

中性子星震学で探る原子核パラメーター

祖 谷 元

〈国立天文台 理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1〉

e-mail: hajime.sotani@nao.ac.jp



重い星が最期を迎え超新星爆発を起こすと、残骸の中に中性子星と呼ばれる天体が残ることがある。地上では実現困難な極限状態を実現する中性子星は、極限状態での物理を理解するうえでたいへん良いサンプルといえよう。特に、星内部は超高密度となるため原子核物理からは決めかねる情報に対しても、中性子星観測から示唆を与えることができるかもしれない。その際、星の振動から内部状態を探る「星震学」と呼ばれる手法が有効である。中性子星の振動を直接捕らえた事例はまだほとんどないが、軟γ線リピーターで観測された巨大フレア現象の減衰過程で発見された準周期的振動は、中性子星の振動を強く反映していると考えられている。今回、われわれは中性子星の表面付近のクラスト領域でのズレ振動に着目し、観測された準周期的振動と同定することで、クラスト領域における状態方程式に制限を与えることを目指した。天体観測から原子核物理に迫る第一歩といえよう。

1. 極限状態を具現する中性子星

星は内部で核融合ができなくなると自身の重力を支えられず、重力崩壊する。ある程度重い星ではその最期に超新星爆発が起こり、コンパクトな天体が残ると考えられている。その際、親星の質量や爆発の状況に応じて、中性子星やブラックホールが残される。中性子星の存在はパルサーの発見により広く信じられているが、その内部は標準核密度を超える超高密度状態になっている。また、パルサーの観測からは10の12-13乗ガウスの磁場を伴っていると考えられる一方で、その1,000倍もの磁場を伴った強磁場中性子星（マグネター）の存在も示唆されている。さらに、コンパクト天体周辺は太陽系に比べるとずっと重力場が強くなる。そのため、中性子星やその周辺は、地球上では実現困難な極限状態における物理現象を調べることができる最適な「実験室」と考えられる。

1.1 標準核密度

地球上の物質の多くは安定な原子核でできている。原子核は陽子数と中性子数で特徴づけられ、化学的な性質は原子核の種類により異なる。しかし、質量数が A の原子核は、種類によらず半径が $1.2 \times A^{1/3}$ であることが実験的に知られている。つまり、原子核の種類によらず原子核の密度はほぼ一定であることになり、この性質を「密度の飽和性」と呼ぶ。この飽和密度が標準核密度であり、その値は $\rho_0 = 2.68 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ である。

この密度の飽和性のため、地上実験で得られる制限は標準核密度付近のものに限られてしまう。理論的には高密度領域の研究が古くから行われているが、実験的に制限が難しいのはこのためである。

1.2 中性子星の構造

球対称な中性子星の構造は、圧力勾配と重力の釣り合いに関する相対論的な式（TOV方程式）を解くことで決まる。その際、中性子星物質の性質を表す状態方程式が必要となる。しかし、上述

のとおり高密度領域における状態方程式はいまだ不確定である。さまざまな原子核理論や核力モデル、成分に依存したいくつもの状態方程式が提唱されている。その中からいずれかを採用すれば、中性子星の半径と質量の関係が求まる。

一方で、状態方程式によらず、中性子星のおおよその構造に関しては理解が得られている。星表面付近は薄い大気で覆われているかもしれない。その内側は、クーロン相互作用により原子核が格子構造を形成したクラストと呼ばれる固体領域である。さらに、密度が上がり標準核密度の半分程度に達すると一様核物質となり流体的に振る舞う。クラストより内側の一様核物質の領域をコアと呼ぶ。また、星中心付近は、標準核密度に比べ非常に密度が高くなるため、クォーク物質が出現しているかもしれない。

中性子星の大部分はコア領域で占められ、クラスト領域はせいぜい半径の10%程度である。地上実験でよく制限のできる領域が標準核密度程度であることを考えると、中性子星の構造はいまだよく理解されていないことがわかるであろう。

1.3 中性子星星震学

突然ではあるが、ここでスイカの話をしたと思う。筆者はスイカに特段の思い入れはないが、スイカをこよなく愛する方にとっては、いざ購入する際に一番美味しい（ちょうどよく熟れた状態の）スイカを選ぶということは重要な問題となるかもしれない。しかし、当然のことながら、割ってみない限り中を見ることはできない。では、どうすれば、割らずにスイカの内部状態を知ることができるだろうか？ ご存じの方も多いと思うが、スイカ愛好家による長年の努力の結果、素晴らしい経験則が知られている。つまり、外から叩いてみるということだ。スイカを割らない程度に叩いてみると、内部の熟れ具合に応じて音の高さが異なる。熟れていないと高い音が、熟れすぎて

いると低い音がという具合に。このようにして、内部状態に応じた音（振動数）を知ることで、割らずとも内部を「知る」ことができるわけである。

この手法は、さまざまな方面に応用されている。例えば、地球での地震波を解析することで地球内部の情報を知ろうとする地震学、太陽表面での振動パターンを観測することで太陽内部の状態を調べる日震学などである。同様に、中性子星からの振動を観測することができれば、星内部の状態を反映した振動数から逆問題として、見えない星内部の痕跡を引き出すことが可能だろうと期待される。これが、中性子星星震学である。

2. 準周期的振動の発見

中性子星の振動を観測するとなると、重力波が最有力であろう。しかし、残念ながら重力波の観測にはまだ成功していない。一方で、巨大フレア現象の減衰過程において準周期的振動が発見された^{1), 2)}。巨大フレア現象が観測された軟 γ 線リピーターはマグネターと考えられているため、発見された準周期的振動は中性子星の振動に密接に関連していると思われる*1。これまで、少なくとも三つの巨大フレア現象が観測されており、そのうち二つで複数の準周期的振動が見つまっている（SGR 1806-20とSGR 1900+14）。

準周期的振動の発見後、振動数を説明すべく多くの試みがなされた。中性子星の振動は、そのパリティで軸性振動と極性振動に分けられる。軸性振動は、図2ように星の変形を伴わない振動であるのに対して、極性振動は動系方向の変化を伴う振動である（筆者は絵心がないため極性振動の概念図はご容赦いただきたい）。特に、密度変化を伴う極性振動は典型的にキロヘルツとなるため、観測された準周期的振動が数十ヘルツからキロヘルツと幅広く分布することを考えると少なくとも低い振動数を説明するには役不足である。そ

*1 残念ながら、軟 γ 線リピーターの放射メカニズムの詳細は未解決問題である。

ここで軸性振動である、磁気的な振動とクラストでのズレ振動が注目されている。

磁気的な振動は、当然、星内部の磁場構造に依存することになるが、双極磁場を仮定した場合、振動数は連続スペクトルとなる³⁾⁻⁶⁾。また、中性子星の表面付近で励起される振動は、磁場の強さに強く依存することも示されている⁶⁾。つまり、磁場が弱い場合はクラストのズレ振動が励起されるのに対して、磁場が強い場合には磁気的振動となる。これに対して、観測的に示唆されているSGR 1806-20とSGR 1900+14の磁場の強さは、星表面付近で励起される振動の種類が変わる磁場の強さと同程度である^{7), 8)}。そこで、ここでは準周期的振動をクラストでのズレ振動と同定することで、クラスト領域における状態方程式に制限を与えることを目指す。いずれにせよ、磁気的な振動で観測された準周期的振動を説明するのには、中性子星内部の磁場構造など不定性が大きいかもしれない。

3. 原子核飽和パラメーターの制限に迫る

中性子星のコア領域と違い、クラストの状態方程式は上述のとおり、地上実験で比較的制限のできる密度領域である。しかし、地上における原子核は、陽子数と中性子数がほぼ同数であるため、中性子過剰な物質に対する制限を得るのは難しい。一方、中性子星はその名が示すとおり、中性子が星のほとんどを占めるため、中性子過剰な状態における情報を得るのに都合が良い。

3.1 原子核飽和パラメータ

クラストでのズレ振動を考える上で、まずはクラストの平衡解を用意する必要がある。零温度の核物質に対して、1核子当たりのバルクエネルギー

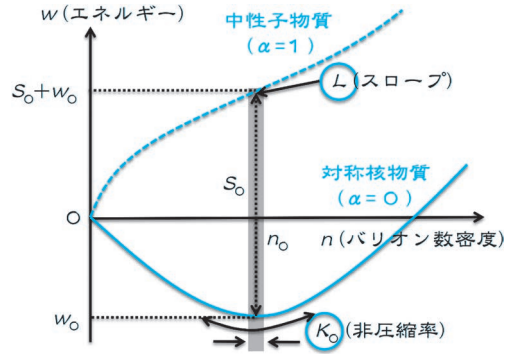


図1 対称核物質の飽和密度付近における1核子当たりのバルクエネルギーのバリオン数密度依存性. 五つの原子核飽和パラメーター (w_0, n_0, S_0, K_0, L) を用いて表せる. ここで、 n_0, w_0, K_0 は、それぞれ対称核物質の飽和密度、飽和エネルギー、非圧縮率に対応する. さらに、 S_0 と L は核物質の対称エネルギーに関連するパラメーターで、 $n=n_0$ における対称エネルギーと中性子物質の密度依存を表すスロープパラメーターである。

ギーは対称核物質の飽和密度付近で、バリオン数密度 (n) と中性子過剰度 (α) を用いて次のように展開できる⁹⁾。

$$w = w_0 + \frac{K_0}{18n_0^2} (n - n_0)^2 + \left[S_0 + \frac{L}{3n_0} (n - n_0) \right] \alpha^2$$

この展開式を用いて、陽子数と中性子数が同じ対称核物質 ($\alpha=0$) と中性子核物質 ($\alpha=1$) の場合をバリオン数密度の関数として図1に示す。

ここで、五つの展開パラメーターのうち、 n_0, w_0 と S_0 は、飽和密度での絶対値であるため、地上実験からも比較的精度よく決まるのに対して、飽和密度付近での微分量である残りの二つのパラメーター (K_0 と L) は原子核密度の飽和性から制限が難しい。そこで、 K_0 と L をフリーパラメーターとして選び、残りの三つのパラメーターは地

*2 通常TOV方程式を解く場合、例えば中心密度を与えて中心から表面に向かって積分し中性子星を構築するかと思うが、今回はコア領域の状態方程式に関する不定性を避けるために、星の質量と半径を与えて星の表面からクラストの基底まで積分することで、クラストの平衡解を構築する。

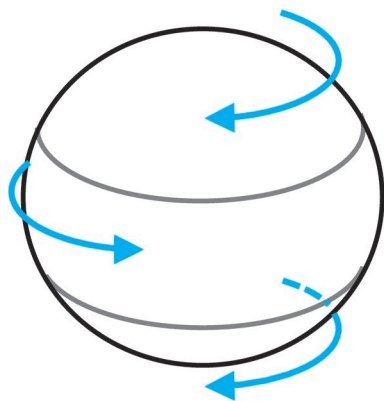


図2 $l=2$ のズレ振動を表す模式図.

上実験を再現するように最適化された現象論的な状態方程式¹⁰⁾を用いてクラストの平衡解を構築することに²⁾。

また、クラスト内でも密度がある程度高くなると、原子核に束縛されていた中性子が原子核の周りに漏れ出し始める。そして、漏れ出し中性子の一部は超流動として振る舞うと考えられる。この中性子の超流動性の効果も、最近の研究結果¹¹⁾をもとに計算に取り入れることにする。

3.2 クラストでのズレ振動

クラストでのズレ振動は、クラストが固体であることにより生じるズレ弾性率(μ)により特徴づけられる。ここでは、一様分布した電子の上の体心立方格子構造において定式化されたズレ弾性率を採用する¹²⁾。ズレ振動の従う式は、エネルギー保存則を線形化することで得られる¹³⁾。得られた摂動方程式に対して、適切な境界条件を課すことで、解くべき問題は振動数を固有値とする固有値問題に帰着する。角度方向は球面調和関数で展開しているため、それぞれの方位量子数(l)

ごとに、ズレ振動数を求めることになる^{*3)}。軸性振動であるズレ振動は、2以上の l に対して解が存在する。最低次の $l=2$ のズレ振動を表した模式図を図2に示す。

前に述べたとおり、コア領域は一様物質となり流体的に振る舞うためズレ弾性率は零となり、必然的にズレ振動はクラスト領域に局在することになる^{*4)}。このおかげで、コア領域の状態方程式に対する不定性を排除した議論が、ズレ振動の解析を通して可能となる。これが、クラストでのズレ振動に着目する利点である。さらに、中性子星のモデル(半径や質量)を変え、系統的に固有値問題を解いた結果、ズレ振動の基本振動数は飽和パラメーター K_0 にはほとんどよらず、 L にのみ依存することがわかった¹³⁾。そこで、これ以降はズレ振動の基本振動数と L の関係に着目する^{*5)}。

ズレ振動は図2のようにクラスト領域をシア速度で伝わるせん断波であるため、振動数はシア速度($v_s = \sqrt{\mu/\rho}$)に比例することになる¹⁴⁾。ここで、 ρ はエネルギー密度を表す。そのため、原子核から漏れ出した中性子が超流動として振る舞うとすると、その分のエネルギー密度はズレ振動に寄与しないことになり、実質的にシア速度は大きくなる。その結果、超流動の効果を考慮するとズレ振動数は大きくなる傾向にある¹⁵⁾。

3.3 準周期的振動との比較

まずは、典型的な1.4太陽質量で半径12 kmの中性子星モデルを用いた場合に、得られるさまざまな l に対応するズレ振動数の L 依存性を図3に示す。同じ図に、SGR 1806-20で観測された準周期的振動数のうち特に100ヘルツ以下のものを鎖線で記す。この図より、観測された準周期的振

*3) クラストの平衡解が球対称であるため、磁気量子数に関しては $m=0$ に縮退する。

*4) 中性子星のコア領域深部でハドロン物質からクォーク物質への相転移が存在した場合、その混合層ではハドロン物質中でクォーク物質が格子構造をとるため固体的に振る舞うと考えられる。その場合は、ハドロン・クォーク混合層でもズレ振動は励起されるだろう。

*5) ズレ振動の高調波振動数はクラストの厚さに依存することが知られている¹⁴⁾。一方、クラストの厚さは L だけでなく K_0 にも依存するため、高調波の振動数を考えると K_0 依存性も見えてくると期待される¹³⁾。

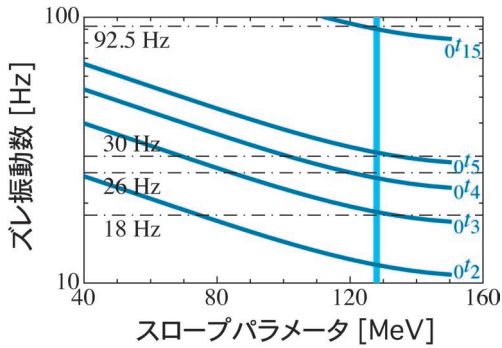


図3 1.4太陽質量で半径12 kmの中性子星モデルで予想されるズレ振動数の L 依存性. 鎖線はSGR 1806-20にて観測された準周期的振動数. 参考文献16から引用.

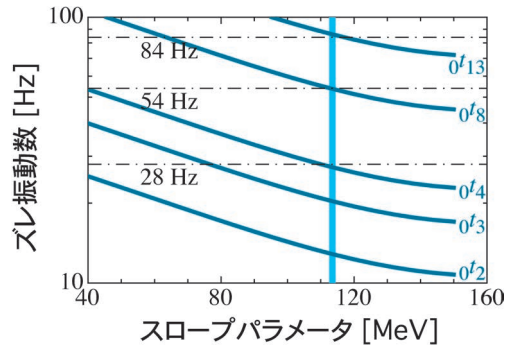


図5 1.4太陽質量で半径12 kmの中性子星モデルで予想されるズレ振動数の L 依存性. 鎖線はSGR 1900+14にて観測された準周期的振動数. 参考文献16から引用.

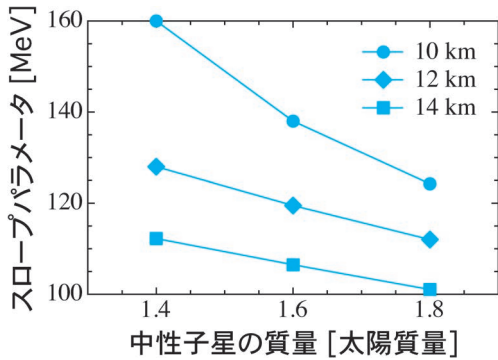


図4 さまざまな中性子星モデルに対して, SGR 1806-20で観測された準周期的振動数を説明するための最適な L の値. 参考文献16から引用.

動数を $l=3, 4, 5, 15$ のズレ振動と同定すると, $L=128$ MeV のときによく観測事例をズレ振動にて説明できることがわかる. 同様の計算を中性子星のモデルを変えて行くと, 予想されるズレ振動数は図3において上下にシフトするため, 観測事例をうまく説明するための L の値も右左にシフトすることになる. このようにして得られた, さまざまな中性子星モデルに対して, SGR 1806-20で観測された準周期的振動数をズレ振動でうまく

説明するための最適な L の値を図4に示す. SGR 1806-20における中性子星の半径や質量は観測的に決まっていないが, 多くの中性子星が含まれるパラメーター領域である, 質量が1.4から1.8太陽質量, 半径が10から14 kmにあるとすると, L の値は $101 \leq L \leq 160$ MeVの範囲であるという制限がつけられる.

他方, SGR 1900+14で観測されている準周期的振動数は, SGR 1806-20のものとは異なるため, 同様の解析を行っても違う結果が得られる. 実際, 図3と同じように, 1.4太陽質量で半径12 kmの中性子星モデルにおいて得られる L の値に依存したズレ振動の基本振動数とSGR 1900+14で観測された100ヘルツ以下の準周期的振動数を図5に示す. この図が示すように, SGR 1900+14で観測された準周期的振動数を $l=4, 8, 13$ で同定すると $L=114$ MeVのときにズレ振動数を用いて観測された振動数をうまく説明できる^{*6}. さらに, 中性子星のモデルを1.4から1.8太陽質量で, 半径が10から14 kmの領域にあると仮定すると, SGR 1900+14で観測された準周

*6 SGR 1900+14で観測されている100ヘルツ以下の準周期的振動数は, $l=3, 6, 9$ でもうまく対応が取れるが, その場合に示唆される最適な L の値では, SGR 1806-20で観測された100ヘルツ以下の準周期的振動数をズレ振動で説明できなくなる¹⁶⁾. そのため, 二つの軟 γ 線リピーターの観測事例をすべてズレ振動で説明するためには $l=3, 6, 9$ での対応は好ましくないのかもしれない.

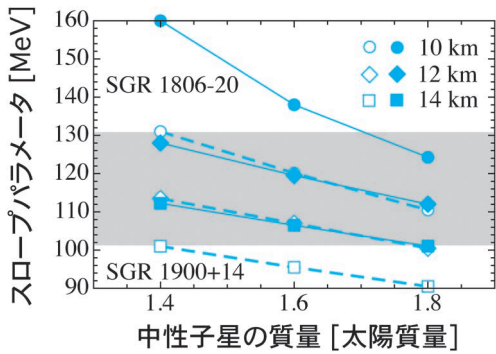


図6 さまざまな中性子星モデルに対して観測された準周期的振動数を説明するための最適な L の値. 実線はSGR 1806-20に、破線はSGR 1900+14に対応し、塗部は両方の観測を同時に説明できる L の範囲を表す. 参考文献16から引用.

期的振動数をズレ振動でうまく説明するために最適な L の値は、 $91 \leq L \leq 131$ MeVの範囲となる.

しかし、 L の値は観測された天体固有の値ではなく普遍的な値であるべきである。つまり、ある L の値を用いて、すべての（現時点では二つの）観測事例をうまく説明できなければならない。そういう観点から、図6にさまざまな中性子星モデルに対して、SGR 1806-20とSGR 1900+14でそれぞれ観測された100ヘルツ以下の準周期的振動数をズレ振動でうまく説明するために最適な L の値を示した。ここで、実線はSGR 1806-20に対する最適な L の値を（図4と同じ結果）、破線はSGR 1900+14に対する最適な L の値に対応する。この図から、同じ L の値を用いて、二つの軟 γ 線リピーターで観測された準周期的振動をズレ振動で説明するには、 L の値は $101 \leq L \leq 131$ MeVの範囲であれば良いことがわかる。

3.4 原子核物理からの L の制限

最初に述べたとおり、原子核飽和パラメーターである L に対する制限は、原子核物理における理論や実験からの試みのほうがずっと歴史が古い。

多くの理論や実験から示唆される L の範囲は、 $30 \leq L \leq 80$ MeVであるが、 L がこれ以上の値を示している実験結果が完全に排除されたわけではない¹⁷⁾。今後、技術の進歩により地上実験の精度が上がれば、より確かな L の制限が地上実験を通して得られるかもしれない。いずれにせよ、今回われわれが示した L の範囲は、原子核物理から見ると少々高めになっていることは確かなようだ。

4. 新たに発見された準周期的振動

図3や5を紹介すると、よく質問されることは「何故、今回対応させた l のズレ振動だけ観測されて、その他の l に対応するズレ振動は観測されなかったのか？」ということだ。残念ながら正確な答えを持ち合わせていないが、たまたま今回対応させた l のズレ振動だけが励起するような条件だったのではないかと筆者は考える。つまり、同じ天体で何度も準周期的振動が観測されれば、おそらく今回観測されなかった l を含めてすべての l に対応する振動数が見えてくるのではないかと考えている。

この筆者の考えを裏づける一つの傍証が最近得られた。軟 γ 線リピーターでは、巨大フレア現象以外にも、エネルギーが小さく短いバーストが頻繁に観測されている。そして、SGR 1806-20で起こった、そのような30回のバーストのデータを用いることで、新たに準周期的振動数が発見されたのである¹⁸⁾。さらに、この新たな準周期的振動数は、先の巨大フレア現象で発見されたものとともにズレ振動でうまく説明できることを筆者らは確認した¹⁹⁾。この際、ズレ振動の基本振動数を計算する上で、電子遮蔽の効果も取り入れたズレ弾性率²⁰⁾を用いて再計算を行った*7。計算結果の一例として、1.4太陽質量で12 kmの中性子星モデルに対するズレ振動数の L 依存性と観測された準周期的振動数を図7に示す。ここで、57

*7 3章での計算で用いたズレ弾性率を用いて計算しても、新たに見つかった準周期的振動数は $l=9$ でうまく同定できる。

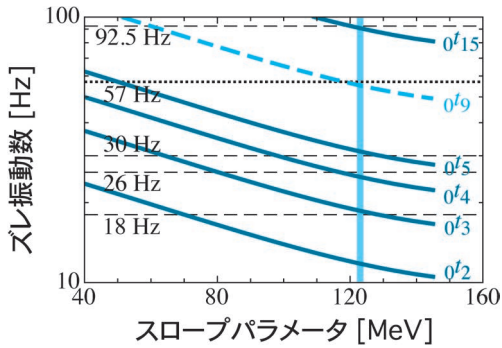


図7 1.4太陽質量で半径12 kmの中性子星モデルで予想される、電子遮蔽の効果を取り入れたズレ振動数のL依存性. 参考文献19から引用.

ヘルツが新たに見つかった準周期的振動数である。つまり、これまでの $\ell=3, 4, 5, 15$ の振動に加えて、今回新たに $\ell=9$ の振動が見つかったわけである。

また、今回用いたズレ弾性率は電子遮蔽の効果から僅かであるが小さくなる。そのため、シア速度が小さくなり、結果的に振動数もごく僅か小さくなる。そのため、図7で示した準周期的振動をうまく説明する最適なLの値は、図3で示したもののより少し小さくなり、 $L=123$ MeVとなる。具体的に、図6と同様な図を電子遮蔽込みの解析で作成したところ、SGR 1806-20とSGR 1900+14の両方を同時に説明するためのLの範囲は、 $97 \leq L \leq 127$ MeVとなり、先の制限より上限下限とも4 MeV小さくなった。

5. まとめ

中性子星は極限状態にある物理を探るうえで格好の実験室である。今回、巨大フレア現象において発見された準周期的振動数を、中性子星のクラストにおけるズレ振動と同定することで、クラストにおける状態方程式への制限を目指した。クラストにおける状態方程式は、飽和密度付近でのパラメーターで特徴づけられ、特に中性子物質の密度依存性を表すLというパラメーターに制限を与えることができた。

原子核物理から示唆されている制限に比べるとまだ不十分かもしれないが、中性子星観測からの制限は地上実験のそれとは全く質の異なるものである。ここで紹介した単純なモデルに詳細な物理をさらに取り入れて解析を行うことで、より現実的な制限が得られるかもしれない。そのようにして、原子核物理からの制限とともに飽和密度付近での状態の理解が進むことを期待する。

最後に、これまで巨大フレア現象はこれまで少なくとも3例が観測されている。1979年3月にSGR 0526-66にて、1998年8月にSGR 1900+14にて、そして、2004年12月にSGR 1806-20にて巨大フレア現象が観測された。およそ10年に1度に起こっていること、そして観測技術の進歩を考えると次の巨大フレア現象が観測されるのも間近かもしれない。そのときを心待ちにして待とう。

謝辞

本稿に関する詳細は、2012, 2013, 2015年に筆者らが発表した査読論文^{13), 15), 16), 19)}をご覧ください。また共同研究者である、飯田圭氏、親松和浩氏、中里健一郎氏および、編集を担当してくださった富永望氏の各氏にはこの場を借りて感謝の意を表したい。

参考文献

- 1) Israel G., et al., 2005, ApJ 628, L53
- 2) Strohmayer T. E., Watts A. L., 2005, ApJ 632, L111
- 3) Sotani H., et al., 2008, MNRAS 385, L5
- 4) 祖谷元, 2010, 日本物理学会誌 65, 973
- 5) Colaiuda A., Kokkotas K. D., 2011, MNRAS 414, 3014
- 6) Gabler M., et al., 2012, MNRAS 421, 2054
- 7) Kouveliotou C., et al., 1998, Nature 393, L235
- 8) Hurley K., et al., 1999, Nature 397, L41
- 9) Lattimer J. M., 1981, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 31, 337
- 10) Oyamatsu K., Iida K., 2007, PRC 75, 015801
- 11) Chamel N., 2012, PRC 85, 035801
- 12) Strohmayer T., et al., 1991, ApJ 375, 679
- 13) Sotani H., et al., 2012, PRL 108, 201101

14) Hansen C., Cioffi D. F., 1980, ApJ 238, 740
 15) Sotani H., et al., 2013, MNRAS 428, L21
 16) Sotani H., et al., 2013, MNRAS 434, 2060
 17) Newton W. G., et al., 2014, Eur. Phys. J. A 50, 41
 18) Huppenkothen D., et al., 2014, ApJ 795, 114
 19) Sotani H., et al., 2015, New Astronomy, in press (arXiv: 1508.01728)
 20) Kobayakov D., Pethick C. J., 2013, PRC 87 055803

Probing the Nuclear Parameters via Neutron Star Asteroseismology

Hajime SOTANI

Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: Neutron stars must be a good candidate to understand the physics under the extreme situations, which are difficult to realize on the Earth. In fact, since the density inside the neutrons stars can become much higher than the saturation density, one may extract the information about the high density region *via* the observations of neutron stars. For this purpose, the asteroseismology is a powerful technique to probe the interior properties via the spectra of the stellar oscillations. Here, we focus on the quasi periodic oscillations discovered in the afterglows of the giant flares observed in the softgamma repeaters. Then, in order to constrain the equation of state in the crust region, we especially identify the quasi periodic oscillations with the crustal torsional oscillations. This could be a first step to approach the nuclear physics from the astronomical observations.