

■ 研究紹介

スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測の現状

東京大学 宇宙線研究所

塩澤 真人、奥村 公宏、石塚 正基

for スーパーカミオカンデ実験グループ

2004年8月28日

1 はじめに

スーパーカミオカンデ（以下 SK）は大気ニュートリノ、太陽ニュートリノの観測および陽子崩壊の検出を目的として 1996 年 4 月にデータ収集を開始した。1998 年には大気ニュートリノの観測から、ニュートリノ振動を発見し、ニュートリノが微少質量を持つことを示した¹。このニュートリノ振動の発見は、大気ニュートリノ中のミューオンニュートリノのうち、上向きに飛来する飛行距離の長いニュートリノの数に欠損が見られるという観測結果に基づくものである。ニュートリノ振動の発見以降も大気ニュートリノの研究は行われ、ニュートリノの生存確率が振動していることの直接測定や、三世代のニュートリノ間のニュートリノ振動の解析などが行われている。本稿では、1996 年 5 月から 2001 年 7 月までの期間（SK-I）で、ライブタイム 1489 日の大気ニュートリノデータから得られた最新の結果を報告する。

2 SK における大気ニュートリノ事象

スーパーカミオカンデは容積 50,000 トンの大型水チェレンコフ型検出器で、地下 1,000m に設置されている。タンクは同心二層構造になっており、内水槽には 11,146 本の 20 インチ光電子増倍管が設置され、タンク内のニュートリノ反応により生成された荷電粒子の放つリング状のチェレンコフ光を検出することによりニュートリノの観測を行っている。外水槽は宇宙線ミューオンの除去、およびタンク内で発生した荷電粒子（主にミューオン）が外水槽まで到達したか否かの確認のために用いられる。SK で観測される大気ニュートリノ事象はそのイベントトポロジーにより、FC（fully contained）事象、PC（partially contained）事象に分類される。タンク内のニュートリノ反応により生成された荷電粒子の軌跡が、すべて内水槽に含まれるものを FC 事象、内水槽で生成されたミューオンが外水槽に到達するものを PC 事象とする。また、SK ではタンクの外側の岩盤中

でのニュートリノ反応による上向きミューオン事象の観測も行われている。観測されたチェレンコフリングはその形状により、電子事象（*e*-like）、ミューオン事象（*μ*-like）に分類され、識別は 99% 以上の精度である。

SK での大気ニュートリノ事象はモンテカルロシミュレーション（MC）により計算され、観測データとの比較によりニュートリノ振動の解析がおこなわれる。

3 ニュートリノの生存確率の直接測定²

3.1 生存確率の測定の動機

二世代間のニュートリノ振動の場合、エネルギー E (GeV) のミューオンニュートリノが距離 L (km) を飛行した時の生存確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right) \quad (1)$$

と表される。ここで θ が二種類のニュートリノ間の混合角、 Δm^2 が質量の二乗差である。従って、ニュートリノの生存確率は L/E の関数として正弦波分布に従うことが予言される。実際には SK で観測されるニュートリノのエネルギーおよび飛行距離は有限の分解能を持つために正弦波分布の測定は難しいが、観測された大気ニュートリノ事象の中でも比較的 L/E が精度良く決まる事象のみを抜き出すことにより、最初の振動、すなわちニュートリノが減少した後、再び増加することを観測することが可能となる。この振動による“波打ち”の観測はニュートリノ振動の直接的な検証となるものである。また、式 (1) から分かるように、ニュートリノ振動の波長はニュートリノの質量の二乗差によって決まるため、波長を直接測定することにより、質量の二乗差がより精度よく決定されることが期待される。以下にこの L/E 解析の詳細を述べ、実際に観測されたミューオンニュートリノの生存確率を示す。

3.2 大気ニュートリノ事象による L/E 分布の再構成

この解析では SK-I で観測された 1489 日の大気ニュートリノ事象のうち、FC μ -like 事象と PC 事象のみが用いられる。ニュートリノの生存確率を精度よく調べニュートリノ振動の直接的な証拠を得るためには、大気ニュートリノ事象の中でも、その L/E が精度よく決定される事象を集めることが必要になる。特に、ニュートリノの飛行距離の決定精度は、ニュートリノの飛来方向とニュートリノ反応で生成されたミュオン軌跡の角度相関がよい事象、すなわち比較的高エネルギーミュオン事象が重要である。このような高エネルギーミュオン事象を多く集めるために、FC 事象については、通常天頂角分布による解析よりも有効体積が大きくとられている(通常解析が 22.5 キロトンに対し、26.4 キロトン)。この有効体積の変更により、解析に用いられるミュオン事象の統計は約 10% 大きくなる。この拡大された有効体積内に含まれるバックグラウンド事象は 0.1% であり、無視できるほど小さい。また PC 事象については、外水槽の検出器 (outer detector、以下 OD) で観測された光量を用い、生成されたミュオンが外水槽内で止まったと考えられる事象 (OD stopping) と、外水槽を突き抜けタンク外側の岩盤に達した事象 (OD through-going) に分類している。OD の光量による識別を図 1 に示す。横軸は OD で観測された光量とミュオンが OD を突き抜けた場合に想定される軌跡の長さから期待される光量の比を示している。観測された光量が期待よりも少ない事象が 'OD stopping 事象' とされる。

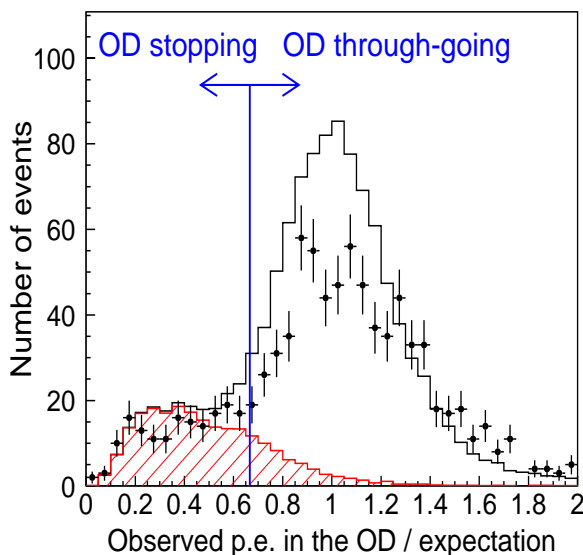


図 1: 観測された OD での光量とミュオンが OD を突き抜けた場合に想定される軌跡の長さからの期待値の比

ヒストグラムのなかの斜線の領域は OD stopping MC、白抜きの領域は OD through-going MC を示す。ここで MC には、ニュートリノ振動は含まれない。

図 1 の中で斜線のヒストグラムが OD stopping MC 事象を示している。OD の光量による識別が効果的に働いていることが分かる。これら二つのサンプルは異なる L/E の分解能を持つため、それぞれ異なる分解能による選定条件が適用される。

ニュートリノのエネルギーについては MC 事象をもとに、観測される荷電粒子のエネルギーから再構成される。その際 PC 事象については、外水槽内に期待されるミュオンの軌跡の長さも考慮される。ニュートリノの飛行距離はその飛来方向の天頂角に依存し、およそ 15km から 13,000km にわたる。ニュートリノ飛来方向については荷電粒子の運動量のベクトル和として決定される。図 2 に MC 事象における、再構成されたニュートリノのエネルギーと飛来方向の分解能を示す。低いエネルギーにおいてニュートリノ方向の分解能が悪くなっているのは、ニュートリノ反応での散乱角が大きいためである。PC 事象の中でも OD stopping 事象についてはニュートリノエネルギーが比較的精度よく再構成されていることが分かる。一方、OD through-going 事象については、エネルギーの決定精度は悪くなるが、ニュートリノ方向、すなわちニュートリノ飛行距離はすべてのサンプルの中でも最も精度よく決定される。エネルギーが 50GeV 以上の高エネルギー PC 事象は、データ収集に用いられるエレクトロニクスが飽和点を越え、十分なエネルギー分解能が得られないために、この解析には用いられない。

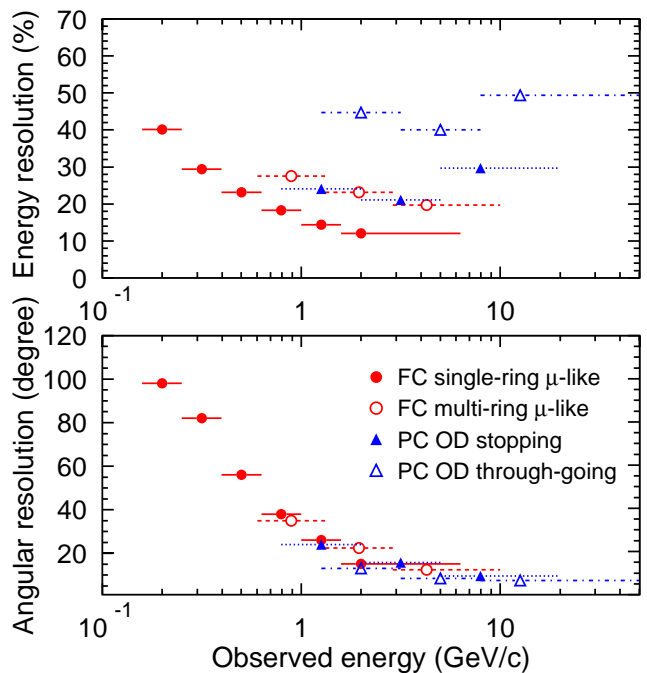


図 2: 再構成されたニュートリノエネルギー (上) および方向 (下) の分解能 (MC)

横軸は観測された荷電粒子のエネルギーである。

再構成された飛行距離/エネルギー ($=L/E$) の分解能は横軸を天頂角、縦軸をエネルギーとした平面上の各点について計算される。図3は L/E の分解能が70%となる境界線を示している。この境界線は L/E が精度よく決定される事象を選び出すための選定条件として用いられる。 L/E の分解能が悪くなる理由は、低エネルギー事象については、ニュートリノ反応における散乱角が大きく、飛行距離の決定精度が悪くなるためである。また、横向き事象 ($\cos\theta = 0$) については $dL/d\theta$ が大きくなるため、方向の決定精度が同じ場合でも飛行距離の決定精度が悪くなるのが原因となる。図3 (a) の太線は ($\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1.0$) である場合に、ニュートリノ振動から期待されるミュオンニュートリノの生存確率が最小となる点を示している。この最初の振動を見るためには、高エネルギーミュオン事象の統計が重要となることが分かる。 L/E の分解能によるカットにより、FC のうち41%、PC のうち66%が解析に用いられることになる。これらのサンプルは97%以上がミュオンニュートリノの荷電反応事象である。

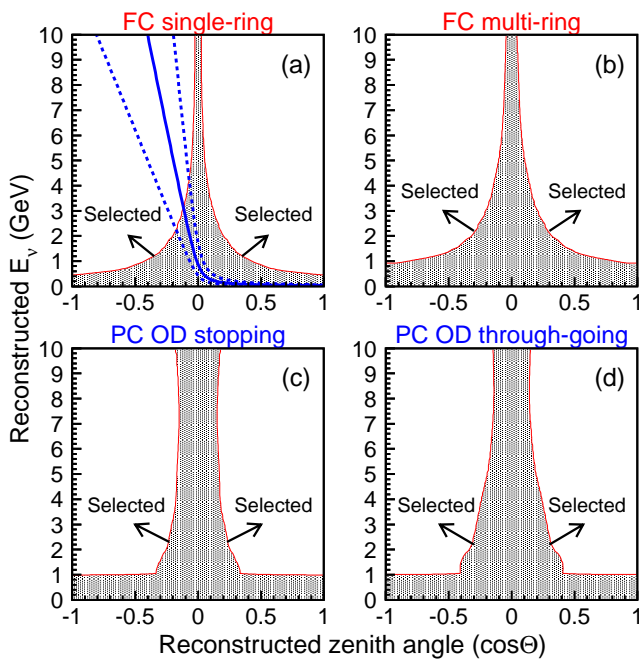


図3: (a) FC single-ring μ -like、(b) FC multi-ring μ -like、(c) PC OD stopping、(d) PC OD through-going サンプルに対する L/E の分解能70%による選定条件

横軸は天頂角を示し、 $\cos\theta = -1$ が上向き、1 が下向きに対応する。(a) の三本の線はニュートリノ振動から期待されるミュオンニュートリノの生存確率を示す。実線は生存確率が最小になる点、点線は生存確率が半になる点である。

図4に横軸を L/E として、観測された事象数を MC による期待値と共に示す。二つの山は下向き、上向き事象に対応している。150km/GeV 以下の領域ではデータと MC の事象数はよく合っているが、500km/GeV 以上の上向きに対応する領域ではニュートリノ振動による欠損が見られる。

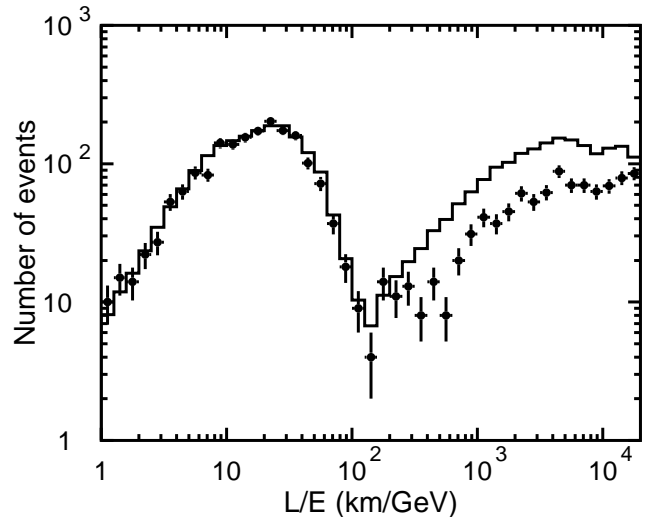


図4: 再構成された L/E と事象数の関係

点は観測データ、実線はニュートリノ振動が無い場合の MC による期待値を示す。

図5に観測された L/E 分布とニュートリノ振動がない場合の MC による期待値の比を示す。重ねられている実線はニュートリノ振動により期待される分布であり、ここでは系統誤差が考慮されている。ニュートリノ振動から期待される“波打ち”が $L/E=500\text{km/GeV}$ 付近で観測された。

一方、ニュートリノ振動からは L/E が大きい領域で平らな分布が期待されるのに対し、観測された分布には上昇する傾きが見られるが、ニュートリノ反応の断面積などの、エネルギーに依存する系統誤差によるものである。

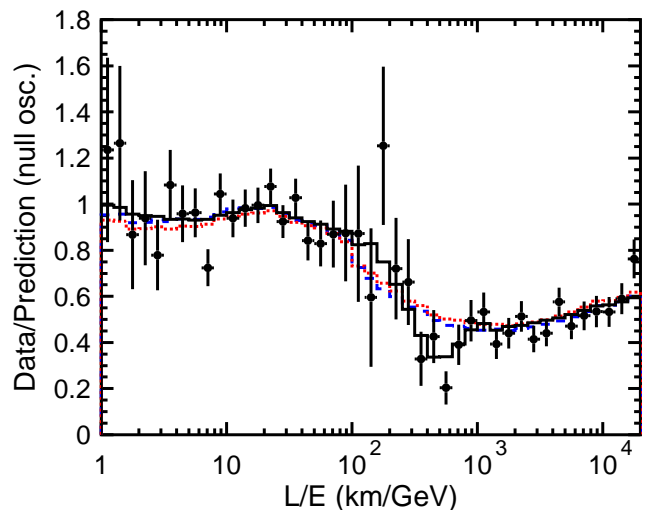


図5: 観測された L/E 分布とニュートリノ振動がない場合の MC による期待値の比 (点)

実線は二世代ニュートリノ振動から期待される分布を示す。表示されているエラーは統計誤差を示す。重ねられている2本の線はそれぞれ、ニュートリノ崩壊 (点線) およびニュートリノデコヒーレンス (破線) による期待値である。

ニュートリノ振動以外にもスーパーカミオカンデで観測された上向きミューオンニュートリノ事象の欠損を説明するニュートリノ崩壊やニュートリノデコヒーレンスなどの理論が提案されていた。これらニュートリノ振動以外の仮説では、ニュートリノ振動とは異なり、ミューオンニュートリノの生存確率は L/E が大きくなると共に徐々に減っていくことを予言する (図 5)。従って今回の、ミューオンニュートリノの生存確率が一度減少し、再び増加するという観測結果は、ニュートリノ振動以外に観測データを説明する可能性がないということを決定的にするものである。

3.3 L/E 分布による二世世代ニュートリノ振動解析

観測された L/E 分布から二世世代ニュートリノ振動について許されるパラメータ領域が図 6 のように決定される。解析には大気ニュートリノフラックスの計算、検出器の特性、データの選定、事象の再構成およびニュートリノ反応について合計 35 の系統誤差が考慮されている³。振動パラメータの中心値は ($\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1.0$)、90% の信頼領域は $1.9 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ および $\sin^2 2\theta < 0.90$ となる。この結果は従来の天頂角分布による解析結果と一致するものであり、特に Δm^2 について、従来の天頂角分布による結果に比べ強い制限が与えられている。

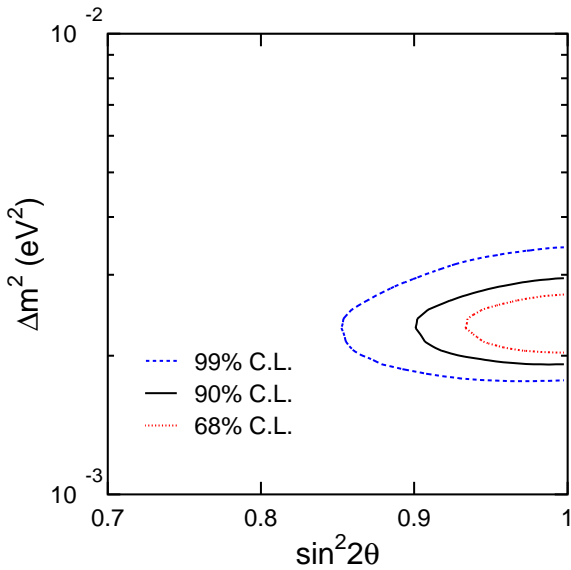


図 6 : L/E 解析により決定されるニュートリノ振動パラメータ ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) の許容範囲

内側の破線が 68%、実線が 90%、点線が 99% の許容範囲である。

4 三世世代ニュートリノ振動解析による θ_{13} 探索

これまで述べた様に、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノデータはミューオンニュートリノとタウニュートリノの二世世代間振動でよく説明できる。一方で、電

子ニュートリノは振動に関与していないのであろうかという疑問が残る。

レプトンセクターにおける質量とフレーバーの混合行列 (MNS 行列) は混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と CP 非保存パラメータ δ の 4 つのパラメータで構成され、ニュートリノ質量の二乗差 Δm_{12}^2 、 Δm_{23}^2 と合わせてニュートリノ振動理論を記述する。このうち太陽ニュートリノでのニュートリノ振動は Δm_{12}^2 と θ_{12} 、大気ニュートリノでは Δm_{23}^2 と θ_{23} のパラメータの組み合わせの振動でよく説明できる。残る混合角 θ_{13} についてはフランスの原子炉からの反電子ニュートリノを用いた実験 CHOOZ で $\sin^2 \theta_{13} < 0.05$ という上限値のみが与えられている⁴。この混合角 θ_{13} がもし有限の値を持つと、大気ニュートリノにおいて電子ニュートリノが他のニュートリノと振動するチャンネルが現れる。

いま Δm_{12}^2 が関与する振動の寄与が小さいとし、 $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{23}^2$ とすると、電子ニュートリノとミューオンニュートリノ間の振動確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ は Δm^2 、 θ_{23} 、 θ_{13} を用いて以下のように表すことができる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad (2)$$

ここで L はニュートリノの飛行距離 (km)、 E_ν はニュートリノエネルギー (GeV) を示す。この振動モードの振動振幅は $\sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}$ に比例する。このうち $\sin^2 \theta_{23}$ はミューオンニュートリノとタウニュートリノ間の振動で制限され、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ は $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ に相当する。

また電子ニュートリノが関与する振動は地球を通過する際に物質効果と呼ばれる現象が起きる可能性がある。電子ニュートリノは物質を通過する際、物質中の電子のポテンシャルを受ける。これにより電子ニュートリノが関与する振動がある条件で大きく変化する。式 (3) に物質効果を受けた場合の混合角 θ_{13}^m の式を示す。

$$\sin^2 2\theta_{13}^m = \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{(2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu / \Delta m^2 - \cos 2\theta_{13})^2 + \sin^2 2\theta_{13}} \quad (3)$$

ここで G_F はフェルミ定数、 N_e は電子密度である。ニュートリノエネルギーが $E_\nu = \Delta m^2 \cos 2\theta_{13} / (2\sqrt{2}G_F N_e)$ の条件では $\sin^2 2\theta_{13}^m \approx 1$ となり、式 (2) から混合角 θ_{13} が小さくても大きな振動が得られる共鳴現象が起きることとなる。図 7 に電子ニュートリノが地球通過後にミューオンニュートリノへ振動する確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ を示す。

ニュートリノエネルギーが 10GeV 以下の multi-GeV 領域において、共鳴現象により局所的に振動確率が大きくなっているのが分かる。また天頂角 $\cos \theta_\nu = -0.83$ 付近で大きく振動確率が変化しているのは、地球のコアとマンツルの境

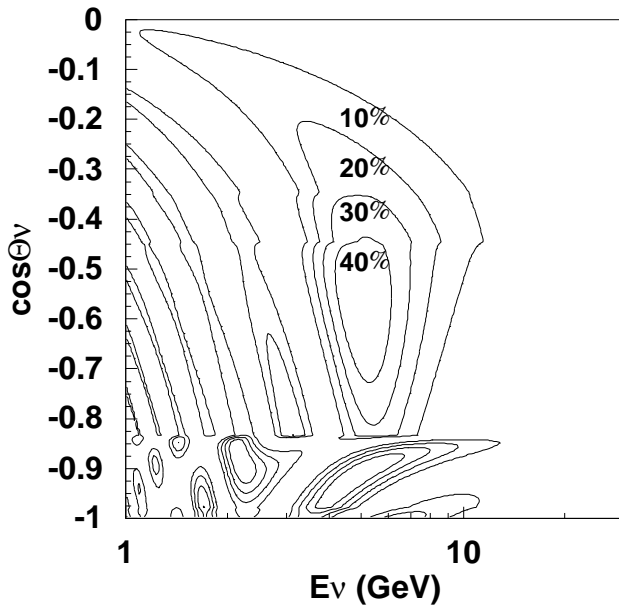


図 7: 地球を通過後に電子ニュートリノがミュオンニュートリノへ振動する確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$

横軸はニュートリノエネルギー、縦軸はニュートリノ到来方向の天頂角を示す ($\cos\theta_\nu = -1$ が上向き)。振動パラメータは $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2\theta_{23} = 0.5$ 、 $\sin^2\theta_{13} = 0.05$ と仮定した。

界のためであり、物質密度の高いコアを通過する場合には、振動共鳴が生じるニュートリノエネルギーは若干低くなる。

もしこのような共鳴現象が生じているのであれば、地球を通過する上向き multi-GeV 事象におけるなんらかの変化が期待される。大気ニュートリノの場合、生成時のミュオンニュートリノのフラックスは電子ニュートリノの二倍以上多いので、振動によりミュオンニュートリノが電子ニュートリノになだれ込み、上向き電子ニュートリノ事象の増加が予想される。

図 8 に SK-I 1489 日のデータで三世代解析を行った結果を示す。残念ながら multi-GeV 上向き電子ニュートリノ事象には共鳴現象による有意な信号は見られなかったが、混合角 θ_{13} に対して新たな上限値を与えることができた。図 8 に振動パラメータ (Δm^2 , $\sin^2\theta_{13}$) の許容領域を示す。 Δm^2 が小さい $2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ でかつ $\sin^2\theta_{13} < 0.05$ の領域において信頼度 90% で CHOOZ 実験により許容されている領域の一部を排除したが、更なる感度の向上が望まれる。

混合角 θ_{13} に対する検出感度を高める手段として、さらに観測を続けて統計量を増やすことに加え、multi-GeV 電子ニュートリノ事象のバックグラウンド除去能力や大気ニュートリノフラックスおよびニュートリノ断面積などによる系統誤差の向上が必要である。これらの系統誤差をいかに縮小して測定精度を向上させるかが混合角 θ_{13} 探索における今後の鍵となるであろう。

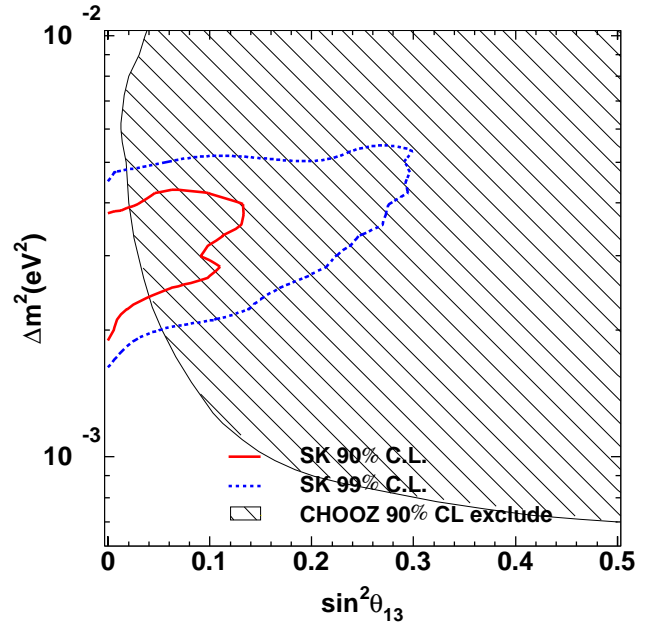


図 8: SK-I 1489 日のデータ解析で得られた振動パラメータ (Δm^2 , $\sin^2\theta_{13}$) における許容領域

ニュートリノ質量二乗差 Δm^2 の符号は正と仮定した。内側の実線が 90%、点線が 99% の許容領域である。斜線で覆われた領域は CHOOZ 実験により 90% で排除された領域を示す。

5 最後に

SK-I における大気ニュートリノの解析結果は順調にまとまりつつある。ミュオンニュートリノの振動の発見と確立という大きな成果が得られた一方で、 θ_{13} の発見や θ_{23} 、 Δm_{23}^2 の精密測定といった将来への課題も多く残された。大気ニュートリノは今後も大きな成果が上がる可能性をもった研究対象であろう。今後のスーパーカミオカンデの安定した運転と共に、フラックスや断面積、検出器の詳細理解が必須となってくるため、各分野の専門家を巻き込んだ研究体制が今以上に必要になるとと思われる。

最後に、本研究成果をまとめるにあたって不可欠であったスーパーカミオカンデ共同研究者の方々に感謝したい。

参考文献

1. Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998)
2. Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 101801 (2004)
3. M. Ishitsuka, Ph. D. Thesis, University of Tokyo (2004), <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/pub/>
4. M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **466**, 415 (1999)