



記載の記事は宇宙線研究所ホームページ (<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/cat-icrr/>) からでも御覧になれます。

AMS-02の陽電子比率“異常”と超対称模型における暗黒物質の可能性	伊部 昌宏	1
「太陽の影」でさぐる太陽コロナ磁場	川田 和正・瀧田 正人	5
T2K 実験の現状 ～電子ニュートリノ出現事象探索～	早戸 良成	9
人事異動		14
ICRR-Seminar		15
ICRR-Report		15

研究紹介

AMS-02の陽電子比率“異常”と超対称模型における暗黒物質の可能性

伊部 昌宏

【宇宙線研究所】

1. はじめに

暗黒物質の存在は銀河団中の銀河の銀河の回転速度から見積もられた“missing mass”問題から始まり、銀河の回転曲線、重力レンズ効果を用いた銀河団の背景質量分布、宇宙の大規模構造形成、宇宙マイクロ波背景放射のスペクトルといった様々な観測を通してほぼ疑い様の無いものとなっている。それどころか現在では通常の物質は宇宙の全エネルギーのうち僅か5%程度で、残りの95%のうち27%が暗黒物質、68%が暗黒エネルギーで構成されていると考えられている。しかしながら約80年前にその存在が提唱されて以来現在までその正体はほとんど分かっておらず、宇宙、天文、素粒子物理の最大の未解決問題のひとつとなっている。

本稿では2013年4月に発表された AMS-02 実験に

よる宇宙線中の陽電子・電子比率の“異常”の観測結果と、その結果が与える暗黒物質の候補への示唆について最近の我々の研究を交えて紹介したい。

2. AMS-02 実験と宇宙線反物質観測

AMS-02は国際宇宙ステーションに取り付けられている装置で、地上の加速器実験で用いる粒子検出器をそのまま宇宙に持って行った様な巨大な宇宙線検出装置である。特に AMS-02は巨大な磁石を内蔵することでこれまでの検出装置に比べより高いエネルギーの宇宙線の電荷を判別可能にしている。それにより反陽子や陽電子といった宇宙線中の反粒子成分の検出を非常に高いエネルギー（～1 TeV）を持つ宇宙線に対してまで行うことが出来る。以下に述べる様にこの反粒子成分の高い識別能力によって暗黒物質のシグナルを効率良く検出することが可能に

なる。

そもそも宇宙線の主成分は陽子や重い原子核で、これらの殆どは超新星爆発が引き金となって生成・加速されたと考えている。これに対し宇宙線中の反粒子成分は、主に宇宙線の主成分が宇宙空間中の物質と衝突することで二次的に作られたものであると考えられており、その結果、反粒子成分は粒子成分と比べて非常に少なくなる（陽電子は陽子の約0.1%程度）。

一方暗黒物質は銀河を取り囲むいわゆる暗黒ハローを形成していることが様々な観測から明らかになってきている。暗黒物質がこのハロー中で対消滅や崩壊を起こせば、高エネルギー宇宙線の新たな起源になり得る。暗黒物質の対消滅や崩壊においては粒子・反粒子の比率がほぼ1対1であるため、暗黒物質由来の高エネルギー宇宙線中の反粒子比率は上述のように二次的に生成された場合と比べずっと大きくなる。したがって、宇宙線中の反粒子成分を観測することで暗黒物質のシグナルを効率良く検出することが可能となる。

実際2013年4月に発表されたAMS-02による宇宙線中の電子・陽電子比率の測定結果は非常に興味深いものとなった（図1文献[1]）。横軸は宇宙線中の電子および陽電子のエネルギー、縦軸は電子と陽電子の飛来数の和に対する陽電子の飛来数の比（陽電子比率）で、約一年半の間に捉えられた0.5GeVから350GeVの間の約40万の陽電子のイベントに基づく結果である。先に述べた様に、宇宙線の反粒子成分が宇宙線の主成分由来の二次的なものである場合、陽電子線の飛来数は電子の飛来数に比べ非常に少ないだけでなく、高いエネルギーになればなるほど陽電子比率が下がっていくと予測される。これは大まかには二次的な陽電子線の起源となっている宇宙線の主成分のスペクトルがそれら主成分（および

電子線）の起源におけるスペクトルと比べ拡散等の効果によって高いエネルギー側で下がっていることによるものである。しかしながら図1より明らかな様に、今回の結果はこの予測に反して宇宙線陽電子の数が電子の数に比べ高エネルギー側で増大していることを示している。この“異常”は陽電子成分は宇宙線の主成分から二次的に作られたものだけではなく、それ以外の何か別の陽電子生成起源が存在していること強く示唆している。なお、高エネルギー側での同様な陽電子比率の増大は2008年のPAMELA実験（文献[2]）によっても報告されており、今回のAMS-02の結果はその結果をより高精度でかつ高エネルギー領域まで追認したことになる。

これまでにこの陽電子線比率の“異常”を説明する陽電子生成過程として様々な可能性が議論されている。例えば上述の様に暗黒物質はその対消滅・崩壊過程において粒子・反粒子をほぼ1対1で生成することから陽電子源として有力な可能性の一つとして考えられる。また超新星残骸による宇宙線加速以外の高エネルギー天体現象（特にパルサーによる電子・陽電子プラズマの加速）による陽電子生成の可能性も多く議論されている。さらには新たな陽電子生成源の検討以外にも宇宙線の主成分の伝播のメカニズムの修正によって陽電子比率の“異常”を説明しようとする試みもなされている。現時点ではどの可能性が正しいのかを判断する決定的な証拠は無く、今後の他の宇宙線成分（反陽子線、ガンマ線）の観測、宇宙線の飛来方向の非等方性、暗黒物質の直接観測実験、加速器実験等の結果と合わせて考察を進めて行く必要がある。以下では暗黒物質、特に超対称標準模型でその存在が予言される暗黒物質の場合にAMS-02の結果がどのように説明可能であるかについて紹介する。

3. 超対称標準模型と暗黒物質

LHC実験におけるヒッグス粒子の発見を経て素粒子の標準模型が遂に完成し、素粒子物理学は新しい時代に突入しつつある。今後は標準模型を越えた物理の考察がより本格化していくことが期待される。しかしながらこれまでのところ標準模型を越える物理に対する確たる証拠は加速器実験からは得られていない。そのような中で暗黒物質の存在は標準模型を越える物理が必要であることを示す明白な証拠であり、かつそれらに対する重要なヒントを与えている。特に筆者を含め多くの研究者が有力だと考えている超対称標準模型には暗黒物質の候補が含まれており、模型の強い動機の一つと成っている。

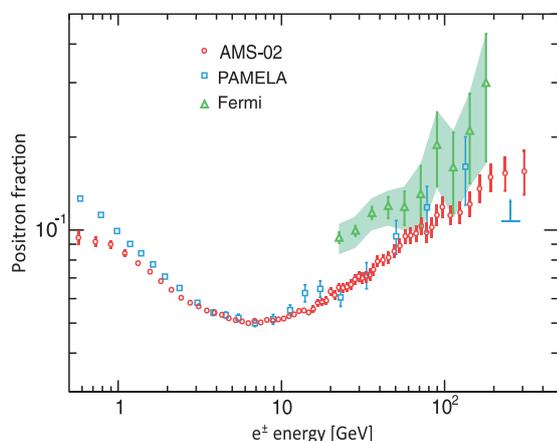


図1：AMS-02による陽電子比率スペクトル（文献[1]）

超対称標準模型は超対称性という新たな対称性を持つ様に拡張された標準模型であり、上述のように暗黒物質を含む点のみならず、標準模型における階層性問題、統一理論との整合性から標準模型を越える物理の最も有力な候補であると考えられている。この模型では標準模型に含まれている全ての粒子に伴ってそれらとスピンの1/2だけ異なる超対称粒子と呼ばれる粒子の存在が予言されており、今後の加速器実験の重要なターゲットとなっている。特にウィークゲージボゾンやヒッグス粒子に伴って予言される中性超対称粒子はニュートラリーノと呼ばれ暗黒物質の候補である。

超対称標準模型のひとつの重要な帰結としてヒッグス粒子の質量と超対称粒子の質量の相関が挙げられる。超対称粒子の質量は超対称性の破れの効果によって標準模型の粒子と比べ非常に重くなっている。その効果がヒッグス粒子の質量にも効いているため、ヒッグス粒子の質量から超対称粒子（特にクォークの超対称対=スクォーク）の質量をある程度割り出すことが出来る。実際発見されたヒッグス粒子の質量約126GeVをその相関に当てはめると、単純な模型の場合にはスクォークの質量が10TeV-100TeV程度であること予想されることになる。この結果はLHC実験でいまだにスクォークが発見されていないことと無矛盾ではあるが、一方ですべての超対称対がこの程度の重さであった場合、暗黒物質の候補であるニュートラリーノの質量も同程度重いことになり、観測されている暗黒物質の量が説明できないという問題が生じる。

ところが実際にはニュートラリーノを含むゲージボゾンの超対称対（ゲージノと呼ばれる）の質量はスクォークに比べて軽くなる傾向があるため、この問題は回避出来る。特に最もシンプルに超対称標準模型を実現させる模型（純粋重力伝播模型 [3]）を考えるとゲージノの質量はスクォークの質量が100TeV程度のときには1TeV程度となるため、暗黒物質の候補として非常に都合が良い。言い換えると純粋重力伝播模型においては発見された126GeVのヒッグス粒子の質量から暗黒物質の重さが約1TeV程度と予言されることになる。

ここで話をAMS-02における陽電子比率の“異常”（高エネルギー領域での増大）に戻そう。この“異常”を暗黒物質由来の高エネルギー宇宙線として解釈するためにはTeV程度の質量を持ち、崩壊までの寿命が 10^{26-27} 乗秒となる暗黒物質を考えれば良いことが知られている。（暗黒物質の対消滅で説明するにはやはり1TeV程度の質量を持ち、対消滅

断面積として100-1000 [pb] 程度の暗黒物質を考えれば良い。しかしながらその可能性はすでに宇宙ガンマ線観測から強く制限されている。）ここで要求される重さは上述の超対称標準模型で予言される暗黒物質と良く合っている。従って問題は暗黒物質の寿命である。

そもそも超対称標準模型に含まれるニュートラリーノが暗黒物質の候補と考えられている理由にその安定性がある。超対称標準模型では超対称粒子の導入に伴って様々な新しい相互作用が許されるようになるが、その中には陽子崩壊を引き起こしてしまう相互作用が存在する。それらを禁止するために新たな対称性 = R-パリティを導入する必要がある。R-パリティの下では標準模型に含まれる粒子は偶、超対称粒子は奇で振る舞い陽子崩壊を引き起こす新しい相互作用を禁止することが出来る。その対称性の副産物としてR-パリティが奇の最も軽い粒子は崩壊することが出来なくなり安定な粒子となる。その結果ニュートラリーノが最も軽い超対称粒子の場合に安定な暗黒物質の候補となるのである。

しかしながらR-パリティは厳密な対称性である必要性は必ずしも無く、陽子崩壊を引き起こす相互作用の大きさが観測されている陽子寿命の下限と矛盾しない程度に十分に抑えられていれば問題は生じない。従ってニュートラリーノも完全に安定な粒子である必要は無く、有限な寿命で崩壊することが可能である。実際ニュートラリーノの寿命をR-パリティの破れの大きさを調整することで陽子崩壊と矛盾無く 10^{26-27} 乗秒に合わせることは可能である。

以上の考察から超対称標準模型で126GeVのヒッグス粒子の質量から期待される1TeV程度のニュートラリーノを考え、小さなR-パリティの破れを導入することでAMS-02の陽電子比率の“異常”を簡単に説明できそうである。しかしながら話はそれほど単純では無く、崩壊のモードについても注意深く考察する必要がある。AMS-02の“異常”の説明にはニュートラリーノがレプトンへと崩壊すれば良いのであるが（文献 [4]）統一理論との整合性を考えると単純にはニュートラリーノがレプトンへの崩壊モードと同程度にクォークにも崩壊すると考えられる。（統一理論ではレプトンとクォークが統合されている。）クォークへの崩壊モードは陽子・反陽子を作り出すため宇宙反陽子線にも増大が見られる筈である。しかしながらPAMELA実験の結果では反陽子線の方には“異常”は見つかっておらずそのことからクォークへの崩壊モードが強く制限されている。（執筆時点ではAMS-02による反陽子線の観測

結果は公表されていない。) よって統一理論と整合性を保ちつつ AMS-02の“異常”を説明するためには多少巧妙なモデルが必要であることが分かる。

我々は文献において、純粋重力伝播モデルで統一理論と整合性を持ったままクォークへの崩壊モードを抑えられる R- パリティの破れのモデルを提案し、そのモデルで実際に AMS-02の“異常”を説明出来ることを示した (文献 [5])。図 2 の実線は理論の予言を示しており、AMS-02の結果と良くフィットしていることが分かる。図 3 はパラメータの最良フィットを示している。(赤い領域は内側から 68%、95%、99% のカイ 2 乗分布フィット。) 青い領域は崩壊で生じた荷電粒子からのガンマ線放射に対する宇宙ガンマ線観測からの制限を表している。灰色の領域はニュートラリーノの対消滅によるガンマ線放射に対するガンマ線観測からの制限を表している。図から確かに 1 TeV 程度の質量を持ち寿命が 10 の 26-27 乗秒程度が最良フィットを与えていることが分かる。青い領域、灰色の領域が最良フィットに迫って来ていることから今後の宇宙ガンマ線観測によって検証が進むことが期待される。

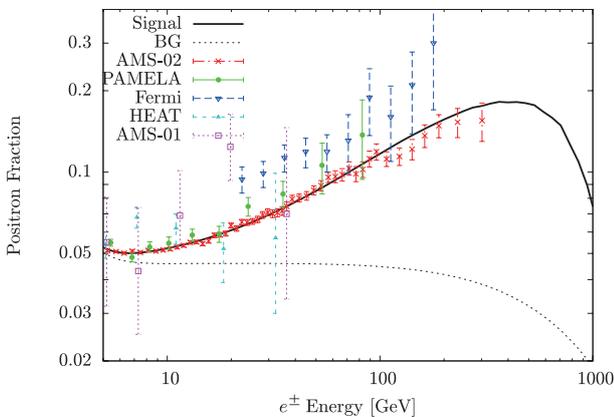


図 2 : ニュートラリーノ (ウィーノ) 崩壊による陽電子比率スペクトル

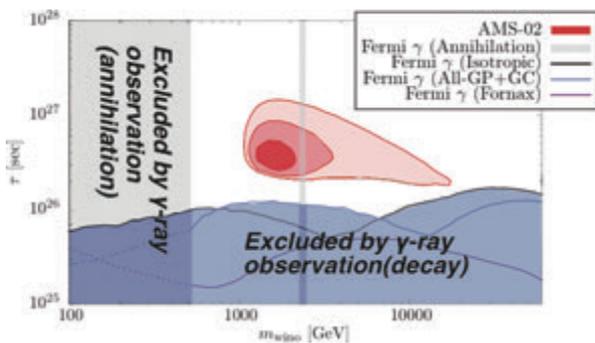


図 3 : 最良パラメータフィット

4. おわりに

AMS-02で報告された陽電子比率の“異常”は新たな陽電子生成起源の存在を強く示唆する結果であり、宇宙、天文、素粒子物理にとって大きな課題を突きつけている。特に暗黒物質の証拠を捉えている可能性も大いにあり、そうであった場合暗黒物質を含んだ標準模型を越える物理に対して重要なヒントを与える大変エキサイティングな結果である。実際我々が考察した様な超対称標準模型の場合、暗黒物質の質量がヒッグス粒子の質量から期待される質量と良く合っている一方で統一理論と整合性を保ったまま適切な崩壊モードを実現させるには統一理論に特殊な仮定が必要となっている。

現時点では陽電子比率は 350 GeV までのデータが公表されているが今後さらに高いエネルギーでの結果が公表されることが期待されている。なお、面白いことに現在のデータでも 350 GeV 付近で陽電子比率がやや平坦になっているように見える。(これが我々のパラメータフィットで暗黒物質の質量に上限が得られている原因となっている。) もし今後公表される高いエネルギーで陽電子比率データが大きく下がっていくようなことが明らかになれば暗黒物質が起源である場合その質量に非常に重要な情報が得られることになる。また一方で陽電子の飛来方向に非等方性の有無を調べることで天体起源と暗黒物質起源の区別につながっていくことが期待される。

さらに陽電子線以外にも宇宙反陽子線及び宇宙ガンマ線の観測から暗黒物質に対する重要なヒントが得られることが期待されている。特に上述の我々の超対称標準模型に基づくニュートラリーノ暗黒物質のシナリオでは崩壊に加え対消滅による反陽子線、ガンマ線の放射が測定されることが期待される。そのため陽電子線比率の“異常”とは独立にそれらの宇宙線観測からもその存在が確認することが出来る。近年宇宙線観測、宇宙物理学は急速な発展をしており、近い将来に暗黒物質の正体が明らかになっていくことが大いに期待される。

参考文献

[1] M.Aguilar et al. [AMS Collaboration], Phys.Rev. Lett.110, no.14, 141102 (2013).
 [2] O.Adriani et al. [PAMELA Collaboration], Nature 458, 607 (2009).
 [3] M.Ibe, T.Moroi and T.T.Yanagida, Phys. Lett. B 644, 355 (2007); M.Ibe and T.T.Yanagida, Phys. Lett. B 709, 374 (2012); M.Ibe, S.Matsumoto and

T.T.Yanagida, Phys.Rev.D85,095011 (2012).
 [4] S.Shirai, F.Takahashi and T.T.Yanagida, Phys.Lett.
 B680,485 (2009)

[5] M.Ibe, S.Matsumoto, S.Shirai and T.T.Yanagida,
 JHEP 1307, 063 (2013).

研究紹介

「太陽の影」でさぐる太陽コロナ磁場

川田 和正・瀧田 正人

【宇宙線研究所】

地球に届く銀河宇宙線が太陽によって遮られる現象を「太陽の影」と呼ぶ。日中共同研究チームであるチベット ASγ 実験グループは、1996年から2009年までの「太陽の影」を連続観測した結果、その深さが11年の太陽活動周期と相関して変化していることを発見した。また、この「太陽の影」の変化を利用して、太陽コロナ磁場を予測する2つの理論モデルを検証した。その結果、太陽近傍の電流は磁場構造に影響しないと仮定した PFSS モデルよりも、太陽近傍の電流が磁場構造に与える影響を考慮した CSSS モデルが「太陽の影」の実験結果をよく再現することが分かった。これは、銀河宇宙線を用いて太陽コロナ磁場の検証を行った世界で初めての成果である [1]。

1. 太陽コロナ磁場と惑星間空間磁場

太陽には太陽内部で生成され、太陽近傍のコロナ領域に伸びる強大な磁場（太陽コロナ磁場）が存在する。また、太陽は約11年の太陽活動周期を持ち、近年では2001年頃と2013年頃が周期の極大となり、この極大期には太陽黒点や太陽フレアの増加などが観測される。太陽活動の極小期では、太陽コロナ磁場は南北に極を持つダイポール型に近い形の磁場が形成され、極大期に近づくにつれてマルチポールの複雑な磁場へと変容していく。1958年にパーカーの提唱によって [2]、太陽表面から出た磁場は太陽風とよばれる高速のプラズマ流（地球近傍で300-1,000km/s）に乗って惑星間空間を伝わり太陽圏全体を満たしているものと考えられている。そして、ほぼ11年の太陽活動周期で南北の極を入れ替えながら変動を繰り返し、複雑に入り組んだ太陽圏磁場を形成している。太陽表面上の磁場は、ゼーマン効果を利用して光学望遠鏡で詳細に観測することができ、近年の「ひので衛星」などでは目覚ましい成果を挙げている [3]。また、人工衛星によって地球衛

星軌道上の磁場の直接観測も行われている。しかし、太陽表面から地球の間の磁場（惑星間空間磁場）は直接観測が難しく、様々な理論モデルによって推定されているのが現状である。この惑星間空間磁場の観測としては、宇宙探査機であるユリシーズやボイジャーなどにより、太陽から離れた場所の観測があるものの [4]、太陽に近いコロナ領域は高温・高放射線の過酷な環境であるために最新の宇宙探査機であっても近づくことができず情報が不足している。1957年にクラークは荷電粒子である宇宙線が太陽磁場の影響を受けるため、「太陽の影」が変化すると予想した [5]。本稿では、チベット空気シャワーアレイで観測された「太陽の影」が、太陽活動に伴って変容する太陽コロナ磁場と相関して劇的に変化する様子と、それを利用した太陽コロナ磁場モデルの検証について紹介する。

2. チベット空気シャワーアレイ

我々はチベット高原の標高4,300メートルの地点に、図1の写真のように789台のシンチレーション検出器（0.5平米）を7.5メートル間隔の格子状に配置し、宇宙線と地球大気との相互作用で発生する二次粒子群（空気シャワー）の観測を行なっている。1990年に49台の小さなアレイ（Tibet-I）によって観測を開始し、1996年に221台へ検出器を増設し、



図1：チベット高山（標高4,300メートル）に設置されているチベット空気シャワーアレイ。格子状に白く見えるのが0.5平米のシンチレーション検出器で、空気シャワー中の二次粒子を観測し、宇宙線の到来方向とエネルギーを決定する。

36,900平米をカバーする大面積の空気シャワーアレイとなった。これは Tibet-II と呼ばれ、10TeV(テラ電子ボルト)以上の宇宙線を高統計で昼夜を問わずに観測する。Tibet-II は1年間に数十億イベントの宇宙線の検出が可能で、イベントごとの到来方向の決定精度は0.9°である。1999年以降には、さらに検出器を高密度に配置し(Tibet-III)、エネルギー閾値を3 TeV まで下げることに成功した [6]。本解析では、長期間にわたりデータを同じ質に保つために、1996年以降の Tibet-II の検出器配置のみのデータを用いた。従って、1999年以降は、高密度化した部分の検出器は用いずに解析を行い、データの質がそれ以前と揃うようにしている。

3. 「太陽の影」の観測と太陽コロナ磁場の検証

高エネルギーの宇宙線は、私たちの住む“天の川銀河”で生成され何百万年もかけて地球に到来する(銀河宇宙線)。図2のように、太陽方向から到来する銀河宇宙線を地球から観測すると、太陽によって遮られるために宇宙線の数の減少が見られる。これを「太陽の影」と呼ぶ。通常私たちの見る太陽は明るく輝いて見えるが、太陽方向を宇宙線観測装置

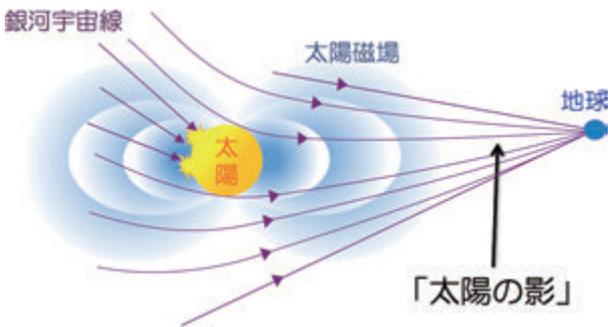


図2：「太陽の影」。太陽によって銀河宇宙線が遮られる現象。銀河宇宙線は荷電粒子であるため、太陽磁場によって大きく曲げられ地球に到達する。

で観測するとダークスポット「太陽の影」として観測されるのである。図3はチベット空気シャワーアレイで観測された1996年から2009年までの10TeV領域宇宙線中の「太陽の影」であり、明らかな影の深さの変化が見られる。僅かではあるが、「太陽の影」の位置と形の変化も見られるが本稿では省略する。次に図4 (a) は、太陽黒点数の時間変化であるが太陽の活動度を表している。一般的に太陽黒点数が少ない時が太陽活動の極小期で、多い時が極大期とされる。図4 (b) の白四角は、図3から得られた「太陽の影」の深さ(バックグラウンド宇宙線に対する太陽方向の宇宙線欠損の割合)の時間変化で、太陽黒点数と良く相関して極小期には深く、極大期には

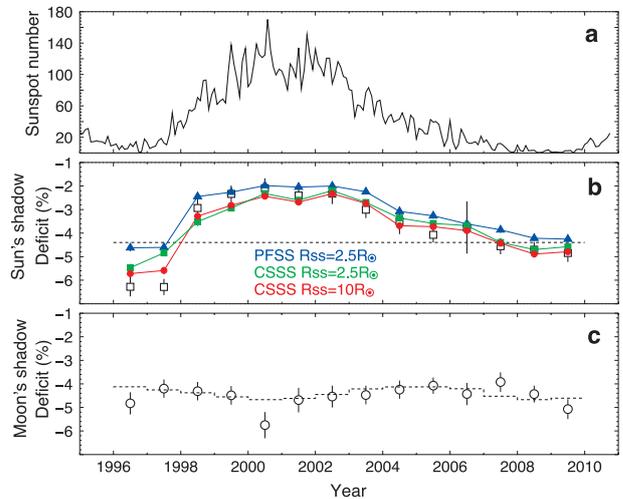


図4：(a) 太陽黒点数の時間変化 (b) 「太陽の影」の欠損量(%)の時間変化 [1]。白四角：実験データ。青三角：PFSS モデル ($R_{ss} = 2.5R_{\odot}$)、緑四角：CSSS モデル ($R_{ss} = 2.5R_{\odot}$)、赤丸：CSSS モデル ($R_{ss} = 10.0R_{\odot}$)。 (c) 「月の影」の欠損量(%)の時間変化。白丸：実験データ。(b) と (c) の破線は、磁場がなかった場合に太陽または月の見かけの大きさから予想される欠損量。

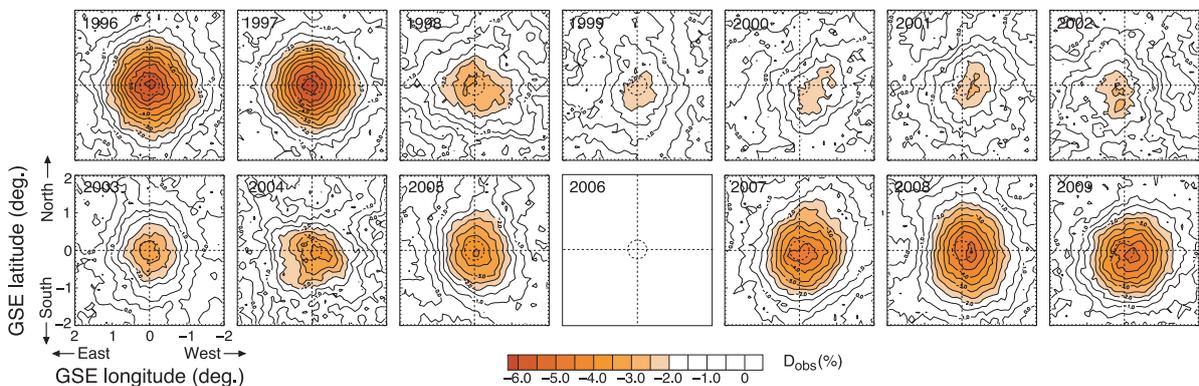


図3：チベット空気シャワーアレイで観測された1996年から2009年の「太陽の影」[1]。中心が太陽の方向で $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ の宇宙線欠損量(%)の二次元分布。2006年は観測量が少ないため省かれている。

浅くなることわかる。これは、クラークが予言した通り、11年の太陽活動周期とともに太陽磁場構造も変化し「太陽の影」に影響していることを表している。銀河宇宙線は荷電粒子であるために、太陽の近くを通るとその強力な磁場によって曲げられる。つまり、太陽磁場構造に変化があると、銀河宇宙線中にできる「太陽の影」にも変化が現れる。一方で、地球からはほぼ同じ大きさに見える月によっても宇宙線が遮られ「月の影」が観測される。しかし、月にはほとんど磁場が存在しないために「月の影」の深さは常に一定である。図4(c)はチベット空気シャワーアレイで観測された「月の影」の深さの時間変化であり、一定であることが分かる。「月の影」に関する詳細は別論文 [7] を御覧いただきたい。

本研究では、この太陽磁場構造の変化に伴う「太陽の影」の変化を利用し、太陽コロナ磁場構造を予測する2つの理論モデルの検証を行った。一つは太陽近傍を流れる電流は局所的には磁場構造に影響しないとする Potential Field Source Surface (PFSS) モ

デル [8] で、他方は電流が磁場構造に反映するように構築された Current Sheet Source Surface (CSSS) モデル [9] である。図5はPFSSモデルとCSSSモデルで描かれた1996年6月の太陽コロナ領域の磁力線である。両モデルでは、キットピーク真空太陽望遠鏡(アリゾナ州キットピーク国立太陽観測所)で得られた太陽表面の磁場情報からコロナ領域の磁場を推測している。太陽風とともに太陽圏全体に引き出される磁場を再現するために、ソース面と呼ばれる仮想的な球面を仮定し、ソース面に達した磁力線はすべて動径方向を向くとする。ソース面より外側はパーカー・スパイラル型の磁場モデルにスムーズに接続され、地球まで外挿される。また太陽風速度は、名古屋大学太陽地球環境研究所による電波星の惑星間空間シンチレーションの観測 [10] によって得られた数値を組み込んでいる。図5では、ソース面の距離を $R_{SS} = 2.5R_{\odot}$ (太陽半径) としているが、CSSSモデルに対してはソース面の距離を変えた2種類 ($R_{SS} = 2.5R_{\odot}$ と $R_{SS} = 10.0R_{\odot}$) の磁場モデルを用意した。図6は、PFSSモデルとCSSSモデルを用いて、合計3種類 (PFSS $R_{SS} = 2.5R_{\odot}$, CSSS $R_{SS} = 2.5R_{\odot}$ と CSSS $R_{SS} = 10.0R_{\odot}$) の磁場モデル中の銀河宇宙線の軌道をコンピュータ・シミュレーション

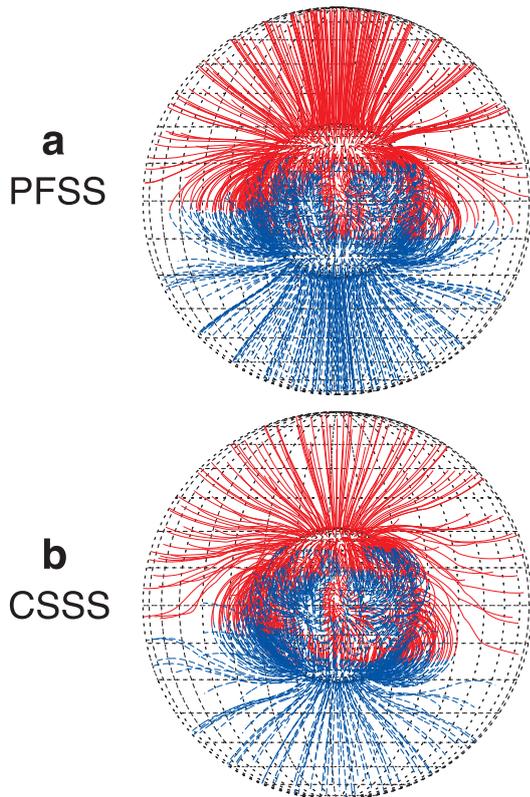


図5 : PFSSモデル (a) とCSSSモデル (b) で描かれた1996年6月の太陽コロナ領域の磁力線 [1]。太陽表面からソース面 ($2.5R_{\odot}$) まで計算されている。ソース面ではすべての磁力線が動径方向を向く。ソース面より外側はパーカースパイラルモデルに接続される。CSSSモデルの方が高緯度から出た磁力線がより低緯度に向かって伸びる傾向にある。

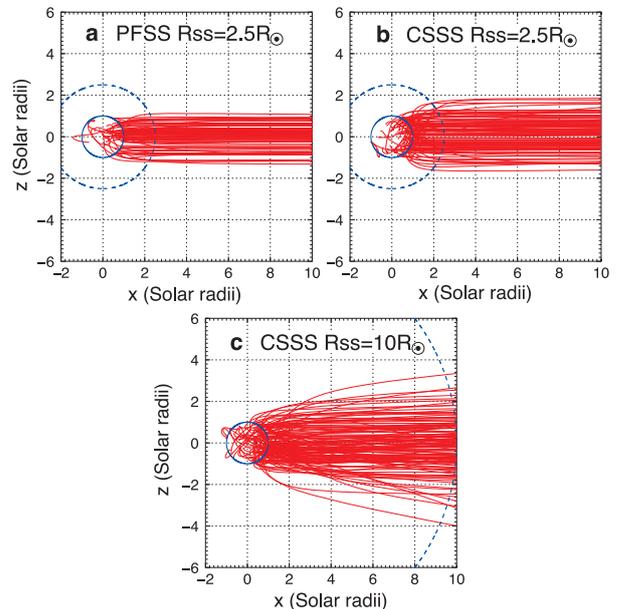


図6 : 3つの太陽磁場モデル中で数値シミュレーションされた宇宙線の軌道[1]。(a)PFSSモデル ($R_{SS} = 2.5R_{\odot}$)、(b)CSSSモデル ($R_{SS} = 2.5R_{\odot}$)、(c)CSSSモデル ($R_{SS} = 10.0R_{\odot}$)。実線の丸は太陽表面、破線の丸はソース面を表している。縦軸は地球の公転面に垂直、横軸は公転面に沿って太陽と地球を結ぶ。太陽の側面から眺めた図であり、地球は右方向に位置する。

した結果である。地球から太陽に向けて磁場中の宇宙線の軌道をバックトレースし、太陽に当たった宇宙線が「太陽の影」を構成とする。図6を見るとCSSSモデルは、PFSSモデルに比べて宇宙線が高緯度から太陽に侵入している様子が分かる。これは、CSSSモデルの高緯度の磁力線がPFSSモデルに比べ、より低緯度に伸びて地球方向を向くので、地球方向からやって来た宇宙線が磁力線に沿って侵入し易くなるためと考えられる。図4(b)の色マークは3種類の磁場モデル中で再現された「太陽の影」の深さの時間変化であり、実験データ(白四角)と比較されている。この図より、PFSSモデルは「太陽の影」の実験データを再現せず、CSSSモデルが実験データを再現することが分かった。特に $R_{SS} = 10.0R_{\odot}$ としたCSSSモデルは実験データとぴったりと一致する。宇宙探査機ユリシーズが観測した太陽から数AU離れた磁場強度の緯度依存性は、 $R_{SS} = 10.0R_{\odot}$ としたCSSSモデルでよく再現することが知られている[11]。もう一つ興味深いのは、図4(b)の破線は太陽の見かけの大きさから予想される「太陽の影」の深さであるが、1996年と1997年の実験データは、その予想を大きく上回って深くなっていることである。図6で示したシミュレーションによると、これは極小期の太陽コロナ磁場がレンズのような役割を果たし宇宙線を収束して、見かけ上の「影」が大きくなっているためと考えられる。これはCSSSモデルを仮定するとよく再現される。逆に、極大期に「太陽の影」が浅くなるのは、複雑なマルチポールの磁場構造が宇宙線を散乱させ「影」を掻き消しているためと考えられる。

以上のように、我々は銀河宇宙線中にできる「太陽の影」を利用して、太陽コロナ磁場構造の検証が行えることを世界で初めて示した。また、今回の成果は14年間に渡る宇宙線データの蓄積と、電荷粒子である宇宙線が磁場中で曲げられることを利用したもので、長期間の宇宙線の連続観測が鍵となった。

4. 今後の展望

太陽活動に伴う太陽風の擾乱や太陽フレアに伴う高エネルギー放射線の到来などを予測する宇宙天気予報や、それらが地球環境に及ぼす影響などの研究が盛んに行われている。これらの研究にとって、太陽—地球間の磁場構造とその時間変化の理解は必要

不可欠である。本研究成果は、まだ謎の多い惑星間空間の太陽磁場構造をさぐるための新手法を提供する。本研究では銀河宇宙線がつくる「太陽の影」の深さの変化に注目したが、「太陽の影」の位置や形の変化からも、太陽磁場構造の情報を引き出すことが可能である。また、本解析では10TeVの宇宙線を用いたが、1999年以降のTibet-IIIアレイで取得されている3TeV領域の低エネルギー宇宙線を用いることで、磁場に対して感度の良い検証が可能となる。今後、更に観測量と観測精度をあげることで、多様な太陽磁場構造の理論モデルの検証が可能となると期待される。

参考文献

- [1] M. Amenomori, et al., *Physical Review Letters*, 111, 011101 (2013).
本論文は *Physical Review Letters* (PRL) の “Editor’s Suggestions” としてハイライト論文に選定された。また、米国物理学会 (APS) の運営するウェブサイト *Physics* (Synopsis) で紹介文付きで取り上げられた。
Physics (Synopsis): Catching Rays in the Sun’s Shadow
<http://physics.aps.org/synopsis-for/10.1103/PhysRevLett.111.011101>
- [2] E. N. Parker, *Astrophysical Journal*, 128, 664 (1958).
- [3] 例えば、R. Ishikawa and S. Tsuneta, *Astrophysical Journal*, 735, 74 (2011).
- [4] 例えば、A. Balogh, et al., *Science* 268, 1007 (1995).
- [5] G. W. Clark, *Physical Review*, 108, 450 (1957).
- [6] M. Amenomori, et al., *Astrophysical Journal*, 598, 242 (2003).
- [7] M. Amenomori, et al., *Astrophysical Journal*, 692, 61 (2009).
- [8] K. Hakamada, *Solar Physics*, 159, 89 (1995).
- [9] X. P. Zhao and J. T. Hoeksema, *Journal of Geophysical Research*, 100, 19 (1995).
- [10] M. Tokumaru, M. Kojima, and K. Fujiki, *Journal of Geophysical Research*, 115, A04102 (2010).
- [11] M. Schüssler and I. Baumann, *Astronomy & Astrophysics*, 459, 945 (2006).

研究紹介

T2K 実験の現状～電子ニュートリノ出現事象探索～

早戸良成

【宇宙線研究所】

T2K 実験の開始から約3年半を経て、本実験の大きな目的のひとつであった「電子ニュートリノの出現」の観測に成功した。これにより、全てのニュートリノ混合角が0より大きい値を持つことが明らかになった。本稿では、T2K 実験のこれまでと、2013年7月に発表した電子ニュートリノ出現の解析 [1] を中心に報告したい。

ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量を持ち、かつニュートリノの弱い相互作用の固有状態 ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) と、質量の固有状態 ν_i ($i = 1, 2, 3$) が1対1対応していないときに起こる。ニュートリノの弱い相互作用と質量の固有状態は、牧・中川・坂田行列と呼ばれる3行3列のユニタリ行列 (U_{MNS}) により $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T = U_{MNS}(\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T$ と結びつけられる。ここで U_{MNS} の各要素は3つの混合角 ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$) と CP 位相 (δ) を用いて

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

($c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$) とあらわすことができる。

1998年、スーパーカミオカンデ (SK) 実験における大気ニュートリノの観測においてミューニュートリノ減少の天頂角依存性が観測され、ニュートリノの振動現象が実験的に明らかにされた。これに続いて加速器からのニュートリノを用いた K2K 実験・MINOS 実験においても同様の結果が得られ、 θ_{23} はほぼ 45 ± 6 度と非常に大きいことが明らかになった。一方、SK 実験や SNO 実験などにおける太陽ニュートリノの観測および KamLand 実験における原子炉反ニュートリノの観測から、 θ_{12} が 33.6 ± 1 度と、こちらも θ_{23} ほどではないが大きな混合角を持つことがわかってきた。さらに、これらの実験から質量固有状態 ν_1 と ν_2 の質量の二乗差 ($\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$) が $7.6 \times 10^{-5} (\text{eV}/c^2)^2$ であること、 ν_2 と ν_3 の質量の二乗差の絶対値 ($|\Delta m_{23}^2|$) が $2.4 \times 10^{-5} (\text{eV}/c^2)^2$ であることもわかってきた。しかし、残された混合角パラメータ θ_{13} は、原子炉実験や加速器実験からその値の上限だけが求められ、0なのか有限値をもつかわからない状況が長く続いた。ここにおいて θ_{13} は単

に一つの混合角として興味をもたれていたわけではない。 U_{MNS} の要素をみれば明らかのように、 δ の含まれる項には必ず $\sin\theta_{13}$ が積として含まれる。すなわちその大きさはレプトンセクターの CP 対称性の保存・非保存が実験的に検証することが可能かどうかを左右するのである。このため T2K 実験を初めとする複数のニュートリノ振動実験において、 θ_{13} の測定が次の大きな目標となってきた。この θ_{13} の測定実験は大きく二つに分けられる。一つは、原子炉からの反電子ニュートリノの消失を、原子炉から 1km 程度の位置で測定することにより $\sin^2 2\theta_{13}$ を求める消失型の実験、もう一つは、加速器からのミューニュートリノの電子ニュートリノへの振動を、ミューニュートリノの消失が最大となる位置の近傍 (通常は加速器から数百 km の位置) で観測することで $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定しようとする出現型の実験である。世界初の $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定を目指して2000年代終盤から複数の実験が開始されて激しい競争が行われた。まず2010年に開始された T2K 実験が、他実験にさきがけて2011年7月に電子ニュートリノ出現事象を6事象検出、一方で θ_{13} が0の時に期待される事象数が1.5であったことから、 θ_{13} が0でないという兆候を 2.5σ の有意性で得ることに成功した。残念ながら2011年3月の大震災により一時的に実験を休止せざるを得ない状況となり、これに続く結果をだすまでに時間があいてしまった。その間、原子炉反ニュートリノを用いる実験が複数開始された。まず最初に2012年3月、Daya Bay 実験が 5.2σ という高い有意度で θ_{13} が0でないという確証を得て、 $\sin^2 2\theta_{13}$ を 0.092 ± 0.017 と求めた。この値は先に T2K 実験が得た中心値とよく一致していた。その後、やはり原子炉を用いた RENO 実験と DoubleCHOOZ 実験も Daya Bay 実験とコンシステントな結果を得た。さらに2012年10月には Daya Bay 実験が再度結果を更新、 7.7σ まで有意度を高め、 θ_{13} が有限値を持つことを確定的にした [2]。2013年になって、加速器を用いる MINOS 実験が取得した全データを解析、ミューニュートリノと反ミューニュートリノビームのデータで、それぞれ電子・反電子ニュートリノの

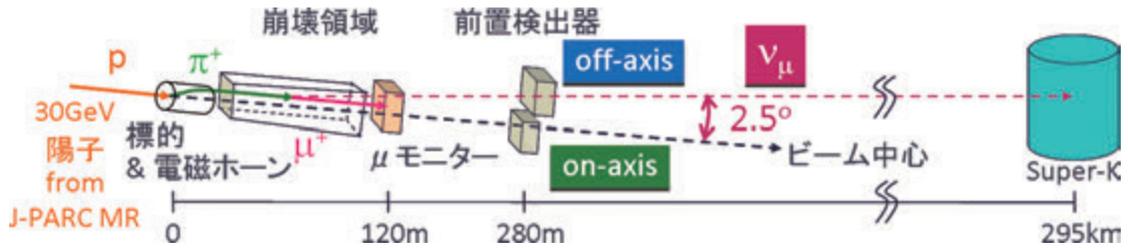


図1：T2K 実験概略図

出現を確認した [3]。一方、T2K 実験は2011年の震災から約1年という非常に短期間のうちに再開され、継続的にデータをためることに成功、2013年7月には2013年4月までのデータを用いた解析結果を発表した。本稿では、以下でこの結果を報告する。

T2K 実験は、日本においては二世代目となる加速器ニュートリノを用いた長基線ニュートリノ振動実験である。図1に実験の概略を示す。詳細は参考文献 [4] を参照されたい。ニュートリノビームの生成には、東海村に新たに建設された J-PARC の大強度陽子加速器からとりだされる 30GeV の陽子を用いる。陽子ビームは加速器から約 3 秒に 1 度とりだされてニュートリノビームを生成、標的から 280m の位置に設置された前置検出器と、その先 295km 離れた SK 検出器に向けて打ち出される。このとき、実際のニュートリノビーム射出方向は、意図的に SK 検出器の位置から 2.5 度ずらした方向としている。このような位置関係とすることで、ビーム軸方向では陽子のエネルギーが高くなるにつれて上昇してしまうニュートリノの中心エネルギーを低く抑えること、さらには、この角度を変えることで中心エネルギーを調整することも可能となるという利点がある。このビーム生成手法はオフアキスビーム法と呼ばれ、米国ブルックヘブン研究所の E889 実験のために提案された (図2)。ただし、実際にビームラインが建設されて実験に用いられたのは本実験が最初である。この手法は期待通りに働き、ニュートリノ振動の観測に最適化されたニュートリノビームを得ることに世界で初めて成功、ニュートリノ振動パラメータ測定時のバックグラウンド事象を生成する高エネルギーのニュートリノ量を減らすことができた。さらに電子ニュートリノ出現実験の主なバックグラウンドの一つとなるビーム中に含まれる電子ニュートリノも、ビームエネルギーピーク付近で 0.5% 程度におさえることができた。一方で、ニュートリノビームの方向の変動により中心エネルギーが変動してしまうため、ニュートリノビームの方向の監視が大変重要となる。本実験では二種類の検出器を用いて常時モニターを行っている。まず、

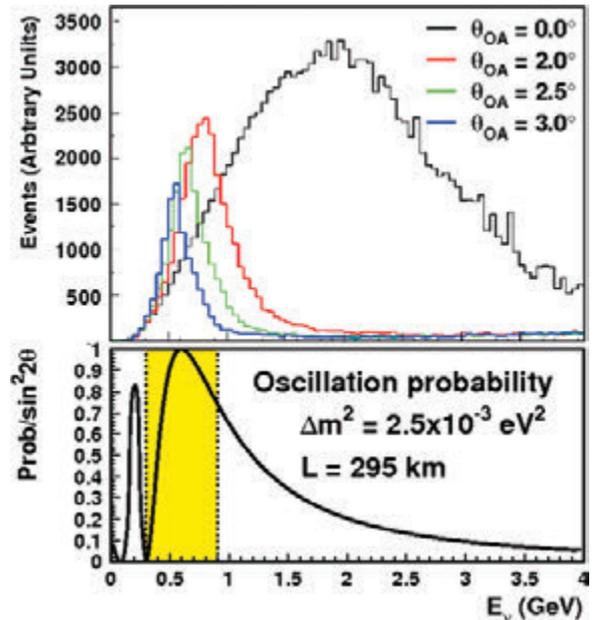


図2：オフアキス法によるニュートリノスペクトラムの変化と T2K 実験において予想されるミューニュートリノの振動確率

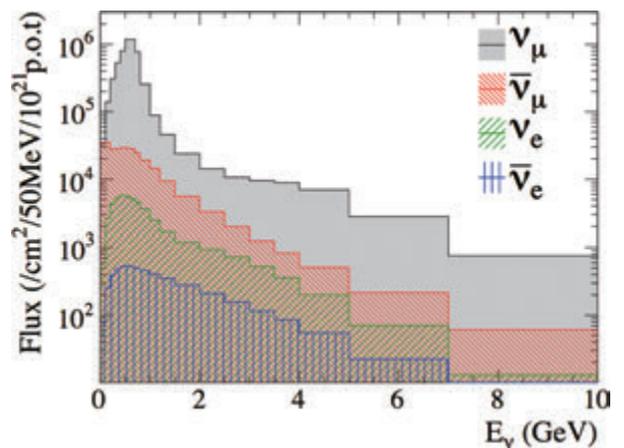


図3：ニュートリノ振動がない場合の SK における T2K ニュートリノビームスペクトラム (シミュレーションによる結果)

崩壊領域の直後に設置された μ モニターにより、 π 粒子崩壊時にミューニュートリノと同時に生成する μ 粒子を観測、スピン毎のビーム方向を確認する。また、前置検出器の一つとしてビーム中心方向にも

ニュートリノ検出器を設置、ニュートリノの観測事象数を常時モニターすることで、ニュートリノを用いたビーム方向とその安定性の確認をおこなっている。こちらについてはニュートリノ事象数の制限はあるが、日単位でビームの方向を確認することが可能である。モニターの結果、ビーム方向は常に1mrad以下で安定しており、ビームの中心エネルギーの変動を2%以内に収めることに成功している。また、標的に打ち込んだ陽子数と、 μ 粒子やニュートリノ事象反応数を比較することにより、ニュートリノの収量が陽子数と一定の関係を持ち、1%以内で安定していることも確認されている。

SK 検出器における T2K ニュートリノビームによる事象の記録は、ニュートリノビーム到着時刻近傍の PMT 情報（電荷および時刻）をすべて記録することで、極限までバイアスの少ないデータ取得方法（トリガー方法）を実現している。具体的には、ニュートリノビーム射出時間を J-PARC において GPS で記録、3秒以内に SK 検出器まで専用のネットワークを経由で時間情報を転送。SK 側では一時的に蓄積してあるすべての PMT 情報からビーム到着時刻近傍のデータを抜き出し、T2K 事象解析用データとして記録する。これは、2008年秋に導入された QBEE と呼ばれる新開発のフロントエンドエレクトロニクスモジュールを用いた新しいデータ収集システムによって初めて実現可能となった。SK のデータ収集システムは大変安定しており、ビームタイム中の平均稼働率はほぼ99%となっている。また、ビーム運転期間中の SK 検出器の較正やメンテナンス作業は、加速器のメンテナンスなど一時的なビーム停止期間を行うことで、事象数を最大限効率的にためる努力が行われている。

T2K 実験用ニュートリノビームラインは当初の予定通り2009年3月に完成し、2009年4月に初めて

ニュートリノの生成を確認した。ビームラインのコミッショニングが行われた後、2010年1月より物理ランを開始、2010年2月24日に初めての T2K ニュートリノビーム事象を SK において観測した。この後、夏の加速器の休止期間を経て、2010年秋からは、加速器の改良により性能が向上、最終的には145kWと、休止前までの約三倍の強度のビームが供給されるようになった。ビーム強度を高めるためには、加速器内を周回する陽子数を増やすだけでなく、機器の増強によりビーム加速時間（とりだし周期）の短縮を行うなどの改良も継続的に行われ、順調にデータを蓄積していた。2011年3月11日に大震災が発生。この日は加速器のメンテナンス日であったために実験は行っていなかった。地震によって加速器やビームライン機材など J-PARC 施設はかなりの被害を受けたが、復旧とコミッショニングなどを1年という短期間で完了することに成功。2012年3月から物理ランを再開、途中夏季の長期メンテナンスなどもはさみながら2013年5月までデータを取得した。ビーム強度は最終的に220kWまで到達、供給されたニュートリノビームは、 6.4×10^{20} p.o.t. (protons on target) となり、統計量を大幅に増やすことができた（図4）。

記録された T2K 事象解析用データ中からニュートリノ事象を探索するには、同時 PMT ヒット数を用いたソフトウェアトリガーや、大気ニュートリノ選別用ソフトウェアを用いる。粒子数（リング数）識別、粒子種別判定、反応位置・運動量再構成などの事象再構成にも大気ニュートリノデータ解析用に開発されたものを最大限活用している。これらのソフトウェアを用い、2013年4月までに SK 検出器においては Fully contained 事象（検出器内事象）が363観測された。今回はこのデータを用い、電子ニュートリノ出現事象の探索および θ_{13} の測定を

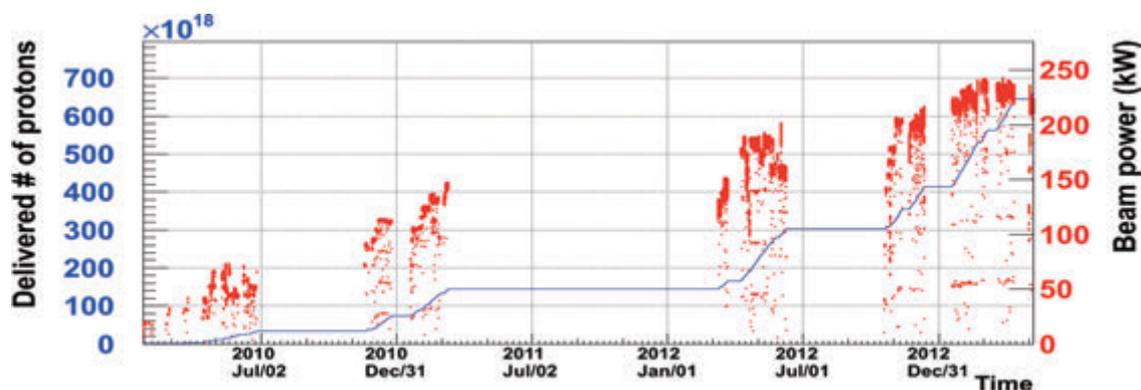


図4：取り出された陽子ビーム強度と累積陽子数。各赤点を取り出し毎のビーム強度を、青線が累積陽子数を示す。

行った。

ニュートリノ振動解析においては、まずSK 検出器におけるニュートリノフラックスを正しく予言し、適切な誤差評価を行うことが重要となる。このために、陽子炭素衝突による π 粒子およびK粒子生成の実験データを最大限活用してニュートリノビームのシミュレーションと誤差評価を行い、さらに前置検出器におけるニュートリノ事象測定の結果を併用することで、SKにおけるニュートリノフラックスの誤差を低減している。本実験では不定性を大幅に低減するため、ニュートリノビームの生成量に直接関係する30GeVの陽子ビームと標的(黒鉛)の反応による π 粒子およびK粒子の生成量を、別途CERNにおいて高精度で測定した(NA61/SHINE 実験 [5])。この結果を用いることで、T2K実験ではニュートリノフラックスの不定性を10%~15%におさえることができた。さらに、前置検出器におけるニュートリノ反応の測定結果とシミュレーション結果の比較から、ニュートリノフラックスと同時に比較的大きな不定性を持つニュートリノ反応についてもモデルやパラメータに制限を加え、その誤差評価を行っている。今回の解析においては、前置検出器での観測事象から、ニュートリノ荷電カレント反応で π 粒子が生成していない事象サンプル、一つだけ π 粒子が生成した荷電カレント反応事象サンプル、それ以外の荷電カレント反応事象サンプル、という3種類を選びだし、フラックスと荷電カレントニュートリノ散乱断面積の積の不定性を5%程度以下までおさえることができた。前置検出器の測定結果からは制限をつけることができないニュートリノ反応の不定性については、これまでに行われた他の実験結果をもちいて評価を行い、こちらは約7%と見積もられた。さらに、ニュートリノビーム中に含まれる電子ニュートリノ量についても、前置検出器を用いて測定を行うことでシミュレーションによるフラックス予言の確かさを検証している。

T2K 実験において電子ニュートリノ出現による θ_{13} の測定を行うには、SK 検出器において、電子ニュートリノの荷電カレント反応、特に凝弾性散乱(CCQE)により発生する事象を用いて行う。この反応から生成する事象は、電子様の単一リング事象として観測される。実際の事象選択および事象再構成は、既に述べたようにSK 実験における大気ニュートリノ観測用と同じソフトウェアを用いている。今回はこれにくわえて、新たに開発された中性 π 粒子事象識別用のソフトウェアを利用した。電子ニュートリノ事象を探索する場合の主要なバックグ

ラウンドの一つは、中性カレントから生成した中性 π 粒子による事象である。運動量を持つ中性 π 粒子が二つの光子に崩壊するとき、二つの光子の方向によってはエネルギーが非対称となり、片方の光子のみが通常の解析ソフトウェアで認識され、電子ニュートリノ事象として判別されてしまうことがある。このような事象を除去するため、全く新たな中性 π 粒子識別ソフトウェアを開発、電子ニュートリノ事象の選別効率はほぼ同じに保ったまま、中性カレントによる背景事象をこれまでの40%程度まで削減し、電子ニュートリノ事象の判別精度を大きく向上させることに成功した。実際にデータを用いて候補事象を選別したところ28事象が残った。一方、前置検出器におけるニュートリノフラックスの測定結果を考慮したシミュレーションによると、 θ_{13} が0である場合に期待される事象数は4.6であった。この結果、 θ_{13} が0である可能性が 7.5σ で棄却された。さらに、このデータを用いて $\sin^2 2\theta_{13}$ の許容領域を求めるにあたっては、再構成したニュートリノエネルギーを使う方法、観測された電子の方向および運動量を2次的に用いる方法など複数の異なる手法を用いた。(図5) この結果得られた $\sin^2 2\theta_{13}$ の90%許容領域を図6に示す。ここで、 $\theta_{23} = 45^\circ$ 、 $|\Delta m_{231}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2/c^2$ 、 $\delta = 0$ としたとき、 $0.11 \sim 0.19$ (Normal Hierarchy) および $0.142 \sim 0.228$ (Inverted hierarchy) となっている。

この結果は、前年までのT2Kの実験結果、ならびにDaya Bay・RENO・DoubleCHOOZなどの原子炉実験から最近報告された結果ともコンシステントであった。このようにT2K実験は、加速器のニュートリノを用い、 θ_{13} が0でないという確証を電子ニュートリノ出現という非常に明らかな形で示すことに世界で初めて成功した。

T2K 実験の結果として $\sin^2 2\theta_{13}$ の許容領域を示すとき、解析時に用いた $\sin^2 2\theta_{23}$ 等の値を記載している。これは、原子炉による反電子ニュートリノ消失型実験の場合の振動確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{31}^2 L(m)}{E_\nu(\text{MeV})} \right)$$

となり、ほぼ純粋に θ_{13} を測定することとなるのだが、T2K 実験における電子ニュートリノ出現時の振動確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{31}^2 L(km)}{E_\nu(\text{GeV})} \right) + \text{高次項}$$

となって $\sin^2 2\theta_{23}$ が積の形でかかり、また高次項はCPパラメータ δ の依存性も持つためである。すなわち、電子ニュートリノ出現事象の観測から

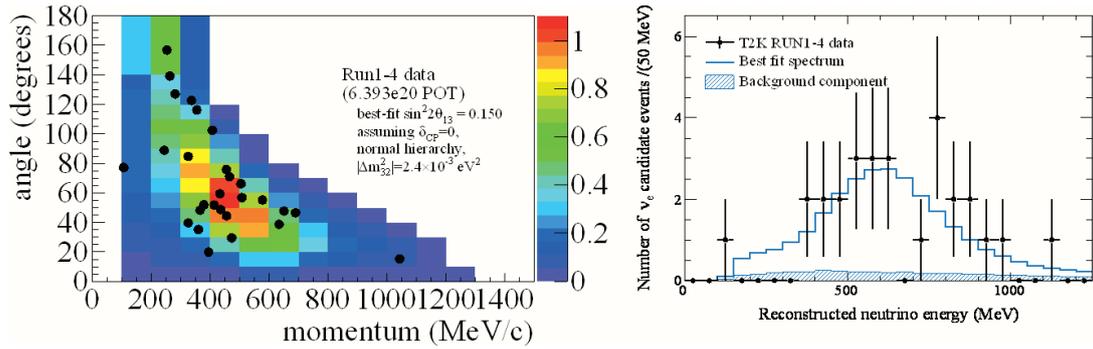


図5：SKにおいて観測された電子ニュートリノ候補事象の分布。左図は観測された電子の運動量とニュートリノビーム方向に対する角度を示す。右図は観測された事象が荷電カレント凝弾性散乱と仮定して再構成したニュートリノのエネルギーを示す。

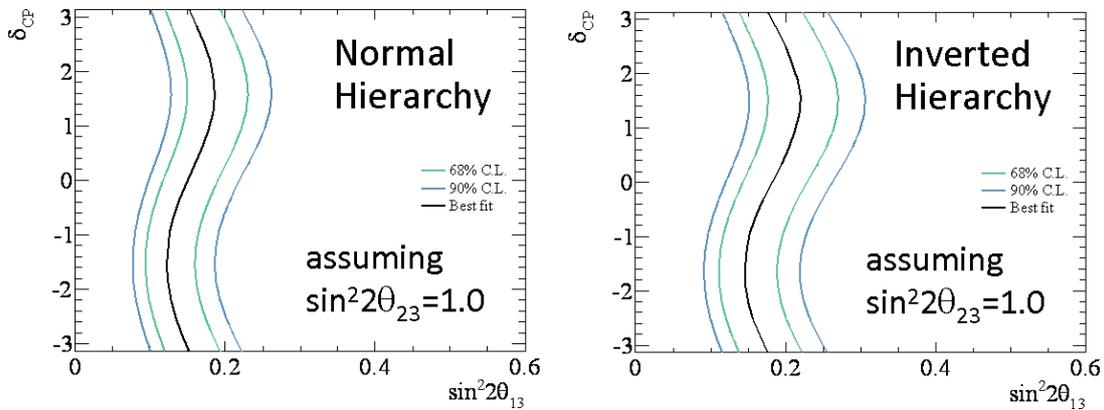


図6：T2K 実験から得られた振動パラメータの許容領域

$\sin^2 2\theta_{13}$ を精度良く求めようとする場合には、これらのパラメータの理解が重要となってくる。逆に言えば、今後は原子炉実験から求められた $\sin^2 2\theta_{13}$ と T2K 実験の実験結果を組み合わせることで、CP 非保存の研究につなげてゆくことも可能になると期待されている。

T2K 実験がこれまでに取得したデータは、まだ予定量の約8%であり、今後も T2K ニュートリノ事象の観測数は大幅に増える見込みである。このデータを用い、ニュートリノ振動パラメータ θ_{13} のさらなる精度の向上が可能である。また、既に述べたように今後は $\sin^2 2\theta_{23}$ の値がさらに大きな意味を持つてくるため、今回は特に述べなかったが θ_{23} および Δm_{23}^2 についてもより高い精度での測定を行うべく努力を続けており、近日中にこれまで取得したデータを用いた、これらのパラメータ測定の結果も発表できる見込みである。また、T2K 実験自身のデータに SK における大気ニュートリノの観測データ、原子炉実験や加速器実験のデータを組みあわせた、ニュートリノ質量階層性や CP の保存・非保存の解明にむけた研究もすすめている。

今後レプトンセクターの CP 対称性を調べるため

には、ミューニュートリノだけでなく、反ミューニュートリノを用いた振動現象を精度良く測定する必要がある。しかし、反ミューニュートリノビームを用いる場合には、ビーム中に含まれるミューニュートリノが主要なバックグラウンドの一つとなると予想されている。これはニュートリノは反ニュートリノよりも数倍大きい散乱断面積を持つため、少ない量のニュートリノでも事象数は相対的に大きくなってしまふからである。しかし、1GeV 以下の反ニュートリノ散乱実験はこれまであまり行われてきておらず不定性が大きいため、今後は T2K 実験の前置検出器を用いた反ニュートリノ・原子核散乱の測定をおこない、理解を深めることも重要となっている。将来的に CP 対称性パラメータ δ の探索を十分な感度で行うには大量の統計が必要となるため、現在の SK 検出器ではまだ小さく、ハイパーカミオカンデ (HK) のような数十倍以上の有効体積をもった検出器が必要となり、加速器もいっそうの大強度化が必要となる。このため、現在は T2K 実験においてニュートリノ振動パラメータのより精密な測定を行うための努力だけでなく、十分な性能を持った次世代の巨大検出器ハイパーカミオカンデ

の実現に向けた研究開発も開始している。

参考文献

- [1] 解析の詳細はヨーロッパ物理学会（高エネルギー物理）EPS2013の M.Wilking 博士の発表 <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=92&sessionId=21&resId=0&materialId=slides&confId=218030>などが詳しい。
- [2] Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay, Daya Bay collaboration, Chin.Phys. C37 (2013) 011001.
- [3] Electron neutrino and antineutrino appearance in the full MINOS data sample, MINOS Collaboration, Phys.Rev.Lett.110.171801 (2013)
- [4] The T2K experiment, T2K collaboration, NIM A659,106 (2011)
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211011910>
- [5] NA61/SHINE 実験の詳細は <https://na61.web.cern.ch/na61/xc/index.html> を参照のこと。また、T2K 実験に関係するハドロン生成の実験結果は Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c, NA61/SHINE collaboration, Phys.Rev. C85 (2012) 035210
Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c, NA61/SHINE Collaboration, Phys.Rev. C84 (2011) 034604.

人 事 異 動

発令日	氏名	異動内容	職
H25. 5. 16	柏 麗 麗	再採用	特任研究員（神岡広報）
H25. 6. 1	KHALAIDOVSKI, Alexander	新規受入	学振特別研究員
H25. 6. 23	尹 泰 賢	新規採用	特任教授
H25. 6. 30	梁 炳 守	任期満了	特任研究員
H25. 7. 1	中 嶋 大 輔	新規採用	特任助教
H25. 7. 1	梁 炳 守	新規採用	特任助教
H25. 8. 1	井 上 進	新規受入	協力研究員
H25. 8. 1	市 村 晃 一	新規採用	特任助教
H25. 8. 1	WILKING, Michael Joseph	新規受入	学振特別研究員

(H25.5.2～H25.8.1)

ICRR-Seminar 2013年度

- 2013年6月25日(火) 青木 茂樹 (神戸大学)
 “GRAINE: 気球搭載型エマルジョン望遠鏡による宇宙ガンマ線観測計画”
- 2013年7月5日(金) Anne Verhamme (The Observatory of Geneva)
 “Lyman-alpha radiation transfer effects in galaxies”
- 2013年7月19日(金) 中山 祥英 (東京大学宇宙線研究所)
 “T2K 実験の最新結果”
- 2013年7月24日(水) Martin A. Lee (University of New Hampshire)
 “What is new in the outer heliosphere: Voyager and IBEX?”

ICRR-Report 2012年度

- ICRR-Report-650-2012-39
 “Probing small scale fluctuations with 21cm absorption lines”
 Hayato Shimabukuro, Kiyotomo Ichiki, Susumu Inoue, Shuichiro Yokoyama.
- ICRR-Report-651-2012-40
 “Muon $g-2$ and 125 GeV Higgs in Split-Family Supersymmetry”
 Masahiro Ibe, Tsutomu T. Yanagida, Norimi Yokozaki.

ICRR-Report 2013年度

- ICRR-Report-652-2013-1
 “AMS-02 Positrons from Decaying Wino in the Pure Gravity Mediation Model”
 Masahiro Ibe, Shigeki Matsumoto, Satoshi Shirai, Tsutomu T. Yanagida.
- ICRR-Report-653-2013-2
 “Domain wall and isocurvature perturbation problems in axion models”
 Masahiro Kawasaki, Tsutomu T. Yanagida, Kazuyoshi Yoshino.
- ICRR-Report-654-2013-3
 “Implications of Planck results for models with local type non-Gaussianity”
 Teruaki Suyama, Tomo Takahashi, Masahide Yamaguchi, Shuichiro Yokoyama.
- ICRR-Report-655-2013-4
 “Higher order statistics of curvature perturbations in IFF model and its Planck constraints”
 Tomohiro Fujita, Shuichiro Yokoyama.

No.86

2013年9月30日

東京大学宇宙線研究所

〒277-8582 千葉県柏市柏の葉5-1-5

TEL (04)7136-5148

編集委員 林田美里