドロンが生成し、そのハドロンが崩壊することで生じるニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。このように連鎖的に新たな粒子が生み出される現象を「大気シャワー」といい、 π 中間子、 K 中間子が崩壊し、ミューオンが生成される。このミューオンが崩壊することで、電子ニュートリノとミューニュートリノが生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (5)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (6)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (7)$$

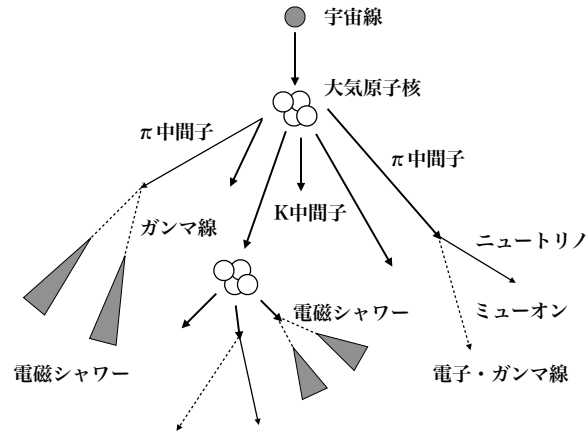


図2 大気シャワーの概略図

2.1.2 太陽ニュートリノ

太陽ニュートリノとは、太陽の核融合反応で生じる電子ニュートリノのことである。4つの水素原子核（陽子）が融合して1つのヘリウム4原子核が生成される。この時、核融合エネルギーが放出されると同時に、陽電子と電子ニュートリノが生成する。

$$4p \rightarrow He + 2e^+ + 2\nu_e \quad (8)$$

2.1.3 加速器ニュートリノ

加速器によって生成されるニュートリノは、次項で述べるニュートリノ振動を正確に測定するのに有用な粒子である。大気ニュートリノや太陽ニュートリノは自然に生成されたニュートリノであるため、生成時の情報が不明瞭である。そのため、地上で観測した粒子と生成時の粒子との差異を測定することができない。この問題を解消するため人工的に作り出したのが加速器ニュートリノである。人工的に生成したニュートリノであれば生成時の情報が明瞭であり、生成するニュートリノのエネルギーを操作することも可能である。このニュートリノの観測を行う実験としては T2K 実験などが有名である。

2.2 反ニュートリノ

先述したようにニュートリノには反粒子が存在する。ニュートリノと反ニュートリノでは、反ニュートリノの方がより多くの中性子を発生する。そのため、Gdを加えることでニュートリノと反ニュートリノの反応をより区別することができる。

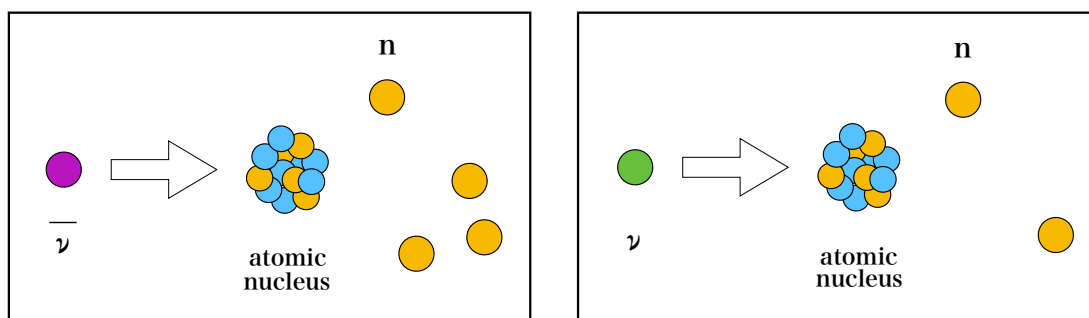


図3 反ニュートリノとニュートリノがそれぞれの反応で発生する中性子数の概略図

2.3 ニュートリノの相互作用

ニュートリノは弱い相互作用と重力相互作用のみで反応するが、質量が非常に小さいため、重力相互作用ではほとんど反応しない。そのため、主なニュートリノの反応は弱い相互作用であり、 W^+ 、 W^- 、 Z^0 の三種類のゲージボゾンが媒介粒子となっている。この反応は電荷の交換方法により、式 9 に示される荷電カレント反応と、式 10 に示される中性カレント反応に分類される ($\alpha = e, \mu, \tau$, $N = u, d, s$)。この時、 $W^\pm$ は荷電カレント反応、 Z^0 は中性カレント反応を仲介する。

$$\nu_\alpha + N \rightarrow \alpha + N' \quad (9)$$

$$\nu_\alpha + N \rightarrow \nu_\alpha + N' \quad (10)$$

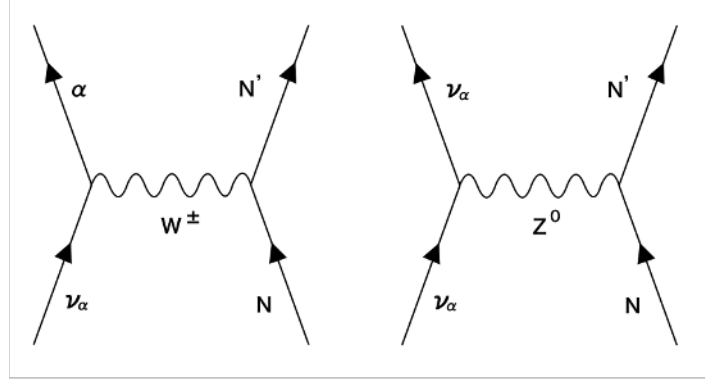


図4 荷電カレント反応と中性カレント反応

2.4 ニュートリノ振動について

ニュートリノ振動とはニュートリノが空間を飛ぶ間に波の位相が変化し、フレーバーの種類が変化する現象である。これは、フレーバー固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ と質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 で分類されたニュートリノが互いに混ざり合っていることに起因する。 ν_1, ν_2, ν_3 はそれぞれ異なる振動数を持ち、重ね合わせることで表現される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (11)$$

ここで、 U はMNS行列（ユニタリー行列）であり、

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12)$$

と表される。ここで、 θ_{ij} は質量混合状態 i, j 間の混合角、 δ はCP位相である。

今、自然単位系を用いて、真空中におけるニュートリノ振動を考える。ニュートリノが静止している系での質量固有状態の時間発展は、シュレディンガー方程式より、

$$-i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (13)$$

また、相対論的なニュートリノのエネルギー E は質量固有値 m を用いて次のように近似できる。

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \sim p + \frac{m^2}{2E} \quad (14)$$

$m \ll p$ より、 $E \sim p$ と近似した。

ニュートリノの質量固有値をそれぞれ m_1, m_2, m_3 とすると、

$$-i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p + \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & p + \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & p + \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (15)$$

ここで、 p は無視しても構わないため、

$$-i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (16)$$

この時、質量 $\frac{m_1^2}{2E}$ だけずらすと、

$$\begin{aligned} -i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2 - m_1^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{12}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{13}^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (17)$$

$\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2, \Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$ とした。

ここで、フレーバー固有状態を ν_α 、質量固有状態を ν_k と書くと、この関係は式 (17) のように書ける。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle e^{-iE_k t} \quad (18)$$

また、このときの遷移確率は次のように書ける。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 $E_i - E_j \simeq \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$ であり、

ユニタリ条件

$$\delta_{\alpha\beta} = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right|^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \quad (20)$$

から、これを式 19 に代入して、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} (e^{-i(E_i - E_j)t} - 1) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i > j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} t + 2 \sum_{i > j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t
\end{aligned} \tag{21}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\text{Re}(e^{-i(E_i - E_j)t} - 1) &= -2 \sin^2 \frac{(E_i - E_j)}{2} t \\
&\simeq -2 \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E}
\end{aligned} \tag{22}$$

$$\text{Im}(e^{-i(E_i - E_j)t} - 1) \simeq -\sin \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t \tag{23}$$

ただし、飛行距離 L は光速 c を用いて $L = ct$ 。今は自然単位を考えているので $L = t$ と書ける。

簡単のために二世代の振動を考えると、ニュートリノは ν_1, ν_2 の重ね合わせで表され互いに干渉する。

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{24}$$

このとき、遷移確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ は、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= \left| \cos^2 \theta e^{i(p + \frac{m_1^2}{2E_1})t} + \sin^2 \theta e^{i(p + \frac{m_2^2}{2E_2})t} \right|^2 \\
&= \left| e^{ipt} (\cos^2 \theta e^{i\frac{m_1^2}{2E_1}t} + \sin^2 \theta e^{i\frac{m_2^2}{2E_2}t}) \right|^2 \\
&= \left| \cos^2 \theta e^{i\frac{m_1^2}{2E_1}t} + \sin^2 \theta e^{i\frac{m_2^2}{2E_2}t} \right|^2 \\
&= (\cos^2 \theta e^{i\frac{m_1^2}{2E_1}t} + \sin^2 \theta e^{i\frac{m_2^2}{2E_2}t})(\cos^2 \theta e^{i\frac{m_1^2}{2E_1}t} + \sin^2 \theta e^{i\frac{m_2^2}{2E_2}t}) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \right) t
\end{aligned} \tag{25}$$

また、遷移確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \right) t \tag{26}$$

と計算できる。また、 $L = t$ と書けるので次のようにも書き表せる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \right) L \tag{27}$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \right) L \quad (28)$$

式 27、28 は足し合わせると 1 になることから確率の保存が成り立つことも確認できる。

以上より、ニュートリノが質量を持ち、かつゼロではないニュートリノ混合があるとき、ニュートリノ振動が生じることがわかる。

2.5 ニュートリノの質量について

それぞれのニュートリノのおおまかな質量は表 1 で示したように求められている。これは、電子ニュートリノはトリウム の β 崩壊による電子エネルギースペクトルの測定、ミューニュートリノは π 中間子の崩壊前後の運動量の測定 (式 29)、タウニュートリノは τ 粒子の崩壊前後のエネルギーと不変質量の測定 (式 30) によってそれぞれ探索される。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (29)$$

$$\tau^- \rightarrow n\pi + \mu_\tau \quad (30)$$

しかし、未だにニュートリノの質量の絶対値や大小関係は確定していない。ただし、太陽における物質との相互作用による Δm_{21}^2 の観測により $m_1 < m_2$ は明らかになっている。この時、 $m_1 < m_2 \ll m_3$ を質量順階層、 $m_3 \ll m_1 < m_2$ を質量逆階層と呼ぶ。また、ニュートリノ振動は質量の二乗差に関係しているため、振動を観測・解析することで質量そのものを明らかにすることには向いていない。

3 ニュートリノと反ニュートリノの識別

3.1 中性子タグ法

ニュートリノが水中の原子核や電子と衝突した際、荷電カレント反応 (式 9) というニュートリノ反応が起きる。SK では、これで生じる電子や陽電子のチェレンコフリングを観測しているが、この観測方法ではニュートリノと反ニュートリノの識別は不可能である。このため、SK-IV 以降は中性子タグを行い、遅延同時計測を用いて反ニュートリノの識別を行っている。

ただし、この方法では放出されるガンマ線のエネルギーが低く検出が難しい。

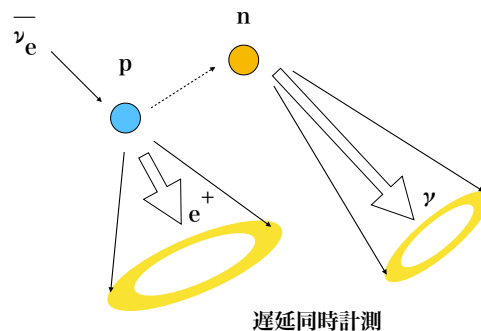


図5 中性子タグ法

4 超新星爆発

太陽の8倍以上の質量を持つ星は、その一生を終える時に超新星爆発という大爆発を起こし、太陽が45億年間に放出する全エネルギーの99%以上を、約10秒間にニュートリノとして放出する。1987年には世界で初めてこのニュートリノがSKで観測されたが、それ以降の観測は未だにされていない。SKでは次の超新星爆発で発生したニュートリノを観測できるよう常に稼働している。

4.1 超新星背景ニュートリノについて

宇宙には宇宙の誕生から現在まで、超新星爆発で放出されたニュートリノが漂っていると考えられる。このニュートリノを「超新星背景ニュートリノ」と呼び、全ての種類のニュートリノが超新星爆発により大量に放出されるが、観測できることは極稀である。SKではそのうちの反電子ニュートリノの観測が主であり、50ktonの超純水で満たされたタンクを通過する際に反応したチェレンコフリングの広がり、角度などを用いてニュートリノの飛行距離や到来方向を測定している。このニュートリノを観測することで星の誕生、宇宙の歴史や進化について理解が深まると期待されている。

5 スーパーカミオカンデ検出器

5.1 検出器概要

スーパーカミオカンデ (SK) とは、円筒形のタンクに50ktonもの超純水を含んだ超大型チェレンコフ検出器である。ニュートリノの性質の解明や陽子崩壊の探索を目的に研究に用いられている。

SK にニュートリノが入射すると、タンク内の水の電子や原子核と相互作用し、荷電粒子が発生する。このとき、十分なエネルギーを持つ荷電粒子が水中を移動するとチェレンコフ光と呼ばれる光が生じる。この光をタンク内の壁面に設置された大型の光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) で捉えることでニュートリノの観測を行っている。

また、検出器の改良やメンテナンスも年々行われており、SK 実験が始まった 1996 年からの測定期間を SK-I と呼ぶ。以下に期間ごとの SK の主な性能をまとめたものを示す。

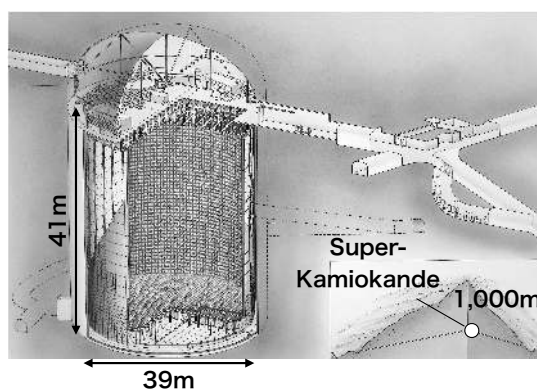


図 6 スーパーカミオカンデ検出器全体図

表 2 スーパーカミオカンデの期間ごとの主な性能

呼称	期間	衝撃波防止ケース	内水槽の PMT	外水槽の PMT
SK-I	1996-2001	無	11146 本	1885 本
SK-II	2002-2005	無	5182 本	1885 本
SK-III	2006-2008	有	11129 本	1885 本
SK-IV	2008-2018	有	11129 本	1885 本
SK-V	2019-	有	11129 本	1885 本

SK のタンクは内水槽と外水槽の 2 つで構成されている。内水槽は直径 33.8m, 高さ 36.2m の円筒形であり、32kton の水を含む。壁面には、直径 20 インチの PMT が内向きに設置されている。外水槽は天井部・底部 2.6m, 側面 2.75m の厚さで内水槽を覆っており、壁面には直径 8 インチの PMT が外向きに設置されている。

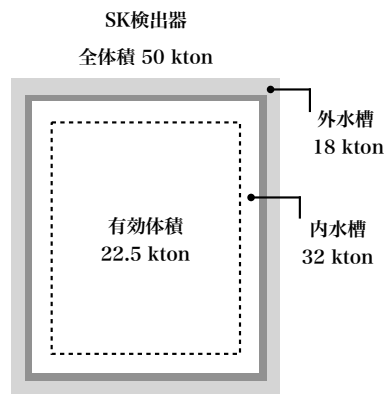


図 7 内水槽・外水槽

また、内水槽の PMT は 70cm 間隔で設置されており、壁面の約 40 %をカバーしている。PMT 以外の壁面は内水槽での光の反射や、外水槽への光の侵入を防ぐため黒いシートで覆われている。これに対し、外水槽は集光効率を高めるため PMT 以外の壁面は白い反射シートで覆われている。外水槽は約 2m の厚さの水の壁により周囲からのノイズを減衰させる役割も持つ。

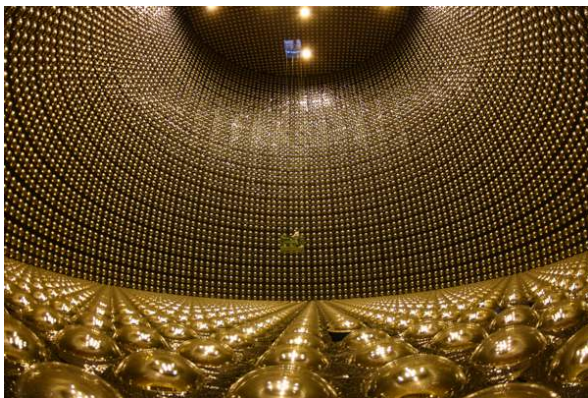


図 8 内水槽の様子
天井部・底部・側面全てに内向きに PMT が設置されている



図 9 外水槽の底部から見上げた様子
内水槽側の壁に PMT が設置されており周囲は白い反射シートで覆われている

この PMT の配置により、宇宙線ミューオンがタンク内に入射したか、発生した荷電粒子がタンクから突き抜けていないかなどを判別することができる。たとえば、ニュートリノが入射し内水槽で反応が起きた場合、生成された荷電粒子が内水槽の中で運動エネルギーを失うとチェレンコフ光は内水槽のみで発生し、外水槽では観測されない。一方で、宇宙線ミューオンが入射した場合は、外水槽でも反応する。ゆえに外水槽での反応を見ることで宇宙線ミューオンとニュートリノとを識別することができる。

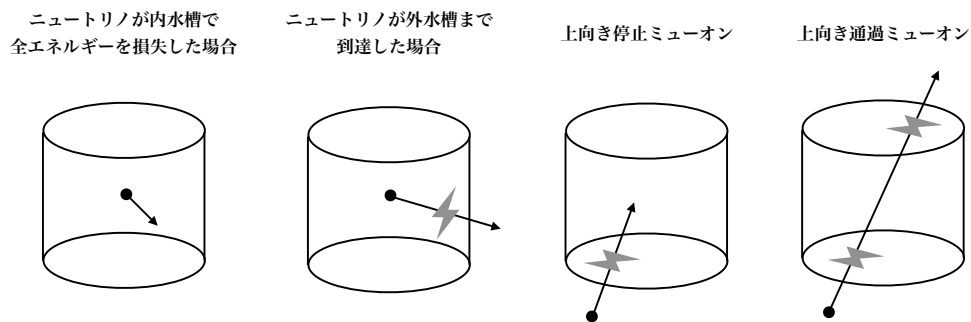


図 10 観測されるニュートリノやミュオンの分類

5.2 チェレンコフ光の検出

5.2.1 チェレンコフ光とは

荷電粒子が物質中を通過するとき、その速さが物質中での光の速さよりも早い速度で通過することで生じる光のことである。この現象は 1934 年に P.A.Cherenkov によって発見され、チェレンコフ放射と呼ばれる。真空中の光速は $c = 2.9979 \times 10^8 m/s$ であり、屈折率 n の物質中の光速は $c' = c/n$ となる。高エネルギーの粒子はこの速度を越えることができ、このとき粒子の通過に伴って誘電体が偏極し、それが元に戻る際の双極子放射によって光が放出される。この光は荷電粒子の軌跡に沿って円錐状に広がっていく。

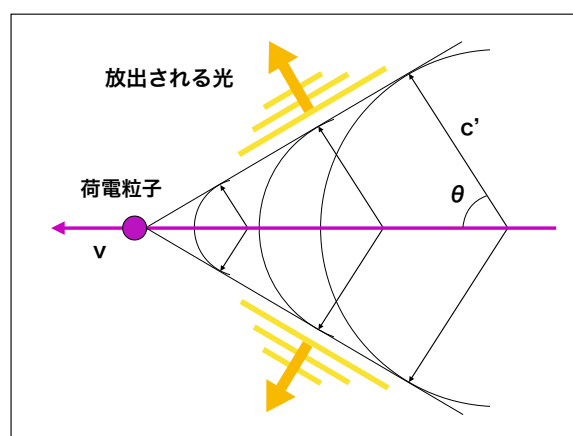


図 11 チェレンコフ光

荷電粒子と円錐のなす角 θ はチェレンコフ角と呼ばれ、荷電粒子の速度 v 、物質の屈折率 n 、 $\beta = v/c$ を用いて、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (31)$$

と表される。チェレンコフ角 θ は、荷電粒子の速度 v に依存し、 v が大きいほど θ も大きくなる。また、純水の屈折率は約 1.34 であるため、水中を光速に近い速さで通過する粒子は約 42° 方向にチェレンコフ光を放射する。

チェレンコフ光の発生条件は

$$v > \frac{c}{n} \quad (32)$$

であり、この条件を満たす最低のエネルギーを臨界エネルギー E と呼び、次のように表される。

$$E = \frac{nmc^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (33)$$

このとき、荷電粒子の質量を m とした。また、荷電粒子が飛行距離 dx あたりに放出する光子数 N のうち、波長が $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ であるものの個数は次のように求められる。

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda} \sin^2 \theta \quad (34)$$

ここで、微細構造定数を α 、粒子の電荷量を Z とした。

5.2.2 20 インチ光電子増倍管

SK では、内水槽の壁面に設置された PMT を用いてチェレンコフ光を検出する。この PMT は光電面の直径が 20 インチ (50cm) もある大型の増倍管であり、浜松ホトニクスと共同で開発された。その全体図を図 12 に、特性を表 3 に示す。

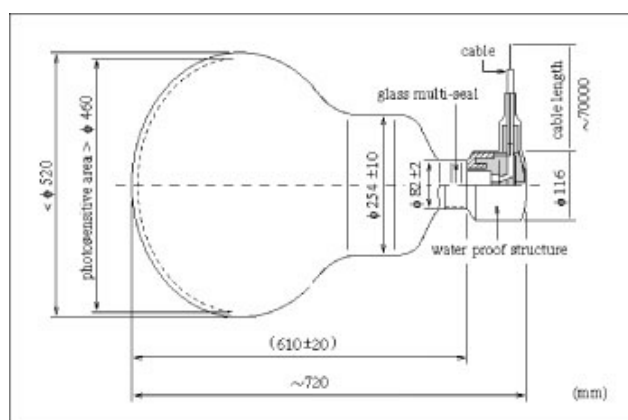


図 12 20 インチ光電子増倍管

表 3 20 インチ PMT の特性

光電面の直径	20 インチ
光電面の素材	バイアルカリ (Sb-K-Cs)
収集効率	70%
電子効率	22%(390 nm)
ダイノード	11 段ベネチアンブラインド型
増幅率	10^7
暗電流	200 nA
ダークレート	3 kHz
電子走行時間	100 nsec
走行時間幅	2.2 nsec(1σ)
重量	13 kg
耐圧性	6 kg/cm ²

5.2.3 チェレンコフ光の検出方法

SK に入射し超純水中で反応が起こり発生したチェレンコフ光は、内水槽に内向きに設置された PMT によって観測される (図 13)。チェレンコフ光は円錐状に広がるため、光はリングを描く。このリングについて詳しく測定することで、荷電粒子の進行方向やエネルギー、反応が起きた地点や時間などを知ることができる。

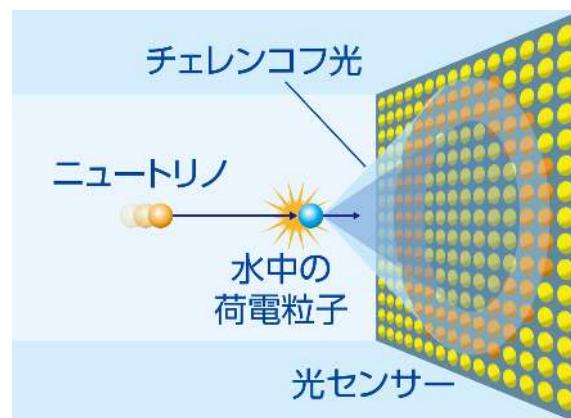


図 13 チェレンコフ光の検出模式図

このとき、電子や陽電子はガンマ線を発生させるため、そのガンマ線がコンプトン散乱などを起こしチェレンコフリングが不明瞭になる。一方で、ミューオンや荷電パイオンは明瞭なチェレンコフリングを描く。

6 SK-Gd 実験で期待されること

6.1 電子ニュートリノと反電子ニュートリノの識別

SK ではニュートリノ反応が発生して放出したチェレンコ光を観測しているが、電子ニュートリノ、反電子ニュートリノそれぞれの荷電カレント反応 (式 10) で生じる電子、陽電子はともにシャワー状のチェレンコフリング (*e-like*) (図 14) を描くため、形状から 2 つを区別することはできない。ゆえに、それぞれの観測数を調べるには、それぞれのニュートリノ反応の違いに起因するエネルギーや発生した Michel 電子数などにより統計的に区別を行う必要がある。ここで、Michel 電子とは、 μ 粒子の通常崩壊 (式 35) で放出される電子のことであり、その数は生成された π 中間子の数にも依存する。

$$\mu^- \rightarrow e^-, \nu_\mu, \bar{\nu}_e \quad (35)$$

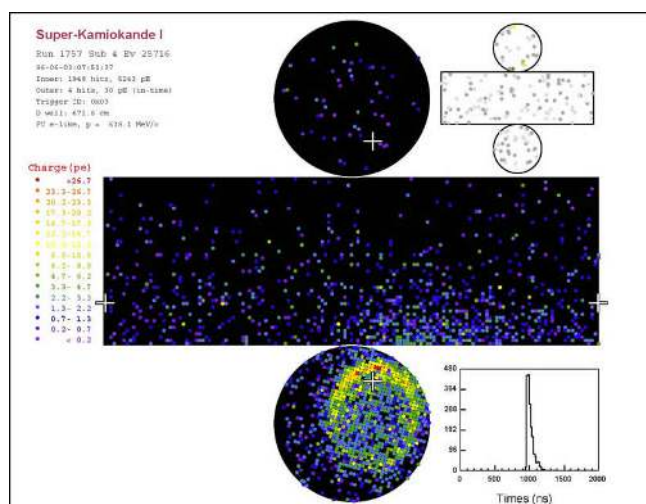


図 14 電子によるチェレンコフリング (*e-like*)

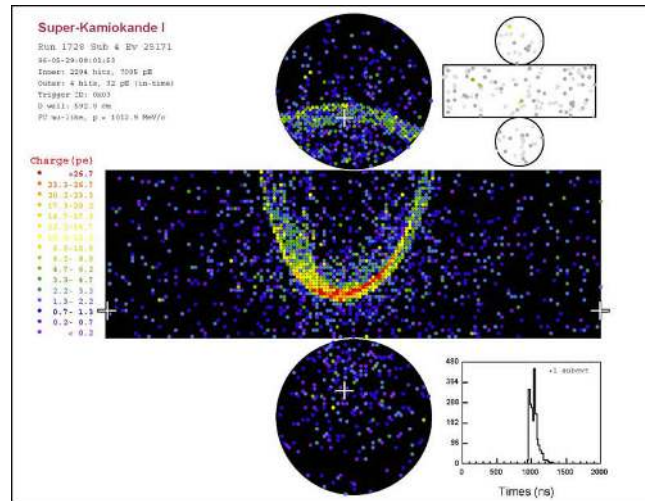


図 15 ミューオンによるチェレンコフリング (μ -like)

現在 SK では遅延同時計測によりこれらの識別を行なっている。しかし、この方法で放出されるガンマ線のエネルギーが低いために検出が難しいという課題がある。

この課題を解消する方法として SK-Gd 実験が挙げられる。約 0.1% の Gd を溶解させることで、ニュートリノや反ニュートリノが反応して発生した中性子の捕獲率が約 90% にまで向上する。このとき放出されるガンマ線の値は中性子数に比例するため、反ニュートリノのガンマ線がより観測しやすくなる。この違いを用いることで、反ニュートリノとニュートリノを見分けることが可能になる。

6.2 超新星背景ニュートリノの観測

SK-Gd 実験では、世界初の超新星背景ニュートリノの観測を目指している。このニュートリノの強度は ^8B 由来の太陽ニュートリノの強度に対して 5 桁以上低く、検出が非常に難しい。ここで、中性子タグ法を用い ^8B 由来の太陽ニュートリノを除去することができる。現在、SK では 1 年間に 0.8~5 個の超新星背景ニュートリノの信号が捕らえられるとされているが、宇宙線や太陽ニュートリノ、他のバックグラウンドによる信号と超新星背景ニュートリノによる信号とを見分ける必要がある。ただし、図 16 に示すように、10~30MeV の領域では超新星背景ニュートリノの検出が期待される。

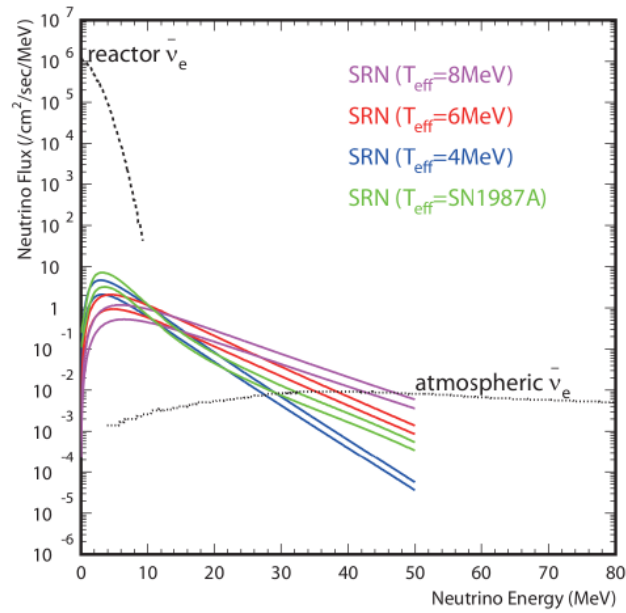


図 16 超新星背景ニュートリノ (SRN) と他の $\bar{\nu}_e$ とのスペクトル比較

6.3 超新星爆発の方向決定精度

超新星爆発が銀河系内で起こった場合、約 1 万のニュートリノイベントが観測されると予想されている。このとき、超新星爆発の方向の情報を持つのは電子ニュートリノの反応である。他のほとんどを占めるニュートリノは反電子ニュートリノの反応であり、到来方向の情報を持たないバックグラウンドとなる。

SK-Gd 実験では Gd を溶解させることで中性子捕獲効率が向上し、電子ニュートリノと反電子ニュートリノの識別がより可能になる。ゆえに、Gd を用いた中性子タグにより反電子ニュートリノイベントを除去することで、超新星爆発の方向がより明確になる。

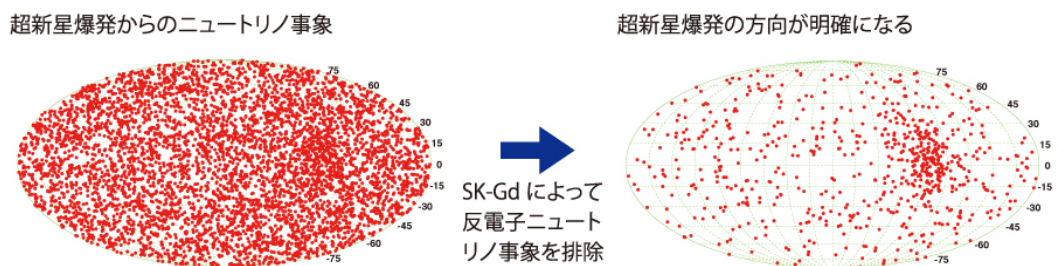


図 17 シミュレーションによる Gd 導入前後の超新星爆発の方向決定精度

7 参考資料

- <http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/~naga/kogi/konan-class04/app-k-3osci.pdf>(Accessed on 12/01/2020)
- <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>(Accessed on 12/01/2020)
- http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/~nakahata_s/tokusui/talk/20190917_sito.pdf(Accessed on 12/01/2020)