



ニュートリノ・日震学・太陽モデル

柴橋博資

(東京大学大学院理学系研究科)

Neutrinos, Helioseismology, and Solar Structure

SHIBAHASHI Hiromoto

Graduate School of Science, The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

(Received 28 March 2002)

Abstract

There has been a long-standing discrepancy between the number of neutrinos expected from the sun and the number we actually detect. One possible way to account for this is that our theoretical solar model is inaccurate. However, recent progress in helioseismology has shown that the real sun is very close to the latest solar models. On the other hand, very recent experiments of neutrino detection provided us evidence for neutrino oscillation. I discuss what we should do and what we can do in this situation for the neutrino physics from the astrophysical side.

Keywords:

neutrinos, Sun: helioseismology, Sun: interior, Sun: oscillations

1. 太陽ニュートリノ問題

太陽(そして一般の星)が光輝くエネルギーの源は、中心部で起きている核融合反応であると考えられている。が、太陽中心部で今現在核融合反応が起きていることを実験的に証明することは実は容易ではない。太陽中心部からの光子は、太陽内のプラズマに吸収されては放射される過程を頻りに繰り返して漸く表面に達するので、今我々が見ている光は、10万年も前に発生した光子であり、今現在の太陽中心部の状況を伝えてはくれない。一方、ニュートリノは物質とほとんど相互作用をせずかつ光速で走るために、核融合により太陽中心部で発生したニュートリノは、発生後8分の後には地球に到達する。したがって、太陽中心部で現在核融合反応が実際に起きているか否かは、太陽からのニュートリノ量を

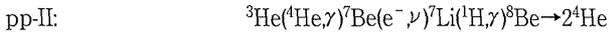
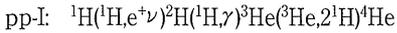
author's e-mail: shibahashi@astron.s.u-tokyo.ac.jp

測定することによってしか判別できないのである。

太陽からのニュートリノを検出しようとする試みは1960年代にデービスによりアメリカ・サウスダコタ州のホームステーク鉱山で始められたが、驚くべきことに、検出された量は理論から予測される量の半分にも満たなかった。この矛盾が、太陽ニュートリノ問題として、天体物理学ならびに素粒子物理学の大きな問題となったのである[1, 2]。問題の答は、(i)太陽モデルが間違っているか、(ii)ニュートリノに関する理解が間違っているか、(iii)検出実験が間違っているか、のいずれかでしかない。恒星の内部構造とその進化の理論は現代の宇宙像の根幹を成しており、詳細な観測が可能な恒星である太陽はこの重要な理論の基盤を成しているだけに、太陽ニュートリノ問題とそれが引き起こす太陽内部構造に関する疑念

は、天体物理学上の大問題なのである。

ニュートリノは、太陽内部で起きるppチェーン反応で主に3つの反応過程で発生する。pp-I分枝で発生するpp-ニュートリノ、pp-II分枝で発生する ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノ、それにpp-III分枝で発生する ${}^8\text{B}$ -ニュートリノである:



ただし、ここで例えば、 ${}^2\text{H}({}^1\text{H}, \gamma) {}^3\text{He}$ は、 ${}^2\text{H}$ と ${}^1\text{H}$ とが融合して ${}^3\text{He}$ となり、ガンマ線を放射する反応を表す。太陽内部での主たる反応分枝は pp-I 分枝である (と考えられている) ので、pp-ニュートリノ・フラックスは、pp-II や pp-III 分枝で発生するニュートリノのフラックスよりも遥かに多いが、検出捕獲率はフラックス量だけでなく、エネルギースペクトルにも依る。pp-ニュートリノと ${}^8\text{B}$ -ニュートリノは連続スペクトルで、前者は 0.42 MeV 以下だが、後者は 15 MeV まで伸びている。一方、Be-ニュートリノは、0.861 MeV と 0.783 MeV の 2 本の線スペクトルである。

ホームステーキでのニュートリノ量の測定は、 ${}^{37}\text{Cl}$ がニュートリノを捕獲してできる ${}^{37}\text{Ar}$ 原子を数えるという方法で、この反応のエネルギーしきい値は 0.814 MeV である。したがって、ホームステーキでは pp-III 分枝で発生する ${}^8\text{B}$ -ニュートリノを主に測定していることになる。pp-III 分枝は太陽エネルギーの主たる発生源ではなく、しかもまたこの反応は温度依存性が高いので、太陽中心部の温度を僅かに低くすれば太陽ニュートリノ問題は説明できると当初は考えられた。実際、強い磁場や速い自転を仮定して磁気力や遠心力にガス圧の一部を肩代わりさせたりするモデル等、この線に沿った様々な試みが提案されたが、物理素過程や太陽の観測データに矛盾することなく太陽ニュートリノ問題を解決することに成功したものはなかった。その結果、それまで信じられてきた太陽の安定した進化に疑問が投げかけられるようになった。現在は何らかの理由で中心での核反応が止まっているフェーズにあり、太陽は余熱で光輝いているというのである。太陽は進化の途中で、核融合のために非球対称な摂動に対して振動が成長する不安定となるフェーズがあり、中心部で大規模な揺き混ぜが起こって温度が下がり、その結果ニュートリノ量が著しく減少する時期があって現在はそのフェーズにあるのだ、という説が提唱された[3, 4]。詳しい計算の結果、線形理論の範囲で

は、この不安定性が実際に起きることが示され、それまで信じられてきた太陽の安定した進化には疑問符がつけられたのである。

1980年代に入ると、新たに3つの太陽ニュートリノ検出実験がなされるようになった。岐阜県神岡でのカミオカンデ(とその後継装置のスーパーカミオカンデ)、イタリア・グラン・サッソーでの GALLEX (とその後継である GNO)、それにロシア・コーカサス山中での SAGE である。これらの測定結果はすべて、太陽からのニュートリノ量は予測値を大きく下回り、これにより、太陽ニュートリノ問題は実験の不備に原因があるという3番目の可能性は消されたのである。カミオカンデ実験では、ニュートリノによって水中の電子が弾性散乱される際に放射するチェレンコフ光を検出することによってニュートリノを検出する。このエネルギーしきい値は約 7 MeV であるため、検出されるのは ${}^8\text{B}$ -ニュートリノである。カミオカンデの測定値は理論値の約半分であり、これはホームステーキの結果を裏打ちするものであると認識された。一方、GALLEX と SAGE では ${}^{71}\text{Ga}$ のニュートリノ捕獲によってできる放射性元素 ${}^{71}\text{Ge}$ 原子を数えることにより、ニュートリノを測定する。この反応のエネルギーしきい値は 0.233 MeV と低いため、 ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ -ニュートリノに加え、太陽エネルギーの主たる源であると信じられている pp-I 分枝からの pp-ニュートリノの寄与が大きくなる。GALLEX と SAGE の結果は、互いに一致しており、測定値は pp-ニュートリノの寄与分の理論値しかなく、 ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノと ${}^8\text{B}$ -ニュートリノの寄与を加えた理論値とは大きく異なるというものであった。

一度はホームステーキの結果を裏打ちするものだと思われたカミオカンデの結果も、注意深く考えると、ホームステーキとは矛盾するものであると認識されるようになった。カミオカンデは ${}^8\text{B}$ -ニュートリノしか検出できないが、ホームステーキのエネルギーしきい値では ${}^8\text{B}$ -ニュートリノだけではなく ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノも検出できるのである。したがって、ホームステーキでの測定値は、カミオカンデで得られた結果から予測される ${}^8\text{B}$ -ニュートリノによる量よりも多くなるはずである。しかし、実際のデータはそうではなかったのである。この矛盾は、ベリリウム問題として引用され、太陽ニュートリノ問題は、太陽のモデルの不備によるものではなく、むしろニュートリノの物理についての認識に誤りがあるのだということを示唆している、と認識されるようになった。

2. 日震学

1960年のこと、太陽面の対流班の観測から偶然にも、太陽面は鉛直に振動する細かいパッチで一面覆われていることが発見された[5]。振動の周期がおよそ5分であることから、この振動は「5分振動」と呼ばれるようになり、10余年の後に、これらの振動は太陽の固有振動モードが多数重なったものであると同定された。すなわち、多数の音波モードが励起されていて、それらが5分振動として観測されるのである。励起のメカニズムについては、現在では、太陽の対流層における乱流から発生した雑音的音波が太陽全体に共鳴したものが固有振動モードとして見られるのだと解釈されている。やがて、多数の固有モードを使って太陽の内部構造を診断する「日震学」の可能性が注目されるようになった。

音波の固有振動モードの特徴の一つは、振動が表面近くの層から、振動数と振動パターンによって決まる、ある深さまでの間に局在化されることである。初期に同定された音波モードは、太陽の対流層に局在化されたモードであった。日震学の最初の成果は、太陽表面の対流層の深さを決めたことであった。観測される振動のパワースペクトルは、振動の水平波長と振動数を x -軸と y -軸としてプロットする図面上に図示されることが多い (Fig. 1)。固有振動は理論上はこの図上で点の集まりだが、実際の観測処理では点が繋がって何本ものリッジ状になる。が、観測データのリッジは、理論的に予測されるリッジよりもどれも下にずれていたのがであった。大雑把に言えば、音波の固有振動数は、振動域を音波が伝播する時間により決まる。したがって、モデルの固有振動数の方が観測値より高いということは、モデルの対流層の温度が実際の太陽での温度よりも高いことを意味する。太陽の表面温度は測定される光度と半径から観測量として一意に決められているから、この事実はモデルの対流エネルギー運搬効率が実際より低く見積もられていたことを意味する。このことから、実際の太陽の対流層の深さは、それまで考えられていたよりも深く、半径にして外側約3割を占めることが結論づけられたのであった[6]。この成果によって、日震学は眼では見えない太陽内部を探る手段として有効であることが証明され、太陽ニュートリノ問題を解く重要な鍵と認識されるようになったのである[7, 8]。

この希望的予測は、太陽面を分解して見ることなく一般の恒星の場合のように太陽面全面からの光で観測しても5分振動が検出されたことから、現実的なものとなった。太陽面全面で積分してしまえば、細かな振動パター

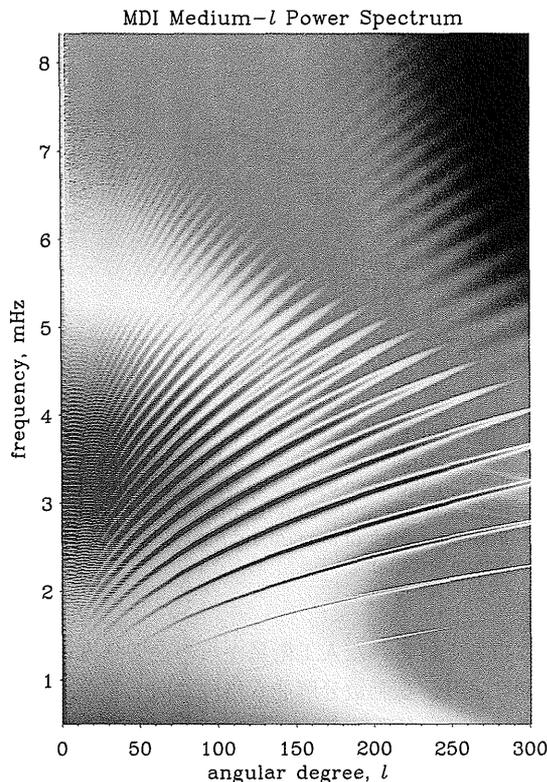


Fig. 1 Only waves with specific combinations of period and horizontal wavelength resonate within the Sun. The precise combinations are related to the Sun's interior structure; they produce the fine-tuned "ridges" of greater power shown in this (frequency versus wavelength) diagram. The abscissa is the angular degree l , which is related with the horizontal wavelength (k_h) through $k_h = \sqrt{l(l+1)}/R_\odot$, and the ordinate is the frequency. Here, R_\odot denotes the solar radius ($= 6.96 \times 10^5$ km). The power intensity is a function of the angular degree and the frequency, and can be viewed as colors in this diagram. Redder is higher, bluer is lower. These measurements provide a new window into the invisible interior of the Sun allowing scientists to infer the structure, composition and dynamics inside the Sun. From <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/MDI/mdi005.gif>.

ンはプラス部分とマイナス部分が相互に打ち消しあって検出できなくなるから、検出されたモードは表面振動パターンが大きいモードであり、このようなモードは対流層より遥かに内側の中心部近くまで振動するのである。やがて、太陽面の振動をスペクトル線のドップラー効果を使って精密に測るのに適した、様々な狭波長フィルタが開発され、観測される振動も水平波長の大きいものから小さいものまで波数空間が広がり、また、1990年代後半からは、地上の観測ネットワークの充実と太陽振動観

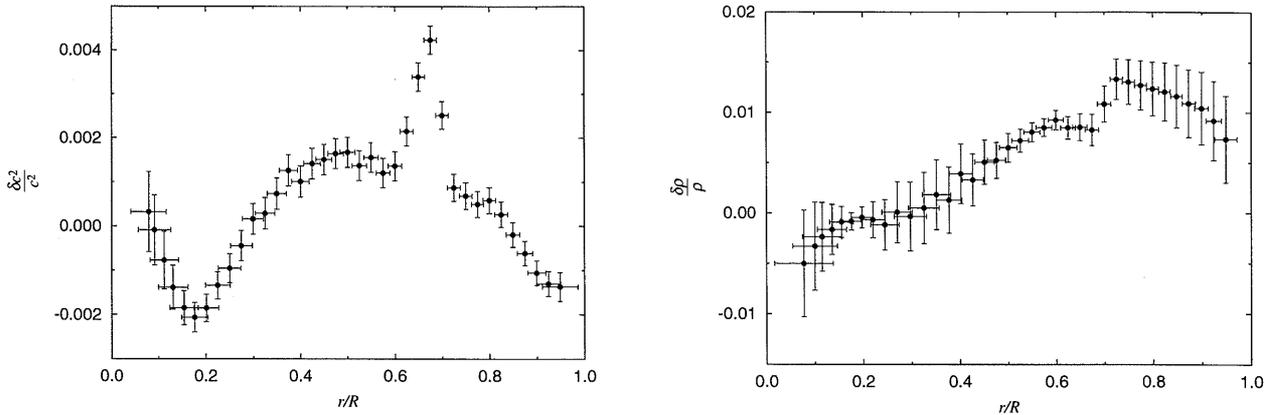


Fig. 2 The relative differences in the squared sound-speed profile (left) and in the density profile (right) between the helioseismically inversion and the evolutionary solar model by Christensen-Dalsgaard *et al.* [14]. The former is based on the frequency data obtained through 360 days by SOHO (The Solar and Heliospheric Observatory), which was launched on Dec. 2, 1995 and placed into a halo orbit around the Sun-Earth L_1 libration point, approximately 1.5 million km sunward from the Earth. The abscissa is the distance from the center of the sun, normalized with the solar radius. Note that the relative difference is small, but it is larger than the statistical error bars.

測用に打ち上げられた人工衛星からの途切れることのない観測により、振動数分解能も格段に向上した。この結果、現在では、振動数域 1.5–5.5 mHz の何万のモードについて、相対誤差 10^{-5} もの高精度で固有振動数が測定されている [9, 10]。

こうして得られる振動データを使えば、直接は見ることなどできない太陽内部を、ニュートリノ以外の手段で探ることができる。音波固有モードの振動数は、星の内部の音速と密度の様子によって決まる。したがって固有振動を記述する式は、 ω を固有振動数、 ξ を規格化した固有関数とすれば、 $c(r)$ と $\rho(r)$ をそれぞれ中心からの距離 r の関数としての音速、密度として、形式的に

$$\omega^2 \xi = \mathcal{L}(\xi; c(r), \rho(r)) \quad (1)$$

と表される。この式は変分原理を満たすことが知られている。そこで、十分に良い太陽モデルを持ってきてその固有振動数と実際の太陽で観測的に求めた同じモードの固有振動数との差を考えれば、この差は、モデルと現実の太陽との音速構造の差と密度構造の差によって表される：

$$\frac{\partial \omega^2}{\omega^2} = \int \xi^* \cdot \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial c} \frac{\delta c}{c} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \frac{\delta \rho}{\rho} \right) dr. \quad (2)$$

この式は、振動数の差を既知とし、音速構造の差と密度構造の差を 2 つの未知関数とする積分方程式と見なすことができる。この積分方程式を数値的に解く方法は色々

開発され、今や太陽内部の音速構造と密度構造は良く決定されている [11]。温度勾配が輻射温度勾配から断熱温度勾配に移る対流層の底部では、音速構造に折れ曲がりが見られる。この折れ曲がりから、理論的には一意に決められなかった、対流層の底の位置が今や正確に観測的にわかっている [12, 13]。

太陽モデルに関しては、恒星進化論に基づくモデル作りが標準的であったが、その構築の際に必要な、状態方程式、輻射吸収係数、核反応率等の物理素過程やスペクトル観測から決定される表面の元素組成が改定されるたびに、改善されてきた [14, 15]。Fig. 2 に見るように、最新の進化モデルと日震学によって観測的に求めた太陽内部の音速構造は、相対差で僅か 0.1% にしか過ぎない。これは一般的見地からすると驚くほど小さいと言え、しばしば、進化計算に基づく太陽モデルの正確さを裏づける観測的証拠としてあげられている。しかしながら、図に見るように、日震学による音速構造の決定精度は更に良く、モデルと実際の太陽の音速構造の差は観測精度に比べ、有意に大きい。したがって、最新の進化論に基づく太陽モデルと日震学データの間には有意な差が残っていると言うべきである。

3. ニュートリノ振動：MSW 効果

太陽ニュートリノ問題の解決案としてあげられている、ニュートリノの標準理論の改変による説明の中では、発案者の頭文字を連記した名前と呼ばれる MSW 効果が最も有望視されてきた [16, 17]。ニュートリノには、

電子型, ミューオン型, タウ型の3種類があり, 太陽で発生するのは電子ニュートリノである. MSW 効果による説明では, 太陽で発生した電子ニュートリノが太陽内部での電子との相互作用でミューオンニュートリノもしくはタウニュートリノに姿を変えてしまうがために, 観測される量が理論予測値より少なくなるという. 素粒子の標準理論では, ニュートリノの質量はゼロである. が, もしも質量がゼロでないとする, 質量固有状態とフレーバー固有状態が同じではなくなり, 電子ニュートリノ, ミューオンニュートリノ, タウニュートリノは, それぞれ, 3つの質量固有状態の混ざり合った3つの状態ということになる. そして, 太陽中心部で発生した電子ニュートリノは, 地球に飛来するまでに頻りに電子ニュートリノ, ミューオンニュートリノ, タウニュートリノの状態に変化する. これをニュートリノ振動と称する. 地球に辿り着いたときに, どの状態にどれだけあるかは, 発生時のニュートリノのエネルギー, 太陽内部の電子分布, それに3種類のニュートリノの質量差と混合角というニュートリノに固有の性質に依ることになる. この内, 発生するニュートリノのエネルギースペクトルと太陽内部の電子分布は太陽の構造によって決まる. が, 質量差と混合角は理論的には現在は決められず, パラメータとして扱う. pp-ニュートリノ, ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノ, ${}^8\text{B}$ -ニュートリノのエネルギースペクトルはそれぞれ異なっているので, MSW 効果による変化率もそれぞれ異なることになるから, 太陽ニュートリノ検出の4つの実験 (ホームステーク, スーパーカミオカンデ, GALLEX, SAGE) ごとに理論予測値と実測値を比較することによって, 質量差と混合角の2つのパラメータの許される範囲が限定される. したがって, 問題はこれら4つの実験によるパラメータ範囲の共通領域を求めるということに帰着する. ニュートリノ振動のそもそもの物理的原因は, ニュートリノの質量がゼロでないことにある. したがって, ニュートリノ振動が太陽ニュートリノ問題の正しい説明であるとするれば, 素粒子物理学だけでなく, 宇宙論など天体物理学の他の分野にも影響は大きい[18].

ニュートリノ振動は長い間仮説の域を出なかったが, スーパーカミオカンデでの, 地球大気に入ってくる宇宙線から発生する大気ニュートリノの測定によって, 現実に行き起きていることが証明されるに至った[19, 20]. 宇宙線の陽子が大気中の原子と衝突してパイオンが発生するが, それぞれのパイオンはミューオンとミューオンニュートリノに崩壊する ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$). 崩壊して

できたミューオンは更に電子, 電子ニュートリノ, ミューオンニュートリノの3つの粒子に崩壊する ($\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) + \nu_e (\bar{\nu}_e)$). したがって, 1つのパイオンから2つのミューオンニュートリノと1つの電子ニュートリノが発生することになるので, ミューオンニュートリノと電子ニュートリノの発生比 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ は厳密に2になるはずである. ところがスーパーカミオカンデの観測は, 発生比が, この理論値の6割程度に過ぎず, しかも宇宙線の飛来方向の天頂角に強く依存することを示したのである. 宇宙線の飛来はほぼ等方的であるから, 発生比が天頂角に依存することは考え難い. 観測された天頂角依存性は, この描像とは明らかに反し, ニュートリノ振動仮説で上手く説明できるものなのであった. この大気ニュートリノのミューオンニュートリノと電子ニュートリノの比異常と天頂角依存性がニュートリノ振動を証明する証拠と見なされている.

大気ニュートリノで見つかったニュートリノ振動は, 発生時のニュートリノの種類もエネルギー領域も違うので, 太陽ニュートリノに直接適用できるものではないが, 太陽ニュートリノの場合にだけ, ニュートリノ振動が適用外というのもまた考え難い. ここまで述べた事情によって, 太陽ニュートリノ問題は, ニュートリノの質量がゼロではないことに起因する MSW 効果が原因であるとする考えが最も有望とされる傾向にあり, むしろ太陽ニュートリノからニュートリノのパラメータに制限をつけることが期待されるようになったと言ってよいであろう. ニュートリノ振動実験の現状と将来については, 例えば中村のレビューに詳しい[21].

4. SNO とスーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは太陽ニュートリノの内の ${}^8\text{B}$ -ニュートリノを感知するといった説明は, スーパーカミオカンデは電子ニュートリノのみを感知するとの印象を与えたかも知れない. 大気ニュートリノの説明からもわかるように, ミューオンニュートリノとタウニュートリノに対する感度は電子ニュートリノに対する感度のおよそ15%ながら, スーパーカミオカンデはこれらのニュートリノをも感知する:

$$\phi_{\text{SK}} \approx \phi(\nu_e) + 0.15\phi(\nu_{\mu,\tau}). \quad (3)$$

スーパーカミオカンデが軽水 H_2O 中でニュートリノによって散乱された電子が発生させるチェレンコフ光を検出するのに対し, カナダサドバリーのサドバリーニュートリノ観測所 (以後 SNO と略記) では重水 D_2O を使い,

重水ならではの3つのモードを使ってニュートリノを検出する。その1つは、電子ニュートリノと重陽子核との反応でW ボソンを介して重陽子核中の中性子を陽子に、そしてニュートリノを電子に変化させる荷電カレント反応についてのモードで、この電子が発するチェレンコフ光を検出するものだ。この反応は3種類のニュートリノの中で電子ニュートリノしか起こさないから、このモードで検出されるニュートリノは電子ニュートリノだけである：

$$\phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}} = \phi(\nu_e). \quad (4)$$

2つ目のモードは、中性カレント反応に対するもので、ニュートリノによる衝突によって重陽子核が壊されて飛び出した中性子が他の核に捕獲される際に出るガンマ線を検出する。この反応には3種類のニュートリノすべてが関与できるので、3種類のニュートリノの総和が測定されるが、このモードによる実験の解析結果はまだ出ていない[†]。3番目のモードはスーパーカミオカンデと同じくニュートリノによって弾性散乱を受けた電子が発するチェレンコフ光を検出するものである。

もしMSW 効果仮説が正しいとすれば、太陽中心部で発生する電子ニュートリノフラックスは、地球に飛来した時には電子ニュートリノ、ミューオンニュートリノ、タウニュートリノの混ざった状態になっているから、これらの総和に等しい。SNO ではこれまでのところ、荷電カレント反応モードと弾性散乱モードでのデータが取れている。弾性散乱モードについて言えば、水タンクの大きさが反応の総数に比例するから、スーパーカミオカンデの巨大さがものをいって、精度はスーパーカミオカンデのデータの方が高い。そこで、スーパーカミオカンデのデータとSNO の荷電カレント反応モードのデータを組み合わせると、太陽中心部で発生した電子ニュートリノフラックスを精度良く見積もることができる：

$$\begin{aligned} \phi_{\odot}(\nu_e) &= \phi(\nu_e) + \phi(\nu_{\mu,\tau}) \\ &\approx \phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}} + (\phi_{\text{SK}} - \phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}})/0.15. \end{aligned} \quad (5)$$

結果は、進化計算に基づく太陽モデルから期待される値と矛盾がなく、太陽ニュートリノ問題がニュートリノの質量がゼロでないことに起因していたことが明らかになったとして、華々しいニュースとして公開された[22]。実験の解説とこの結果を踏まえての、今後の実験的研究については、中畑と鈴木によるレビューに詳しい[23]。

[†]文末追記参照

5. 進化論に基づく太陽モデルの構築

太陽ニュートリノ問題が太陽モデルの不備によるものではなくニュートリノについての未知の物理であることが明らかになったとすれば、次なる課題はニュートリノのパラメータを決めることである。ニュートリノのパラメータの決定は、太陽モデルに基づく理論予測値と実測値の比較からなされる。したがって精度の高い太陽モデルが必要となる。進化論に基づく最新の太陽モデルの音速構造と密度構造の日震学で求めたものとの差は、日震学の観測誤差よりかなり大きいということはすでに述べた。であれば、日震学を活用すれば、より真に近い太陽モデルを構築できようというものである。

手始めに、進化論に基づいた太陽モデルをどうやって構築しているのかをおさらいしておこう。基本的な仮定および要請事項は以下のとおりである：

- ・太陽は静水圧平衡にあり、自己重力をガス圧力が支えている、
- ・太陽は熱平衡にあり、核融合で発生するエネルギーと放射で消費するエネルギーがバランスしている、
- ・進化を通して、太陽は球対称とする、
- ・誕生時の化学組成の分布は一様である、
- ・化学組成分布は、拡散と核融合反応とによる変化だけとする、
- ・進化を通して、質量降着も流出もない、
- ・核反応率、輻射吸収係数、状態方程式、対流理論、拡散といった素過程の記述には最新の物理を適用する、
- ・現在の太陽年齢は45億年とする、
- ・現在の太陽年齢時に、モデルの質量、半径、光度は、測定された値に合致する、
- ・初期の化学組成は、現在の太陽年齢時のモデルの表面化学組成が、分光観測によって測定された表面化学組成に合致するように選ぶ。

これらの内、静水圧平衡の仮定は必須である。静水圧平衡からずれても平衡を回復するまでの時間尺度は1時間程度であるからだ。現在の太陽の質量、半径、光度も高精度で測定されているので、これらの値の採用も必須である。分光観測で測定する表面化学組成も信頼性が高い。これらに比べると上に掲げた他の仮定は観測的証拠は十全とは言い難い。例えば、すでに述べたように、太陽の進化途中での不安定性が示されており、それに伴って太陽内部の化学組成の混合が起きる可能性が排除できない。

宇宙の元素組成は、水素が一番多く質量比にしておよそ3/4を占め、残り1/4の大部分はヘリウムが占めている。そこで、天文学、特に恒星の内部構造を議論する際には、水素の質量組成比を X 、ヘリウムの質量組成比を Y 、そしてリチウムより重いすべての元素を一纏めに重元素と称してその質量組成比を Z と記すのが普通である ($X+Y+Z=1$)。モデルの光度と表面化学組成は、誕生時の水素組成比 X_0 と重元素組成比 Z_0 に主に依存している。一方半径は対流の取り扱いに強く依存する。対流の理論的扱いはいまだ完全ではなく、エネルギー運搬効率を表すパラメータを導入せざるを得ない状況にあり、普通は混合距離をパラメータとしている。結局、「標準太陽モデル」という名前で呼ばれる進化理論に基づく太陽モデル作りは、理論として完全というわけでは決してなく、モデルの光度、半径、表面化学組成が太陽の観測量に合うように、 X_0 、 Z_0 と混合距離の3つのパラメータを都合よく決めている、というのが実状である。

6. 日震学に基づいた太陽モデルの構築

日震学から太陽内部の音速構造と密度構造が決められることはすでに述べた。ニュートリノフラックスを見積もるには、これらのほかに更に温度構造と化学組成分布を必要としている。この章では、進化理論に基づくモデルを離れて、信頼度の高い観測データに忠実に太陽モデルを構築することを試みよう。信頼度の高い観測データとは、現在の太陽の質量、半径、光度、表面化学組成、それに日震学によって観測された音速構造と密度構造である。仮定は

- ・モデルの質量は太陽質量、
- ・モデルの半径は太陽半径、
- ・モデルの光度は太陽光度、
- ・モデルの音速分布は日震学で求められた音速分布、
- ・モデルの密度分布は日震学で求められた密度分布、
- ・モデルは静水圧平衡、
- ・モデルは熱平衡、
- ・核反応率、輻射吸収係数、状態方程式は最新のもの、
- ・対流層では化学組成一様であり、分光観測によって求められた表面化学組成に合致、

というものである [24]。

現実の太陽が熱平衡にあるか否かは、すでに述べたように観測的には結論づけられていない。平衡状態からずれても平衡を回復するまでには1千万年かかるからであり、その間の収縮もしくは膨張速度は微々たるもので観測的に判断することは困難だからである。ここでは熱平

衡を仮定してモデルを構築する。この仮定が妥当か否かは、モデルの ^8B -ニュートリノフラックスが実測値と合うか否かによって決めることができる。

上記仮定の下でのモデル構築のための基本方程式は、進化論に基づく場合と見かけ上は同じである。違いは、進化論モデルの場合は、独立変数としてラグランジュ座標の質量を採るのに対して、今の場合は、オイラー座標である中心からの距離を採ることである。これらは、天体物理学の多くの教科書に記述があるが、質量保存、静水圧平衡、エネルギー平衡、それにエネルギー輸送の式である：

$$dm/dr = 4\pi r^2 \rho, \quad (6)$$

$$dP/dr = -Gm\rho/r^2, \quad (7)$$

$$dL_r/dr = 4\pi r^2 \rho \epsilon, \quad (8)$$

$$dT/dr = \begin{cases} -3\kappa\rho L_r/(16\pi acT^3 r^2) & \text{輻射の場合} \\ (1-1/\Gamma_2)Td \ln P/dr & \text{対流の場合.} \end{cases} \quad (9)$$

ここで、 m 、 P 、 T 、 L_r は、それぞれ半径 r の球内の質量、その半径での圧力、温度、光度であり、 Γ_2 は断熱指数、 κ と ϵ は、輻射吸収係数と核反応率であり、 G 、 a 、 c は、それぞれ重力定数、ステファン定数、それに光速速度である。エネルギー輸送の形態は、輻射温度勾配が断熱温度勾配より急であれば対流、緩やかであれば輻射を取る。境界条件は、中心で質量、光度ともにゼロ、そして太陽半径で光度が太陽光度となり質量が太陽質量となることである。

上記の微分方程式の左辺に現れる従属変数は、質量、圧力、光度、それに温度の4変数である。一方、右辺にはこれらのほかに、密度、輻射吸収係数、核反応率が現れるから、熱力学的物理量と化学組成をリンクさせてこれらを記述する、状態方程式等、補足的な式が必要である：

$$\rho = \rho(P, T, X_i), \quad (10)$$

$$\kappa = \kappa(P, T, X_i), \quad (11)$$

$$\epsilon = \epsilon(P, T, X_i). \quad (12)$$

ここで、 X_i は、 i 種の元素の質量組成比を表す。

日震学モデルを記述する式(6)–(9)は、進化論的モデルを記述する式と同じではないか、と指摘されるかも知れない。見かけは、そのとおりである。進化論に基づくモデルの場合は、化学組成の分布の時間変化を、初期の分布は空間的に一様として、初期値問題として追い、それぞれの時点で与えられた化学組成の空間構造につい

て上記の空間についての境界値問題(6)–(9)を解く訳である：

$$\partial X_i(t, m) / \partial t = (\partial X_i / \partial t)_{\text{核反応}} + (\partial X_i / \partial t)_{\text{拡散}} \quad (13)$$

先に指摘した不安定性に伴うミキシングが実際に起きるのであれば、右辺にそれに対応する項を加えねばならないが、標準進化モデルでは、そのような項を考慮しない。また、対流層では、 $\partial X_i / \partial m = 0$ とする。これに対し、日震学モデルでは、時間発展は追わずに、次のようにして(6)–(9)を解く。まず、水素とヘリウムの質量組成比を X と Y と表し、これらより重い他の元素の総和を Z と表すことにすると($X+Y+Z=1$)、音速も密度も熱力学的物理量であるから、他の2つの熱力学的物理量、例えば圧力と温度、と X と Z で表されることに着目する：

$$c = c(P, T, X, Z), \quad (14)$$

$$\rho = \rho(P, T, X, Z). \quad (15)$$

日震学から、音速と密度は r の関数としてわかっている。逆に、半径 r での X と Z は、圧力、温度と、日震学で決められたそこでの音速 c_{inv} 、密度 ρ_{inv} によって表すことができる：

$$X = X(P, T, c_{\text{inv}}, \rho_{\text{inv}}), \quad (16)$$

$$Z = Z(P, T, c_{\text{inv}}, \rho_{\text{inv}}). \quad (17)$$

この X と Z を代入すれば、輻射吸収係数と核反応率も、また、圧力、温度、それにそこでの音速と密度で表されることになり、結局、基礎微分方程式の右辺に現れる変数は左辺の従属変数で表されることになって、方程式(6)–(9)は解けることになる。ここで注意すべきことの1つは、この解法では、直接現在の太陽の構造を解くことができる点である。また、化学組成の分布についても仮定を置くことなく、解としてこれらを決めることができる点である。

対流層の深さが、日震学で得られる音速分布に見られる折れ曲がりの位置から、決定できることはすでに述べた。輻射層から対流層に遷移する境界では、温度勾配が輻射温度勾配から断熱温度勾配へと遷移する。また、対流層では、もはや核エネルギーは発生しないので、光度は表面光度に等しい。そこで、これらを条件とすれば、外側の境界条件を表面ではなく、輻射層と対流層の境界に置き換えることができる[25]。進化理論に基づく太陽モデルの構築にあたっては、対流の理論的取り扱いに不安定性が残っていたが、日震学に基づく場合には、このように境界条件を置くことによって、輻射層だけを取り扱

えばよいことになり、理論的扱いに難のある対流を扱わずにすませることができ、これも進化論モデルに比べて好都合である。

7. 日震学に基づく太陽モデルとニュートリノフラックス

実際問題としては、先の章で述べた処方に従って Z の分布構造を求めるのは、状態方程式の Z 依存性が強くないので、得策ではない。代わりに、日震学で決めた音速構造のほかに、密度構造ではなく、様々な Z の分布を与えて、それぞれの Z 分布に対して基礎方程式を解いて密度構造を求め、日震学で求めた密度構造に最も合う密度構造を与える Z 分布を探す方が効率的だ。 Z 分布が与えられれば、半径 r での X は、圧力、温度、そこでの音速と Z の値によって表されるから、密度、輻射吸収係数、核反応率もこれらの関数となり、基礎方程式が閉じた形になるわけである。問題は Z 分布の違う様々なモデルから密度構造が与えられたものに近いモデルを探し出すということになる。 σ_ρ を日震学によって決定した密度の分散とすれば、次の式で定義する F を最小にするようなモデルを探すことに対応する：

$$F \equiv \int_0^{r_{\text{conv}}} [\rho_{\text{inv}}(r) - \rho_{\text{model}}(r)]^2 / \sigma_\rho^2 dr. \quad (18)$$

すでに詳細のわかっているモデルを擬似太陽にした数値実験を行った結果、密度構造を再現するには、 Z の値を少数点以下第3位の桁まで決める必要があるものの、第4位の桁を決めることはできないことが判明した。そこで、渡辺と筆者は、 Z の関数形を、ステップ幅は太陽半径(R_\odot と記す)を単位にして $(r/R_\odot)0.1$ 刻み、ステップは $\Delta Z = 0.001$ 刻みのステップ関数として、系統的に作成し、それらについて上に述べた要領で太陽モデルを作成した[26]。

このようにして決めた X 、 Y 、 Z の関数形をFig.3に示す。太線はベストフィットのモデルであり、物理素過程の不定性と制限条件につけた音速と密度構造の誤差の双方に基づく1シグマの誤差範囲を、 X 、 Y については細線で、 Z については点線で示してある。参考のために、Bahcallらによる最新の進化論太陽モデルを点線で示す[15]。 Z についての図に見られるように、 Z の誤差はかなり大きい。こんなに誤差が大きくては、とお思いの方々もおありであろうが、強調しておくべき点は、とにかくにも、日震学データによって、太陽内部は Z の分布までも決定できるというこのことである。大きな誤差

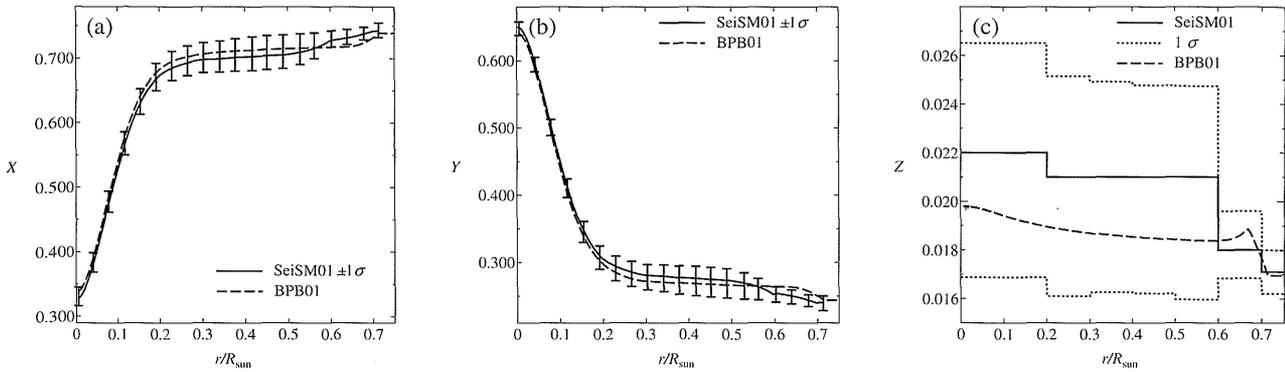


Fig. 3 Chemical composition profiles in the radiative core ($r \leq 0.713R_{\odot}$) of the seismic solar model by Watanabe and Shibahashi [26]. The outer convective envelope is assumed to be chemically homogeneous. The best-fit model corresponds to the thick lines and the 1σ error levels are shown by tick bars in the panels (a) and (b) and by dotted lines in panel (c). For comparison, the evolutionary model by Bahcall *et al.* [15] is shown by the dashed line.

の要因が何かというと、実はこれは日震学データの誤差が主たるものではなく、ppチェーンの最初の陽子と陽子の原子核反応断面積の不定性が主たる要因である。したがって、恒星進化論で使われるのと同じ物理素過程を使って、日震学は今現在の太陽の正確な内部構造モデルを構築できるのである。

いったん、太陽モデルが構築されれば、そのモデルに基づいてニュートリノフラックスを計算するのに困難はない。Fig. 4は、渡辺と筆者による日震学太陽モデルに基づく、GALLEX, GNO, SAGEのガリウムを用いたニュートリノ検出、ホームステーキでの塩素を用いたニュートリノ検出、それにスーパーカミオカンデとSNOの ^8B -ニュートリノ検出での理論値である[26]。それぞれのグループで左から2番目のバーが日震学モデルの理論値を示し、その数値をバーの上に記す。ガリウムと塩素による検出用数値の単位は、毎秒標的原子あたり 10^{-36} 回の作用で定義されるSNU(太陽ニュートリノ単位)であり、 ^8B -ニュートリノ用の数値単位は $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。各理論値の内訳が色合で区別して表示してある。誤差は、1シグマレベルを示す。参考のために、Bahcallらによる最新の進化論太陽モデルの値をそれぞれのグループの一番左のバーで表示した[15]。日震学モデルと進化論モデルの数値自身は大きく違うことはない。しかし、ここで改めて強調する必要があるのは、両者のモデルのコンセプトは違うことである。日震学に基づくモデルは、直接、観測データに基づいて構築されている。ニュートリノパラメータを決めるために実験データと比較をする際には、モデル構築に際しての不定性が少ない日震学モデルを使うのが適当であろう。見かけ上、ニュートリノフラックスの誤差は、日震学モデルの

方が大きいと指摘される方もおありであろう。先に述べたように、構築された日震学モデルの誤差の主たる源は、pp反応の断面積である。このことは、進化論モデルの場合も同じである。この反応率の不定性のニュートリノフラックスへの影響を考えて見よう。進化論モデルの場合には、モデルの光度を太陽光度に保つために、反応率が下がった影響は、中心部の温度と密度が上がることによって補われる。一方、日震学モデルの場合には、反応率が下がっても、密度は日震学で制限されているから、中心部の温度上昇でしか補えない。したがって、日震学モデルの方が中心温度への影響は大きく、それゆえ、温度に敏感なニュートリノフラックスへの影響も見かけ上大きいのである。言うまでもなく、観測データに忠実である日震学モデルならでのことであり、不定性の見積もりとしては、進化論モデルよりも適切であろう。

Fig. 4には、観測されたニュートリノフラックスも示してある[27-29]。 ^8B -ニュートリノに関しては、SNOにおける荷電カレント反応モード(CC)による測定値[22]、スーパーカミオカンデとSNOの弾性散乱モード(ES)による測定値[30]、それに、MSW効果を想定した上でSNOにおける荷電カレント反応モードとスーパーカミオカンデの弾性散乱による測定値を組み合わせで見積もった、太陽で発生した時点でのニュートリノフラックス[22]を示してある。図から明らかなように、SNOとスーパーカミオカンデを組み合わせで見積もった値は、理論予測値と矛盾がなく、太陽モデル構築時に仮定した、熱平衡の仮定は妥当であったと言えることになる。

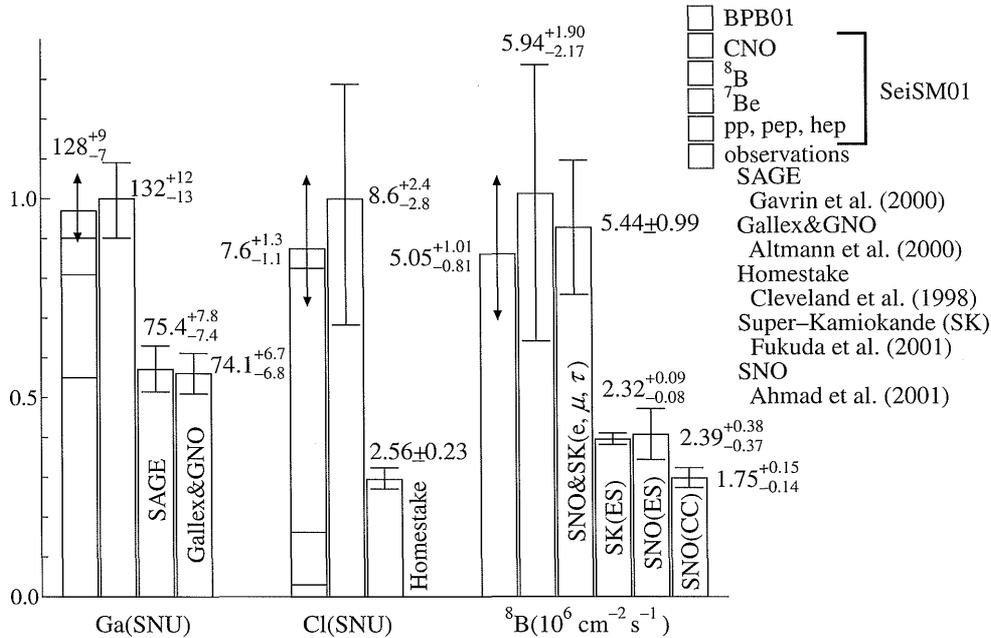


Fig. 4 Comparison of theoretically expected neutrino fluxes with the observations. Each of the neutrino fluxes is scaled with respect to the value of the seismic solar model by Watanabe and Shibahashi [26].

8. 今後

大気ニュートリノでのニュートリノ振動の証拠に続いて、新たに、SNO とスーパーカミオカンデを組み合わせた太陽⁸B-ニュートリノ量が日震学太陽モデルからの理論予測値と矛盾がないことが明らかになったことによって、太陽ニュートリノ問題は太陽モデルの不備に起因していたのではなく、ニュートリノ振動が原因であることが確実にされた。次にするべきは、ニュートリノのパラメータ、すなわち、質量差と混合角の値の決定である。このためには、実測値と理論値の比較によってなされるわけだが、理論値を求めるには、進化論に基づくモデルではなく、多くの観測データに忠実で理論的不定性の少ない日震学に基づくモデルを使うのが適切であろう。考えてみると、日震学とは、いわば、太陽をじっと眺めて太陽面の振動を解析するものである。太陽を注意深くじっと眺めることが、素粒子のパラメータの決定に繋がるといふのだから、科学は面白い。

校正段階での追記 (16, May 2002) :

本稿を投稿した後の4月20日に、SNO の中性カレント反応の解析結果が発表された (Q.R. Ahmad *et al.* (2002), http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/results/_04/_02/). 4章で述べたように、中性カレント反応のモードでは、3種類のニュートリノの総和が測定できる。測定結

果は、スーパーカミオカンデのデータとSNOの荷電カレント反応モードを組み合わせた結果と矛盾がなく、太陽ニュートリノ問題はニュートリノ振動が原因であることが確実なものとなった。

参考文献

- [1] J.N. Bahcall and R. Davis, Jr., *Essays in Nuclear Astrophysics*, eds C.A. Barnes, D.D. Clayton and D.N. Schramm (Cambridge University Press, 1982) p.243.
- [2] J.N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989).
- [3] F.W. Dilke and D.O. Gough, *Nature* **240**, 262 (1972).
- [4] W. Unno, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **27**, 81 (1975).
- [5] R.B. Leighton, R.W. Noyes and G.W. Simon, *Astrophys. J.* **135**, 474 (1962).
- [6] G. Berthomieu, J. Provost, A. Rocca, A. J. Cooper, D. O. Gough and Y. Osaki, *Nonlinear and Nonradial Stellar Pulsation*, eds H.A. Hill and W.A. Dziembowski (Springer-Verlag, 1980) p. 307.
- [7] F.-L. Deubner and D.O. Gough, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 593 (1984).
- [8] D. Gough and J. Toomre, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **29**, 627 (1991).
- [9] F. Hill *et al.*, *Science* **272**, 1292 (1996).
- [10] A.G. Kosovichev *et al.*, *Solar Phys.* **170**, 43 (1997).
- [11] D.O. Gough and M.J. Thompson, *Solar Interior and At-*

- mosphere*, eds A.N. Cox, W.C. Livingston, and M. Matthews (University of Arizona Press, 1991) p. 519.
- [12] J. Christensen-Dalsgaard, D.O. Gough and M.J. Thompson, *Astrophys. J.* **378**, 413 (1991).
- [13] S. Basu and H.M. Antia, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **287**, 189 (1997).
- [14] J. Christensen-Dalsgaard *et al.*, *Science* **272**, 1286 (1996).
- [15] J. N. Bahcall, M.H. Pinsonneault and S. Basu, *Astrophys. J.* **555**, 990 (2001).
- [16] S. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, *Nuovo Cimento* **9C**, 17 (1986).
- [17] L. Wolfenstein, *Phys. Rev* **17D**, 2369 (1978).
- [18] 南方久和：パリテイ (2002年4月号) p.32.
- [19] Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [20] 梶田隆章：日本物理学会誌 **53**, 783 (1998).
- [21] 中村健蔵：日本物理学会誌 **56**, 826 (2001).
- [22] Q.R. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301-1 (2001).
- [23] 中畑雅行, 鈴木洋一郎：日本物理学会誌 **57**, 171 (2002).
- [24] H. Shibahashi, *Frontiers of Neutrino Astrophysics*, eds Y. Suzuki and K. Nakamura (Universal Academy Press, 1993) p.93.
- [25] M. Takata and H. Shibahashi, *Astrophys. J.* **504**, 1035 (1998).
- [26] S. Watanabe and H. Shibahashi, *submitted to Publ. Astron. Soc. Jpn* (2002).
- [27] V.N. Gavrin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91**, 36 (2001).
- [28] M. Altmann *et al.*, *Phys. Lett. B* **490**, 16 (2000).
- [29] B.T. Cleveland *et al.*, *Astrophys. J.* **496**, 505 (1998).
- [30] S. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5656 (2001).



しば はし ひろ もと
柴橋博資

東京大学大学院理学系研究科教授。理学博士。1979年(昭和54年)東京大学大学院理学系研究科天文学専攻博士課程修了。東京大学理学部助手、助教授を経て現職。この間、リェージュ大学、コロラド大学、カリフォルニア大学(サンタバーバラ校)において研究に従事。研究分野は天体物理学。趣味：この4月からの楽しみは、テレビのスポーツニュースを見ることと、新聞のスポーツ欄を読むこと、そして秋に17年物の美酒をあけること。

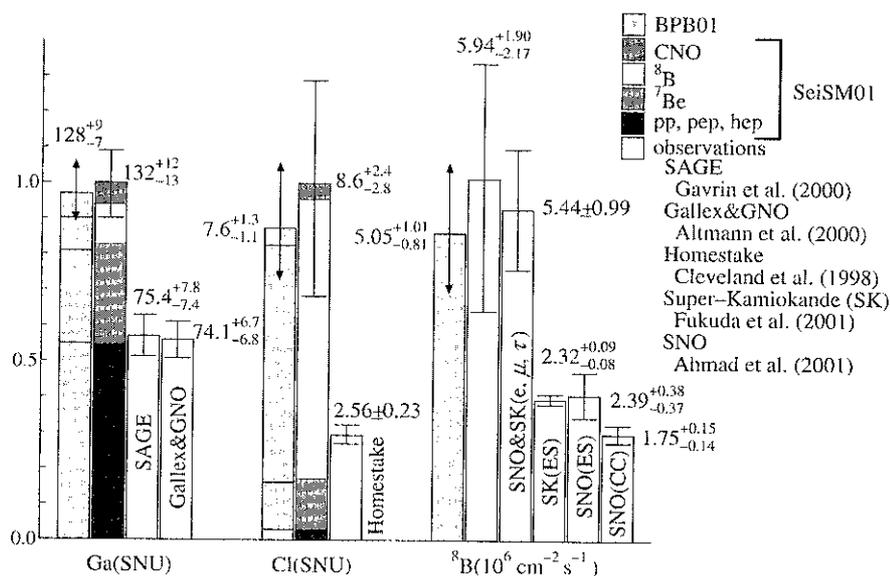
Vol.78 6月号についての訂正

6月号において以下の間違いがありました。
お詫びして訂正申し上げます。

解説「ニュートリノ・日震学・太陽モデル」 柴橋 博資

・ p.506 Fig. 4

正しい図は以下になります



・ p. 506 左コラム下から 3 行目のアドレス

正しくは http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/results_04_02/です。

また

<http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/publications.html>

Q.R.Ahmad *et al.*, Phys. Rev.Lett. 89, 011301 (2002). もあわせてご参照ください。

本会記事

・ p. 607 招待講演公募記事の掲載頁番号

正しくは 「5月号 p.476」です