

中性子星グリッチの起源 —さいしょの微視的モデルを構築して—

望月優子

〈理化学研究所リニアック研究室 〒351-0198 埼玉県和光市広沢2-1〉

e-mail: motizuki@postman.riken.go.jp

グリッチとは、定常的にスピンドウンしていたパルサーが、あるとき突然スピニアップする現象である。グリッチがはじめて観測されてから、ほぼ30年経つが、その起源はよくわかっていない。筆者らは、一般に広く受け入れられている「渦糸のなだれのピンはずれ」説によってグリッチの起源を説明する、はじめての微視的モデルを構築した。

1. なぜグリッチ問題か？

パルサー（強い磁場を持ち回転している中性子星）が発するパルスの電磁波は、中性子星表面に括り着いた磁場が、星と共に回転することによって放出されると考えられている。観測されるのは、したがって、磁場に結びついている星の荷電成分の回転である。電磁波の放出とともに、星の自転の角運動量は減衰していくが、あるとき突然星がスピニアップすることがある。これが、“グリッチ”とよばれる現象である。

グリッチは、1969年にベラパルサーではじめて観測された。図1にベラパルサーのスピンドウンの観測例を示す。これまでに、ベラパルサーでは、11回、カニパルサーでは、4回のグリッチが観測されている。この2つを含め、現在までに、20個以上のパルサーで45回以上のグリッチが観測されており、グリッチはパルサーに普遍的な現象である、と考えられている¹⁾。しかし、どうしてこの現象が起きるのか、ということは、30年近く経過した今でもよくわかっていない。この「グリッチの起源」問題が、本稿の主題である。これは、宇宙物理、低温物理、原子核物理にまたがる重要な未解決問題である。

まず、なぜ、この問題が重要か？ 第一に、エネルギーが大きい、ということが挙げられる：ベラ

パルサーの一回のグリッチにおける星の回転エネルギーの増加は、 10^{43} エルグのオーダーである。これは、太陽の全放射エネルギーのおよそ100年分に相当する。しかも、観測から、突然のスピニアップは2分以内に起きている、という制限がつけられている。一時的な現象とはいえ、グリッチに伴うエネルギー生成率は、核融合反応から得られるものより、少なくとも7桁も大きくみえるのである。

第二に、実用に関係あるものとして、次のことが挙げられる。非常に正確に高速回転しているミリ秒パルサーを、原子時計にかわる、将来の精密な周波数標準として利用しようという計画がある。ミリ秒パルサーは、ふつうの電波パルサーとは、誕生のしかたが違うと思われる中性子星であり、グリッチは観測されていない。しかし、もしグリッチが起きれば、時計としての役割を果たせない。利用にあたっては、ミリ秒パルサーではグリッチはほとんど起こらない、ということが、きちんと理解されることが必要である。

第三に、純粋にアカデミックな興味としての大きさを挙げたい。グリッチがはじめて観測されたとき、それまでに（現在までも）、地上では達成していない中性子の超流体が星の内部に存在すると考えられ、中性子星は一挙に、低温・物性物理学者にとって、「宇宙の実験室」としての可能性を提供

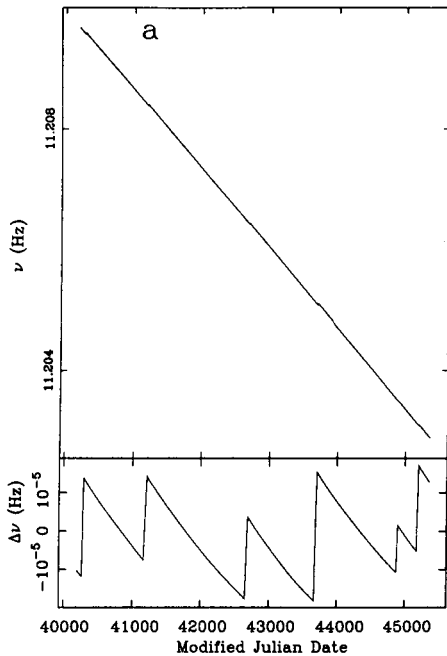


図1：ベラパルサーのスピンダウン。回転振動数 ν が14年間にわたって示されている。下部では、回転振動数の時間変化率の一定値が差し引かれており、6回のグリッチが明らかである¹⁾。

することになった。超流体とは、摩擦なしに流れる不思議な液体で、電流が無抵抗で流れる超伝導とともに、超低温の世界で現れる異常な量子力学的現象である。「中性子星内部に、超流体が存在する」という観測的根拠は、次のように説明される：グリッチ後、パルサーの減速率は大きくなり、ベラパルサーの場合、約1日から1ヶ月というタイムスケールで、グリッチ前の定常的なスピンダウンの角速度の延長線に向かって、角速度がゆっくりと回復する(図2)。一方、常流動の(超流動ではない、通常の)中性子と陽子の散乱のタイムスケールは、 10^{-11} 秒である。上に述べたグリッチ後の回復(緩和)過程の特性時間は、これに比べると桁違いに長く、星内部に、荷電物質と非常

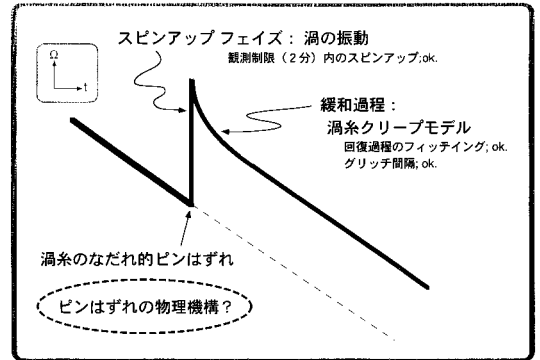


図2：グリッチと緩和過程の模式図。スピナップ時と緩和過程は観測をかなりよく説明する理論モデルがあるが、これらは「渦のなだれのピンはずれ」が起きることを前提としている。従って、なだれのピンはずれの物理機構さえわかれば、グリッチが統一的に理解できる状況にある。

に弱く相互作用している超流体が存在していると考えないと、観測された緩和過程が理解できないのである。最初のグリッチの観測からすぐ、その起源は、星の固体表面殻にひずみがたまってきたことに起因する「星震」だとする説明、また、ゆっくりとした緩和過程のふるまいは、星内部で中性子が超流体になっている証拠だとして、超流体・常流体の二成分から成るモデルにより、グリッチ後の緩和過程のふるまいについて、基本的な説明がなされた²⁾。

グリッチ発見当初、その起源として有望と思われた「星震」説であったが、2年後に再びベラパルサーでグリッチが起きた時点で、再び大きな星震を起こすほど十分なひずみが、2年間ではたまり得ないことがわかり、この説は、ベラパルサーについては、除外された。その後、グリッチの起源としていくつものモデルが提出されてきたが、現在、ベラ級の大きなグリッチを説明できる可能性があると考えられているのは、アンダーソン・

*ちなみに、超伝導現象を、電子がクーバーペアを形成する機構で説明する、BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理論は、1957年に発表された。1959年には、ミグダルが中性子星内部における中性子超流動の存在を予言した。ベル、ヒューイッシュによる最初のパルサー(中性子星)発見は、その後、1967年のことで、ベラパルサー、カニパルサーは、その翌年発見された。1969年2月のベラグリッチで中性子超流体の存在が観測的に認識され、続いて同年9月のカニパルサーにおけるグリッチでも確かめられた。実験室におけるヘリウム3の超流動(フェルミ粒子がクーバーペアをなすことで超流動となる機構が中性子の場合と似ている)の実現が超極低温で成功したのは、1972年のことである。

伊藤による「渦糸のなだれのピンはずれ」説、ルーダーマンによる「ピン止めされた渦糸が引き起こす星震」説、高塚・玉垣による「パイオン凝縮コアにおける星震」説である。観測も充実し、グリッチ後の緩和過程も詳しく時間分解されるようになり、モデルを用いて、中性子星内部の物理状態をも議論できるようになった。グリッチが観測されたパルサーの数も増え、パルサーの年令に対するグリッチの進化も議論できるようになった。現在、中性子星は、極限状態の物理の宇宙の実験室として、観測の充実とともに、ますます魅力ある対象となっている。

さて、上に挙げた三つのグリッチ起源説のなかで、現在までの観測的、理論的サポートとあいまって、グリッチの起源として最も広く受け入れられているのが、アンダーソンと伊藤による「渦糸のなだれのピンはずれ」説³⁾で、論文発表は1975年である。著者のひとり、P.W.アンダーソンは超伝導、液体ヘリウムなどの研究で知られ、ノーベル賞受賞者である。上智大の伊藤直紀先生がアンダーソンのもとで博士研究員をなさっていた時のお仕事だそうである。この「渦のなだれのピンはずれ」のアイデアは、次節で解説する。このアイデアは、発表から20年以上が経過し、最も確からしい説として数多く引用されているが、どうしてなだれのピンはずれが起きるのか、その物理的機構は今だにわかっておらず、グリッチ問題の最重要課題といわれてきた。

筆者らは、この「渦糸のなだれのピンはずれ」の物理機構を説明する、最初の微視的モデルを構築した。本稿では、この研究を紹介する。まず、予備知識として、2節で、中性子星内部の原子核と超流動渦糸について述べ、アンダーソン・伊藤のアイデアを説明する。3節で我々のモデルの着眼点を述べ、4節で、全体像を概観する。我々のモデルには重要な点が二つあるが、5節で、そのうちのひとつ、渦糸に起因する原子核の変形について説明し、6節で、もうひとつのポイントである、大量の渦糸間の相互作用の扱いについて、伝統的

になされてきた連続体近似からのずれについてまとめる。最後に7節で、モデルのまとめと今後の展望について述べる。

2. 予備知識：中性子星内殻

ここでは、以下我々が着目する「内殻」とよばれる部分の、超流体と原子核について説明し、アンダーソンと伊藤による「渦糸のなだれのピンはずれ」のアイデアを紹介する。

図3は、中性子星断面の模式図である。星の半径は10キロメートル程度、質量は太陽の質量程度である。中性子星内部は以下のものであると考えられている。固体表面は外殻とよばれ、その一番外側は鉄の原子核が格子をなしている。星内部にすすみ密度が高くなるにつれて、原子核は、より中性子過剰な重い核へと移っていく。内殻は、中性子ドリップ点とよばれる密度 ($4.3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$) から始まる。この密度では、中性子過剰核中の中性子が、原子核外にこぼれだしてくる。こぼれた中性子は、クーパーペアを形成し、超流体となっている。標準核密度 ($2.8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) の近傍で、原子核はすべて溶けて内殻はおわり、中性子、陽子、電子（さらにはパイオンなどの中間子、ラムダ粒子などのハイペロン）から成る量子液体のコアとなる。

内殻を詳しくみていこう。内殻では、中性子過剰核が、その電荷を中和するだけの相対論的速度の電子の海の中で、ウィグナー結晶となり、多結晶固体を構築し、外殻とともに回転している。中性子超流体はその周囲を充たして、原子核にひきずられることなしに流れることができる。しかしながら、流体の回転に伴って発生する、大量（ベラパルサーで約 10^{17} 本）の渦糸は、原子核と相互作用する。これらの渦糸は、自己エネルギーが大きく針金のようなもので、図3に示されているように、星の回転軸に平行に形成される。

渦糸は、共存している原子核にくっつく傾向がある。これを、渦糸の原子核への「ピン止め」と

呼ぶ。ピン止めがおきる理由は、次のとおりである：超流体の場合、渦糸は量子化され、芯の部分は常流動で、クーパーペアが形成されず、(ペアを形成することで得をする) ペアリングエネルギーの損失を免れない。つまり、超流体の循環を担うために渦糸は存在しなければならないが、渦糸が存在するためには、渦芯と同じ体積を占めるだけの超流体中のクーパーペアをこわさなければならない。渦芯が原子核と重なれば、もともと原子核は常流動であるので、その部分ではペアをこわす必要がなく、結局、渦芯外に形成されるクーパーペアの数が多くなり、系全体のエネルギーが低くなるのである。言い換えると、渦糸の最もエネルギー的に安定な位置は、原子核と最大限にオーバーラップする位置である。さらに、内殻では、大ざっぱに言って、原子核の半径と、渦糸の半径とが、10 フェムトメートル程度で一致していることも、ピン止めがエネルギー的に有利になる理由のひとつである。渦糸が原子核にピン止めすることによって、一原子核あたり、およそ1 MeV のエネルギーの得がある。

さて、超流体は、星の他の部分との相互作用が非常に弱いので、超流体の回転運動は星の表面殻(荷電成分)の回転運動の減速から取り残されていく。従って、超流体は、表面殻成分よりも速く回転していると考えられる。

原子核にピン止めされた渦糸は、原子核格子と一緒に回転するため、超流体との角速度差によって、動径方向外向きにマグナス力を受ける。ピン止めされた渦糸は、ひとつのピン止め位置から隣のピン止め位置まで、熱励起によってジャンプすることができる。この渦のホッピングは、統計的に、マグナス力がかかっている動径方向外向きにおきる。従って、ピン止めされた渦の群は、星の回転が減速するにつれて、ゆっくりと回転軸から遠ざかっていく。これは、渦のクリープ運動とよばれる(図3)。

上に述べたように、超流体は星の表面よりも速

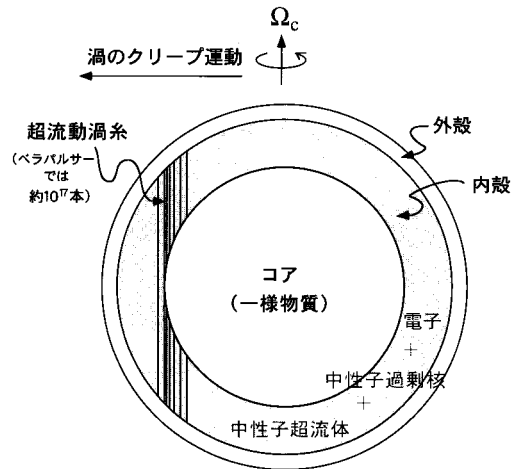


図3：中性子星断面の模式図。内殻のスケールは強調してある。

く回転している。「渦のなだれのピンはずれ」説では、この超流体の角運動量が、時折、大量に表面殻部分に放出されて、グリッチ現象として観測されると解釈する。

超流体から表面殻成分への角運動量輸送を決めるのは、渦の動径方向の運動である。超流体の角運動量が、表面殻へ突然輸送されるためには、ピン止めされた大量(ペラパルサーで約 10^{13} 本)の渦糸が、なだれの的に、原子核からピン止めを振り切って自由になり(「ピンはずれ」し)、再びピン止めされることなしに、動径方向外向きに、いっせいに流れなければならない。この渦糸の集団的、なだれの的なピンはずれと、それに続く動径方向外向きへの渦の流れによって、超流体の角運動量が、表面殻(荷電成分)に移行され、表面殻の角速度が突然増大し、グリッチとなる。

アンダーソンと伊藤は、上に述べた渦のなだれの的なピンはずれのアイデアを提案し、グリッチに伴う表面殻の回転エネルギーの増加は、超流体と表面殻成分との微分回転のエネルギーが転化することで、説明できることを示唆した。

3. 目のつけどころ

前置きが長くなったが、「渦のなだれの的なピンはず

れ」が、どう実現され得るのか、我々のグリッチモデルの紹介に移ろう。図4をみてほしい。我々のモデルのポイントをマンガにすると、“ぎゅうぎゅう詰め”の電車”である。非常に混雑した電車で、駅で急にドアが開き、人が「なだれの」にホームにくずれおちるところを表している。もちろん、人が渦のアナロジーである。実は、このシーンは、この仕事に取り組みはじめたころ、筆者の夢にでてきたものであった。「どうしたら、なだれのピンはずれが起きるのか」、考えて、考えて、ある日眠れずに明け方を迎え、うとうとした矢先の夢だった。この電車のシーンが脳裏に浮かび、一瞬のうちに、以下のことを理解した：なだれのピンはずれを起こすためには、1) 渦をぎゅうぎゅうに詰め込むこと、2) それを支える電車の壁に相当するものをつくること、の二つが、基本的な点である！

次の瞬間には、ふとんの中で、(電車の中で、人が「スカスカ」な状態だったらどうか)、ということ想像していた。電車のドアが開いても、もちろん、「人のなだれ」などは起きなかった。このとき、過密な状態での、渦間の、“押し合いへし合い”する力—6節で解説する渦糸間斥力—が、「なだれ」現象の基本にある、ということと、過密な渦の状態を、産み出し保持しておくための「何か」を考えればよい、という二つの点が、確信にかわった。気がつくと、真っ暗な部屋の中で、ふとんとなり正座し、「私はこのしごとができる！」と、文字通り「吠えて」いた。

さて、時間がたち、上のふたつの比喩的アイデアは、我々のグリッチモデルでは次のような物理の言葉に翻訳できた。まず、モデルの第一の点は、中性子星内殻のある特別な場所で、渦糸の芯に沿って、棒状の「原子核」を形成することである。我々は、これを「ピン止めが誘発する核の棒」(Pinning-Induced Nuclear Rod) と名付けている。この「核の棒」の形成は、渦の堆積をもたらす。第二の点は、堆積した渦糸同士の斥力を、大量の渦の分布を連続体近似で扱う伝統的な渦糸間斥力(マグ

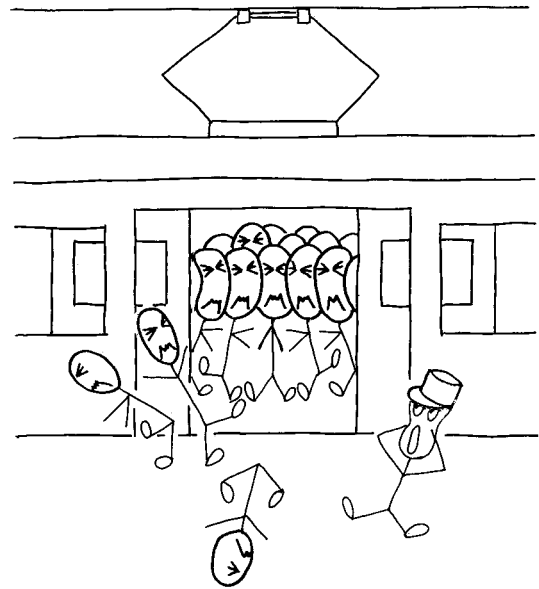


図4：モデルの着眼点(本文参照)。

ナス力)の取り扱いに対して、渦の近傍の微視的な渦糸分布に起因する、局所場補正を導入することである。これにより、渦が密になって“おしくらまんじゅう”している状況を記述できるのである。

4. モデルのあらまし

詳しい解説にはいる前に、ここで、我々のグリッチモデルの全体のシナリオを、短くまとめておこう。

2節で述べたように、中性子星内殻では、莫大な数の渦糸が中性子超流体中に存在する。渦糸は、星がスピンドダウンをするにつれて、動径方向外向きにクリープする。渦糸は、星の中心コアは貫かないので、渦のクリープ運動は、星の北半球と南半球で独立に行われる。しかし、「フロンティア領域」と名付けた、渦糸が星のコアと正接的に接する特別な場所(図5における、 $r = R_{PR}$ の場所)においては、渦糸は、北(南)半球の渦は、南(北)半球の渦と合体しなければ、さらに外側にクリープ運動することはできない。これは量子渦の数の保存(循環の保存)からの要請である。このため、内側から動径方向外向きにクリープしてきた渦は、フロンティア領域ではさらに外向きにジャンプす

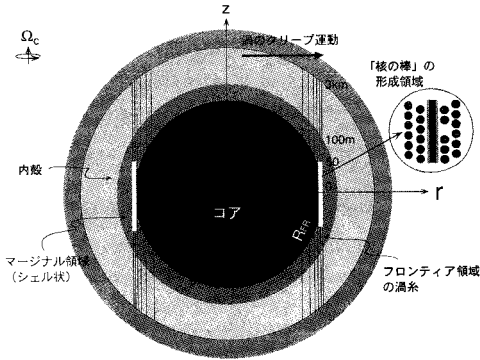


図5：中性子星断面と「核の棒」形成場所（白抜き）。マージナル領域とは「核の棒」がエネルギー的には安定な領域。rは星の回転軸からの距離。

ることはできず、方位角方向に横とびをして、隣のピン止め原子核の位置に移動し、合体するパートナーをさがそうとする。この方位角方向への渦のホッピングが起きるには、渦がそれまで行ってきた、動径方向外向きのホッピングに比べて、非常に長く時間がかかる。

この長い渦の滞在の間に、渦芯の最近傍の原子核が、冷核反応により、渦芯内部に捕獲される。捕らえられた原子核と渦芯内部の原子核とのあいだに、核融合反応が連続して起こり、渦糸に沿って非常に長い核物質の棒が形成される（図6）。これが、「ピン止めが誘発する核の棒」である。

フロンティア領域における「核の棒」の形成は、渦の動力学に大きな影響を与える。誘発された「核の棒」は、球形の原子核のみに周囲をとり囲まれている（図6）ため、「核の棒」を誘発した渦糸のポテンシャルエネルギーは最小となる。そのため、渦は隣の原子核に熱励起によりジャンプすることはできず、棒を誘発した場所から全く動けなくなってしまう。これは、渦の自己束縛（Self-Trapping）である。

自己束縛された渦は、その渦密度がだんだん大きくなるにつれ、星の内側から、あとからクリープしてきた渦を渦糸間斥力によって押しとどめ、ブロックを形成する。その結果、フロンティア領域において、渦の堆積が起きる。星がスピンドウン

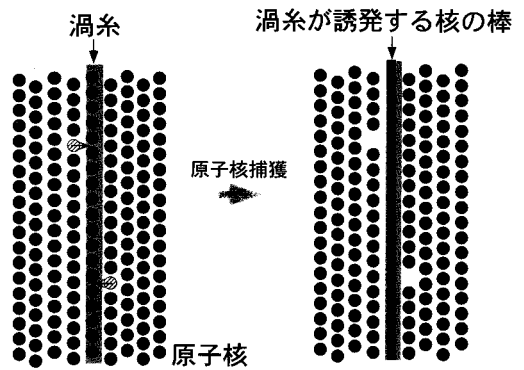


図6：ピン止めが誘発する核の棒。

するにつれ、フロンティア領域の内側 ($r \leq R_{FR}$) では渦の堆積が進み、外側 ($r > R_{FR}$) に存在する渦はさらに外側に移動してしまうので、フロンティア領域を境に、渦密度の不連続の度合いは、どんどん大きくなっていく。このような密度の不連続の“へり” ($r = R_{FR}$) にいる渦は、渦の分布を連続体近似で扱う、伝統的なマグナス力（渦糸間斥力）の取り扱いで与えられるマグナス力に加え、余分なマグナス力を受ける。この余分なマグナス力が、平均化された巨視的マグナス力に対する、局所場補正である。

連続体近似による巨視的なマグナス力は、局所的な渦密度には依存しない。これに対し、局所場補正は局所的な渦密度に強く依存する。従って、渦の堆積が進むと、ある臨界渦密度に達したときに、堆積領域のへりにいる渦のうち、局所的マグナス力を最も強く受ける渦のひとつが、他の渦からの斥力に押し出され、ピン止めを振り切って自由になる。

いったんピンはずれした渦は、ヘルムホルツの定理に従って、超流体と一緒に回転する。2節で述べたように、超流体は、原子核格子と、それにピン止めされている渦糸より速く回転している。自由になった渦は、超流体の回転にのって、他の自己束縛された渦に近づくと、その渦を追加の局所的渦間斥力でピンはずれさせる。このように、ピンはずれし自由に回転している渦が、自己束縛さ

れている渦をピンはずれさせ、さらにその渦が他の自己束縛されている渦をピンはずれさせ、と、堆積した渦の「なだれのピンはずれ」を誘発する。この集団的なピンはずれによって、超流体の角運動量は、突然、表面殻（荷電成分）に移行され、グリッチとして観測される。

ここまでで、研究の背景、我々のモデルのストーリーを概観した。以下では、モデルの2つの要である、「ピン止めが誘発する核の棒」と、マグナス力の局所場補正について、ポイントを説明する。

5. ピン止めが誘発する核の棒

前節までに述べたように、我々のグリッチモデルの要のひとつが、「フロンティア領域」という特別な場所における「ピン止めが誘発する核の棒」の形成である。この節では、この「核の棒」の形成過程、エネルギー論、形成にあたって核融合を起こす原子核が越えなければならないクーロン障壁の大きさ、そして形成のダイナミクスを順次みていく。

5.1 原子核パスタと「核の棒」⁶⁾

はじめに、超流動渦糸を考慮せず、内殻の微視的構造を考えてみる。原子核は、内殻のほとんどの領域で球形である。しかし、星のコアに非常に近い領域では、核物質は、円柱形原子核の格子や、板形原子核の層などのエキゾチックな構造をとる。このことは、定性的、定量的に、多くの研究で調べられてきている^{7), 8)}。この「原子核パスタ」として知られる構造を、図7に示す。これらの研究では、原子核の安定な形状は、基本的に、原子核の表面エネルギーとクーロンエネルギーとの和が最小値をとるように決定されている。

次に、原子核格子と超流動渦糸を一緒に考えよう。核物質の形状は、表面エネルギーとクーロンエネルギー、さらに、ペアリングエネルギーの和が最小になるように決まるはずである。ペアリングエネルギーが大きくピン止めが強い領域では、渦が存在しなければ、原子核は球形である。かくて渦糸

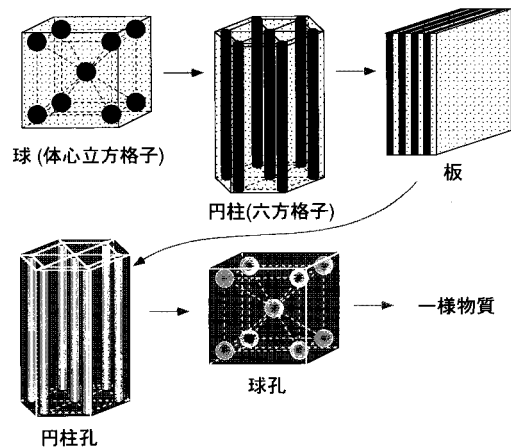


図7：原子核パスタ：内殻における安定な原子核形状の変遷。密度が高くなるにつれて、球形（ミートボール）→円柱形（スパゲティ）→板形（レーザーニャ）→円柱孔形（アンチ・スパゲティ）→球形孔（スイスチーズ）→一様物質（＝星のコア部分）と変化する。

に沿った新しいタイプの円柱形原子核の可能性がでてくる：2節で述べたように、原子核と渦糸はオーバーラップする体積が大きいほど、ペアリングエネルギーをかせぐからである。

では、「核の棒」はどのように形成されるだろうか？ 筆者らは次のように考えている。図8に示すように、「核の棒」の形成は、渦の最近傍の原子核が、渦糸の内部に捕獲されることによって始まる。捕らえられた原子核は、はじめ渦芯内の最近接の原子核と融合して複合核を形成し、それがさらに連鎖的にいくつもの核融合を渦糸内部で引き起こし、原子核は渦糸に沿って円柱形になる。この球形から円柱形への原子核の変化に伴って、球形原子核を構成していた中性子は余ってしまい、超流体中へ蒸発していく。この原子核捕獲過程のくりかえしにより、最終的に、非常に長い核物質の棒、つまり、「ピン止めが誘発する核の棒」が渦糸に沿って形成される。ここで、渦糸に沿ってできる棒は、「原子核パスタ」の計算で既に求められている、着目している球形原子核格子と同じ密度で準安定相を与える円柱形原子核格子のうちの一

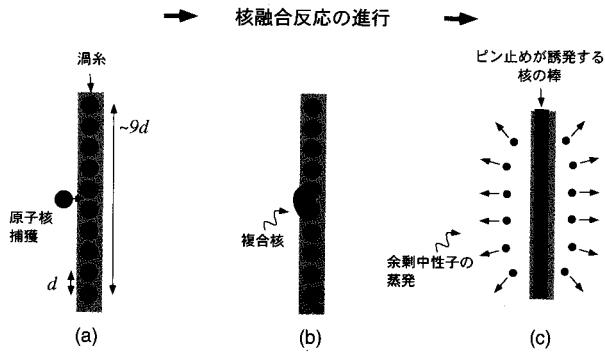
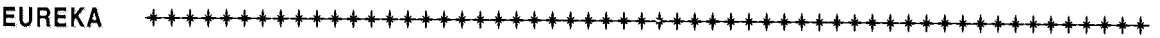


図8：「ピン止めが誘発する核の棒」の形成過程。

本、と仮定することができる。このように仮定すると、球形原子核中の陽子は、余らずに円柱形原子核に組み換えられると考えられるので、一個の原子核捕獲が、何個の球形原子核の核融合をひきおこすかがわかる。

感じをつかむために数値を挙げよう。相対論的多体論に基づく状態方程式を用いた原子核パスタ計算の結果⁹⁾を用いると、球形原子核格子から、円柱形原子核格子への転移は、平均核子密度 $n_b = 4.99 \times 10^2 \text{ fm}^{-3} (= 8.39 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3})$ で起きる。例えば、 $n_b = 4.95 \times 10^2 \text{ fm}^{-3}$ においては、安定な体心立方 (bcc) 格子を構成する球形原子核の陽子数は 22、中性子数は 666、格子の最近接距離 d は 30 fm である。これに対し、この密度において、準安定な円柱形原子核は、長さ d あたり、陽子数は 24、中性子数は 703 である。この状況では、捕獲された原子核は、約 10 個の渦糸内部の原子核と融合し、307 個の余剰中性子が、残留した「核の棒」から蒸発する。

5. 2 「核の棒」のエネルギー論⁶⁾

上の議論からわかるように、「核の棒」がエネルギー的に安定であるためには、棒の形成に伴うペアリングエネルギーの得が、もともと球形原子核が安定な場所に円柱形の原子核をつくるために損するクーロンエネルギーと表面エネルギーの和の量を凌駕すればよい。

ここで、ペアリングエネルギーの得は、棒の形成によって、渦糸と原子核とのオーバーラップが大きくなったことによる得と、原子核から蒸発する余剰中性子が、超流体中で新たにクーパーペア形成に寄与してかせぐエネルギーの得の両方がある。

一方、クーロンエネルギーと表面エネルギーの和の損は、ウィグナー・ザイツ近似を用いた考察をすることによって、同密度における bcc 格子相と円柱形原子核格子相とのエネルギー差から簡単に見積もることができる。

結果を図9に示す。「核の棒」と球形原子核から成る不均一な相が、ももとの球形原子核だけの相よりも、エネルギー的に安定な領域（マージナル領域）が存在することがわかる。この領域は、平均核子密度が $4.80 \times 10^2 \text{ fm}^{-3} (= 8.06 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3})$ から、 $4.99 \times 10^2 \text{ fm}^{-3} (= 8.39 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3})$ にわたるシェル状の領域である。密度領域は小さいが、内殻深部では密度変化も非常に小さいため、フロントティア領域にある渦糸に沿った長さにすると、100 m にもなる（図9下部）。これは、格子のスケール 30 fm と比べると、十分に巨視的な長さである。

5. 3 遮蔽されたクーロンバリア⁶⁾

次節で詳しく述べるように、「核の棒」の形成時間は、最初の原子核捕獲にかかる時間で決まっている。このとき重要になるのは、捕獲される原子核が渦糸内部の核と核融合を起こす時に越えなければならないクーロンバリアの大きさである。ここでいうクーロンバリアとは、捕獲される原子核が、その格子上の平衡位置から核融合が点火する位置まで変位したときの、系全体のクーロンエネルギーの増加分のことである。

バリアを調べる上で注意すべきは、背景電子による遮蔽の効果と、核融合を起こす原子核をとり囲む他の多くの原子核による遮蔽の効果によって、クーロンポテンシャルが削減されることである。筆者らは、遮蔽の効果を正確に考慮し、周期的境界

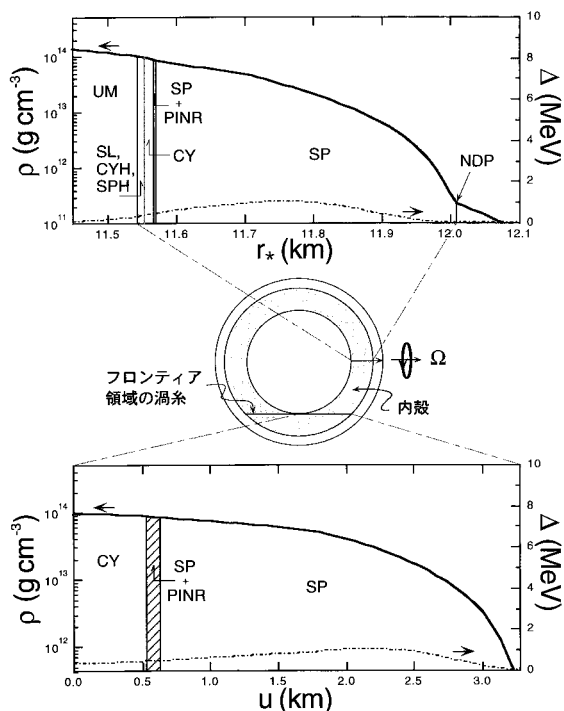


図9：星の中心からの距離 r_* (上部) とフロントティア領域にある渦糸 (下部) に沿った密度プロファイル (左軸)。垂直な線は、原子核バスタ相の境界を示す。SP+PINR, SP, CY, SL, CYH, SPH, UM, NDP は、それぞれ、マージナル領域, 球形, 円柱形, 板形, 円柱孔形, 球孔形原子核の相, 一樣物質, 中性子ドリップ点を表す。マージナル領域の決定に用いた, 超流体のエネルギーギャップ (右軸)¹⁰⁾ も上下それぞれの図に一緒に示してある。

条件のもとでフーリエ解析を用いてバリアを導出した。

図10に、原子核の平衡位置からの変位の関数として、系のクーロンエネルギーの増加分を示す (菱形印)。境界内に250個の核を含めた場合で、計算にはスーパーコンピュータを必要とする。図からわかるように、得られたクーロンポテンシャルは、二次関数で大変よくフィットすることができる。またバリアの大きさは、純粋なクーロンポテンシャルからは95%以上の削減¹²⁾、次節で述べる核反応半径を考慮したものからでも60%以上の削減⁶⁾があることがわかった。

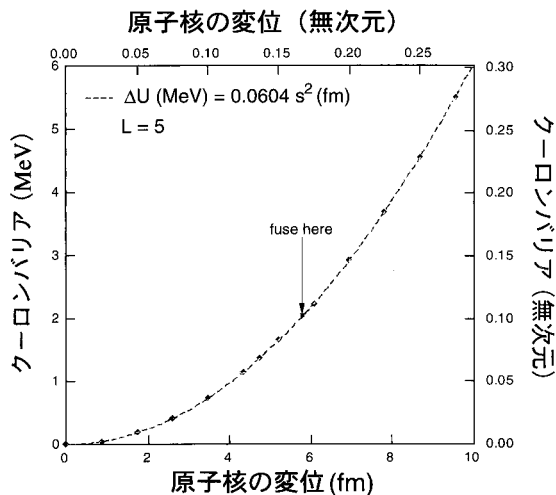


図10：遮蔽されたクーロンバリア。参考として、平均核子密度が $4.99 \times 10^{12} \text{ fm}^{-3}$ の場合のバリアの図中での位置を矢印で示してある。

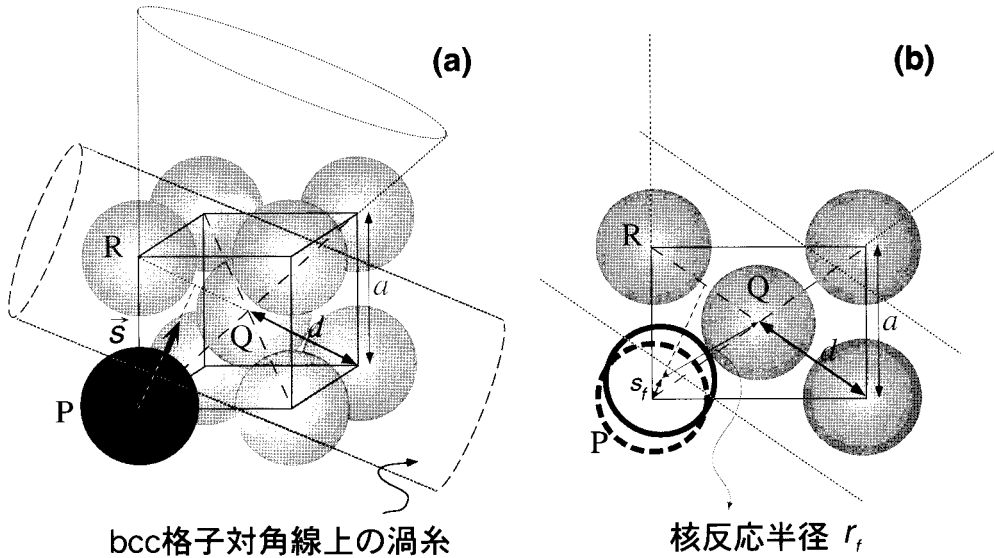
5.4 「核の棒」形成のダイナミクス⁵⁾

5.2節で、「核の棒」が、もともとの球形原子核の相よりも低いエネルギーを達成する密度領域があることをみた。しかし、クリープ運動をしている渦が、実際に「核の棒」を誘発することを最終的に結論づけるためには、「核の棒」の形成時間が渦がひとつのピン止め原子核の位置に滞在する時間よりも短いことを示すことが必要である。この節では、この条件が、「フロントティア領域」で満足されていることを示す。

5.4.1 「核の棒」の形成時間

「核の棒」の形成時間を決めているのは、最初の段階：渦芯外から原子核を捕獲するというプロセスである。いったん複合核 (図8 b) ができしまえば、あとに続く核融合に要する時間は、原子核が振動するタイムスケール—— 10^{-22} 秒という非常に短い時間——で決まってしまうからである。

原子核捕獲は、ふつうの熱核反応ではなく、冷核反応 (Pycnonuclear reaction) によって起きる。熱核反応は原子核の熱エネルギーでクーロン障壁を越えるのに対し、冷核反応では、原子核は、ゼロ



bcc格子対角線上の渦糸

核反応半径 r_f

図 11 : (a) 捕獲される原子核を含む bcc 単位格子と、ピン止めが一番有効に効く格子の対角線方向に位置する渦糸。a は格子定数。図中の円錐が表す立体角の内部で、捕獲される核 P と渦糸内部の核 Q もしくは R との融合が起きると考える。原子核の半径、格子定数、渦糸の半径の相対的な大きさは、計算に用いた値にスケールしてある。(b)対角面で切った(a)の断面図。 r_f は核反応半径、 s_f は、核 P の変位の核融合臨界値。

点エネルギーで格子点のまわりに振動しており、このゼロ点エネルギーでクーロン障壁をトンネルし、核融合を起こす。前節で得られたクーロンポテンシャルを用いると、我々の興味ある密度で、ゼロ点エネルギーは 180 keV である。ベラパルサーの内部温度は、だいたい 10 keV 以下であると見積られており、ゼロ点エネルギーは熱エネルギーよりも十分大きく、典型的な冷核反応が期待される。

図 11b に示したように、核融合がまさに始まらんとする位置における 2 つの原子核の中心間距離を核反応半径とよぶ。中性子星内殻における核反応時間を得るには、原子核の大きさと格子間隔が同程度であるため、特に核反応半径を注意深く見積ることが大事である。筆者らは、実験室における中性子過剰核の核融合反応の結果に示唆を得て、中性子星内殻における核反応半径を見積っている。

核反応半径が決まると、捕獲される原子核の、平衡位置からの変位の核融合臨界値が定まる。スケールをあわせてある図 11 b からわかるように、この変位は、格子間隔よりもずっと小さい。そのため、

原子核の変位の方向によらず、クーロンポテンシャルは前節で得られたように、変位の二次形式で表されると近似できる。さらに、bcc 格子の対称性を考慮すると、我々の問題は、対称な三次元調和振動子ポテンシャル中の点粒子の典型的な量子トンネリングの問題と考えることができる。こうして前節で得られたクーロンポテンシャルを用い、「核の棒」の形成に要する核反応時間を見積った。結果を図 12 中の三角印で示す。核反応は、変位の臨界値、従って、核反応半径に、非常に強く依存していることがわかる。

5. 4. 2 渦の滞在時間

この節では、渦糸が一個の原子核上に滞在する時間に着目する。

クリープ運動する渦糸は、完全な直線ではなく、図 13a に表されているように、多くの「よじれ」が存在する。渦糸は、このようなよじれが熱運動でホッピングすることによって、星内部での位置を移動していく。北半球の渦だけに着目すると、 $0 < r <$

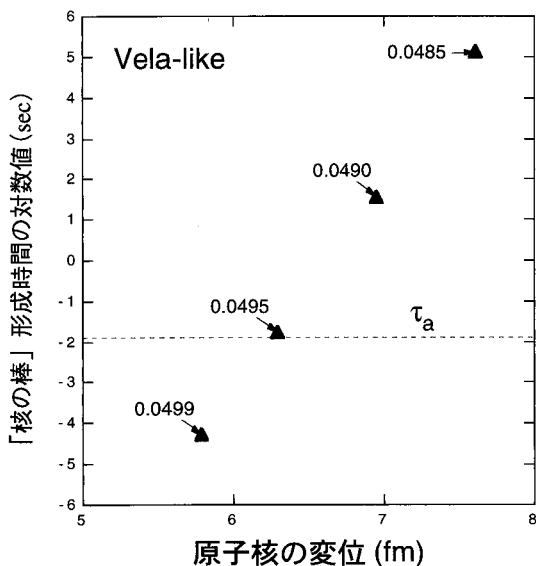


図 12 : 「ピン止めが誘発する核の棒」の形成時間. 捕獲される原子核の平衡位置からの変位の核融合臨界値についてのプロット (三角印). それぞれの印に, 相当する平均核子密度 [fm^{-3}] が示してある. 点線は, フロント領域で渦が方位角方向に横とびする時の, 一個の原子核上での滞在時間をベラパルサーについて見積った値 (5.4.2 節で解説).

R_{FR} の領域では, 渦糸上で動径方向にできたよじれが平均して下向きに伝播していくことで, 渦は星の外側にクリープしていく (図 13 a). しかし, 4 節で述べたように, $r = R_{FR}$ の「フロント領域」では, 北 (南) 半球の渦糸は, 南 (北) 半球の別の渦と合体するまで, 渦のホッピング運動は, 方位角方向のみに限られる. ここでは渦糸の方位角方向のよじれが渦の滞在時間を決める.

よじれが決める滞在時間とはどういうものかみてみよう. 図 13b において, 今核 1 によじれが上方から入ってきたとする. よじれが核 0 にホップして戻ってしまえば核 1 での滞在時間は終わり, よじれが核 2, 3, 4, に滞在し続ければ核 1 での滞在時間はどんどんのびていく. しかし上から次のよじれが核 1 に達すれば, 核 1 での渦の滞在時間は終わる. このとき渦の方位角方向のよじれは, マグナス力と関係なく, 上下方向とも同じ確率 1/2 でホップする.

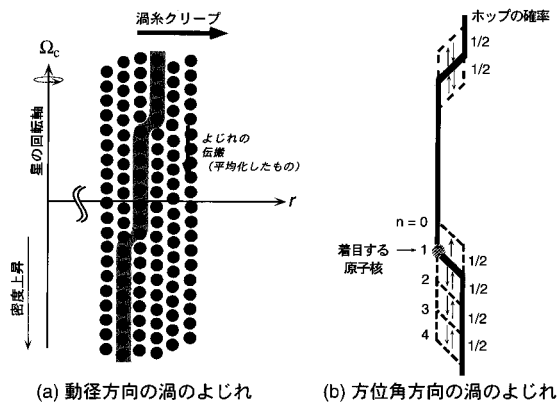


図 13 : 渦糸の「よじれ」の熱運動.

このような滞在時間は, 粒子を吸収する境界をもつ格子点をランダムウォークするブラウン粒子の生き残りの問題で, 粒子がいくつもある場合に相当する. ブラウン運動の理論により, ベラパルサーに適当だと思われる温度 (5 keV) と, 超流体と表面殻部分の回転角速度の差 (10^2 rad/s) を用いると, 渦の滞在時間は, 典型的に, 1×10^{-2} 秒と見積れる. この滞在時間を, 図 12 に「核の棒」の形成時間と一緒に示す. 確率過程の詳しい解析によると, 1000 個に 1 個のよじれが 10^{-2} 秒の原子核滞在時間を持つ. これは, 「核の棒」を誘発するには十分な数である.

5. 4. 3 「核の棒」の形成領域

さて, 図 12 において「核の棒」の形成時間と渦の滞在時間を比較しよう. 平均核子密度が $4.99 \times 10^2 \text{ fm}^{-3}$ と, $4.95 \times \text{fm}^{-3}$ の間の領域で, 棒の形成時間が, 渦の滞在時間より短くなるのがわかる. 従って, 「核の棒」がエネルギー的に有利なマージナル領域のなかでも $r = R_{FR}$ に位置する渦糸に沿った赤道面に近い部分 (図 5 中の渦糸に沿っての白抜き部分) において, 渦がひとつのピン止めの場所にとどまっているあいだに, 核融合反応が進行し, 「ピン止めが誘発する核の棒」が形成される. 密度領域は, 渦糸に沿った長さにするると 50 m になる (図 5). この長さは, 「核の棒」の形成によって渦

を完全に自己束縛させるのには十分である。又ここでは詳しく述べないが、星の回転軸の非常に近傍をのぞき、 $r < R_{FR}$ の領域では、「核の棒」は形成されないことを確かめた。

6. マグナス力の局所場補正^{4), 11)}

はじめに、2本の渦糸の間の反発力の意味を考える。ここでは簡単のため二次元モデルをとり、渦糸は点渦で表す。図14に示すように、渦1と渦2が、距離 r だけ離れていたとする。渦1も2も、自分のまわりに r に反比例する速度場を誘起する。図14からわかるように、ふたつの渦の流線が反対方向を向いている渦2の下側は圧力が高くなり、流線が同じ方向を向いている渦2の上側は圧力が低くなる。そして、圧力が高いほうから低いほうへ、力が働く。つまり、渦2を渦1から遠ざける方向に、渦1から2へ斥力が働く。これが渦間斥力の意味である。ここで大切なことは、斥力の大きさは r に反比例するということである。

2節で述べたように、ベラパルサーの内殻に存在すると考えられる渦糸の数は、 10^{17} 本と、莫大である。渦が大量に存在する場合、ある着目する一個の渦が受ける他のすべての渦からの斥力は、正確には、着目する渦と、他の一個一個の渦との二体間の斥力をいちいち計算し、方向を含めて 10^{17} 個分の斥力のベクトル和をとることになる。しかし、現実にはとてもそんなことはできないので、渦の分布について、連続体近似をとる。つまり、渦は平均密度何某かで一様に分布していると考え、ピン止めしている渦が受けるマグナス力は簡単に求められる。これが今まで用いられてきた巨視的マグナス力であり、もちろん渦間距離に関する情報は消えている。この手法は、渦密度が空間的に一様であったり、変化がゆるやかである場合には正しい。しかし、「核の棒」によって引き起こされる渦の堆積は、4節で述べたように、渦密度に大きな不連続を生じさせる。このような場合には、巨視的なマグナス力では記述することができない、局所的な

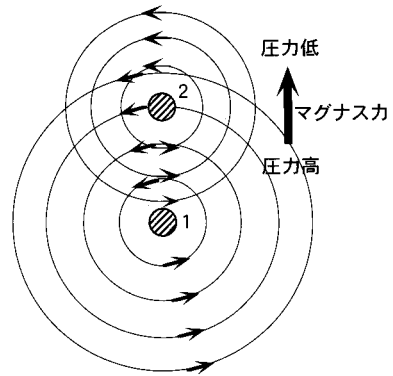


図14：二個の渦間の斥力。

渦間相互作用が重要になる。

このマグナス力の局所場補正の大きさを求めるには以下のようにすればよい：ある着目する渦に対して、近傍の渦を“粒”として渦糸間斥力を扱った場合と、“平均化して”渦糸間斥力を扱った場合との、渦が受ける力の差をとる。どうせ近傍しか結果に効いてこないので、着目する渦の最近傍の渦群が、距離 r_v 間隔で直線上に無限に不連続に粒として分布している場合と、線密度 $1/r_v$ で直線上に無限に一様分布している場合を考えると、うまい具合に解析的に答えがでて、補正の大きさは、距離 r_v だけ離れた二つの渦間に働く斥力の2.7%となる。ここで大切なことは、局所場補正は、 r_v に反比例、すなわち、渦密度の1/2乗に比例するということである。

最後に、フロンティア領域のへりの渦のピンはずれを考えよう。 $r = R_{FR}$ に位置する渦糸が他の渦糸から受ける反発力は、巨視的マグナス力に局所場補正を加えたものとなる。渦の堆積が進んでも、巨視的マグナス力の大きさはかわらないが、渦密度に依存する局所場補正は、大きくなっていく。このマグナス力の合計が、原子核の場所に渦を維持させておこうとする力（ピン止め力）の最大限界値を越えると、渦糸はピン止めをふりきってピンはずれし、4節で述べたように、なだれのピンはずれのトリガーとなる。渦のピンはずれに達するために

必要な渦の臨界距離は、典型的に、 10^4 fm のオーダーで、まだ原子核間距離の3桁上である。

7. まとめ

本稿に述べた一連の研究により、筆者らは、グリッチの起源を説明する微視的モデルの大枠を確立した。ここで述べた「核の棒」形成の理論、観測から示唆される温度など物理量の値、また局所場補正、ピン止め力の理論は、ベラパルサーについてすべて整合している¹²⁾。

モデルの全体のシナリオは、4節にまとめてある。一言でいうと、「ピン止めが誘発する核の棒」の形成場所は、渦糸コンデンサとしての役割をする。つまり、渦はそこにゆっくりと蓄積され、ある臨界密度に達すると、大量の渦がいったんに放出される。ここで強調したいのは、このモデルは、突拍子なく見えるかもしれないが、すでに夢物語ではない——実現の可能性が、現在までに提出されている原子核と超流体の理論の枠組みの範囲で、きちんと示されている、ということである。

最後に、「ピン止めが誘発する核の棒」形成がグリッチの進化と密接に関連しているであろうことを指摘しておく。5節で求めた渦の原子核上での滞在時間は、星内部の温度に反比例し、パルサーの年齢に比例する。我々のモデルでは、ベラパルサーでは形成される「核の棒」は、若く温度の高いカニパルサーでは、渦のホッピングが速いため形成されず、逆に、ベラより古い中性子星では、より大きな割合の渦糸が「核の棒」を誘発し自己束縛されている、と考えることで、観測されているグリッチの進化をうまく説明できるものと考えている。

謝辞

この原稿は、筆者の学位論文¹²⁾をもとにまとめました。研究の全般にわたり、ご指導くださった伊豆山健夫先生（物性物理学）に心から感謝いたします。核物理からの知見は、共同研究者である、親松和浩氏と谷畑勇夫先生に負っています。論文

を添削してくださった Gordon Baym 先生および助言と激励をいただきました多くの方がたに感謝いたします。

このモデルをここまで仕上げるまでに、大変な運に何度も恵まれました。第一に人との出会い、第二に、困ったときに、助け船になるような関連分野のしごとが時期を見計らったようにでてきていたことです。この研究をとおして私が経験した、感動や喜び、そして正しいと信じることはあきらめないということの大切さを、いつか今度は自分が人に伝えられるよう、成長していきたいと思っています。

参考文献

- 1) Lyne A.G., 1996, Pulsars: Problems and Progress, ASP conference Series Vol. 105, eds. Johnston S. et al., 73
- 2) Baym G., Pethick C.J., Pines D., Ruderman M.A., 1969, Nature 224, 872
- 3) Anderson P.W., Itoh N., 1975, Nature 256, 25
- 4) Mochizuki Y., Izuyama T., 1995, ApJ 440, 263
- 5) Mochizuki Y.S., Izuyama T., Tanihata I. 1997, ApJ, submitted
- 6) Mochizuki Y.S., Oyamatsu K., Izuyama T., 1997, ApJ 489, 848
- 7) Oyamatsu K., 1994, Ph. D. Thesis, Waseda Univ.
- 8) Pethick C.J., Ravenhall, D.G., 1995, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45, 429
- 9) Sumiyoshi K., Oyamatsu K., Toki H., 1995, Nucl. Phys. A595, 327
- 10) Ainsworth T.L., Wambach J., Pines D., 1989, Phys. Lett. B222, 173
- 11) Mochizuki Y.S., Izuyama T., in preparation
- 12) Mochizuki Y.S., 1997, Ph. D. Thesis, the Univ. of Tokyo

A Microscopic Model of Neutron Star Glitches

Yuko MOCHIZUKI

The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198

Abstract: The physical origin of neutron star glitches (sudden increases in the rotation rates) is a long standing problem. Usually, a glitch is attributed to catastrophic unpinning of many superfluid vortex lines from the nuclei in the inner crust of a neutron star. In this paper, I present the first microscopic model to explain this catastrophic unpinning of vortices.