

数値相対論と連星中性子星の合体

柴田 大

〈京都大学基礎物理学研究所 〒606-8502 京都市左京区北白川追分町

Max Planck Institute for Gravitational Physics, Am Mühlenberg 1, Potsdam-Golm 14476, Germany〉

e-mail: mshibata@yukawa.kyoto-u.ac.jp



昨年、連星中性子星の合体が重力波望遠鏡で初めて観測された。さらに素晴らしいことに、電磁波対応天体が、ガンマ線から電波に至る幅広い波長帯域において観測された。そして、可視光・赤外線域の観測結果から得られた合体に関する情報は、それまでに行われてきた一般相対論的なシミュレーション（数値相対論）に基づく予測と非常に整合的だった。そこで本稿では、数値相対論から得られた合体に関する知見を紹介し、それが観測結果と見事に合致したことを述べる。

1. はじめに

今年の1, 2月号の天文月報ですでに報告されたように、2017年8月17日に、連星中性子星の合体（以下ではGW170817）が重力波望遠鏡と光学望遠鏡によって初めて観測された^{1), 2)}。特筆すべきは、ガンマ線から電波に至るまでの幅広い波長帯域で電磁波が観測され、豊富な情報をもたらされたことである。これらの観測結果は、連星中性子星が合体して重力波や電磁波が放射されたことを示すのみならず、合体過程、中性子星の半径、合体時の物質放出量、放出物質中での重元素合成などに対して貴重な情報をもたらした。

ここで貴重な情報が得られたとしたが、なぜそう言えるのか不思議に思っていた。重力波や電磁波に「われわれは連星中性子星からやってきました」と明記されているわけではないからである（当たり前のことを書いて申しわけない）。何かがあったと言えるのは、重力波や電磁波の信号が理論的に予想されていた特徴をもっていたからである。どんな観測結果でも、それが何を意味するのか理解するには、理論的な解釈が不可欠である。今回の連星中性子星合体の観測に関して

も、観測結果が理論的な予測と整合的なので、連星中性子星が発見されたとか、重元素が大量に合成されたようだと言えるのである。

では、連星中性子星の合体現象をわれわれはどのように理論的に予測するのだろうか？ これには、ほかの天文現象と同様に、現象を記述する一連の基本方程式を理論的に解く必要がある。連星中性子星の合体は非常に強い重力を伴う現象なので、まず、一般相対論の基本方程式であるアインシュタイン方程式を解かなくてはならない。中性子星は磁気流体とみなすことができるので、その発展を追うには、磁気流体方程式を解く必要がある。その際に、高密度核物質を記述する、強い相互作用が考慮された状態方程式も同時に採用しなくてはならない。また二つの中性子星の衝突時には、個々の中性子星の速度が光速 (c) の30%にも達するので非常に強い衝撃波が発生し、物質の温度が千億度をはるかに超える。つまり高温高密度の環境が発生する。このような状況ではニュートリノが大量に発生するが、その効果を考慮するにはニュートリノの輻射輸送方程式を解かなくてはならない。したがって、大規模な数値シミュレーションが不可欠なのだが、このような一

一般相対論的シミュレーションを行う研究分野が数値相対論と呼ばれる。つまり、連星中性子星の合体に伴って何が起きるのか予測するには、数値相対論が必要になる。

以下では、数値相対論について簡単に触れた後に、数値相対論によって連星中性子星の合体現象を、どの程度詳しく予測することができるようになったのかについて述べる。そして、その理論予測がGW170817の観測結果と非常に整合的だったことを説明する。最後に、今後得られそうな観測結果を予測してまとめとする。

2. 数値相対論とは

すでに述べたように、数値相対論とは、二つの中性子星同士が合体するような非常に強い重力を伴うダイナミカルな現象を、一般相対論の枠組みにおいて数値計算によって解き明かす研究を指す。アインシュタイン方程式は、時空構造を決めるための方程式だが、これを初期値問題を解く形式に書き直せば、空間の曲がり具合が時間とともにどう変化していくかを定式化したものと解釈できる。そして、これを解けば、二つの中性子星が合体するとき空間の曲がり具合がどのように変化するか、重力波がどのように放射されるか、などが計算できる。ただし、アインシュタイン方程式は非線形連立偏微分方程式であり、解析的に解を求めるのは不可能である。そのため数値的な解法が必要になり、数値相対論という分野が誕生した。

数値相対論は1970年初頭から研究が始まり、1990年代から本格化した。日本でも京都大学を中心とするグループが、その黎明期から今日に至るまで活躍し、発展に大きく貢献してきた。1990年代から数値相対論研究が本格化したのは、次の段落で述べるように、アメリカのLIGO計画をはじめとする大型重力波望遠鏡の建設計画が、世界中で本格化したことと深く関係がある。

2015年まで直接検出できなかったことからわかるように、重力波を観測するのは簡単ではな

い。検出器の雑音を、重力波信号の振幅以下に抑えるのが容易でないからである。このため、現在の重力波望遠鏡をもってしても、重力波振幅は検出器の雑音振幅よりも少し高いにすぎない。したがって、重力波信号を確実に検出するには、到来しそうな重力波の波形をあらかじめ理論的に正確に予測し、検出に備える必要がある。さらに、重力波が検出された後に、その放射源の性質を重力波の波形から明らかにするには、可能な限り多数の理論波形と重力波信号とを比較し、一致するものを突き止める作業が必要になる。その際に、重力波源に対する可能な限りあらゆる多様性を考慮した多数の正確な理論波形が必要になる。このように重力波観測においては、理論波形をあらかじめ準備しておく必要があるが、連星中性子星の合体のような強重力現象を解き明かす唯一の方法が数値相対論なので、これが必要になった。

数値相対論の手法は2000年代に確立され、現在、アインシュタイン方程式を数値的に解くのに適した定式化が二つ存在する³⁾。一つがBaumgarte-Shapiro-Shibata-Nakamuraと呼ばれる定式化であり、もう一つがハーモニック座標と呼ばれる特殊な座標選択に立脚する定式化である。前者の確立には、日本人研究者が大きく貢献した。

中性子星のように流体が存在する場合には、その運動を記述する流体力学方程式、ニュートリノの輸送過程を記述する輻射輸送方程式なども同時に解く必要がある。これらを解くには、アインシュタイン方程式を解くのと異なる努力が必要だが、これについても関口雄一郎など日本人研究者が大きく貢献した。

現在、連星ブラックホールの合体現象については、高精度の計算が実行可能であり、重力波の多様な理論波形が次々と導出されている。連星中性子星の合体についても、高性能コンピュータが使用可能になったおかげで、2010年代に入り現実的な計算ができるようになった。例えば、2012年から本格運用されている日本の「京」コン

コンピュータは、数値相対論の発展にたいへん役立った。そしてうまく具合に、重力波観測が実現する2010年代半ばに、現実的な問題に数値相対論を適用できるようになったのである。

3. 連星中性子星の合体に対する数値相対論の予測

前章で述べたように2010年代に入ってから、連星中性子星の合体に対する現実的なシミュレーションが実行可能になったが、それ以外の周辺環境として特に重要だったのが、太陽質量の約2倍の質量をもつ中性子星が発見されたことである^{4),5)}。中性子星の状態方程式はいまだに正確には理解されていないため、連星中性子星の合体を調べる際にはこの不定性を考慮する必要がある。つまり、中性子星に対する既存の観測結果と矛盾しない多数の状態方程式を採用して、シミュレーションを系統的に実行する必要がある。2 M_{\odot} の中性子星が発見される以前は、状態方程式に対する不定性が大きすぎて、系統的研究を行うことは不可能だった。しかし2 M_{\odot} の中性子星の発見により、その存在を説明できない状態方程式は考

えずに済むようになった。その結果、系統的研究が可能になり、合体现象に対して定量的な予測が与えられるようになった。数値相対論によって得られた、特に重要と思われる知見をまとめると以下ようになる：

* 図1に示すように、連星中性子星の合体後、連星の合計質量がある閾値よりも大きければブラックホールが、小さければ大質量の中性子星が誕生する（閾値は中性子星の状態方程式に依存する）。また連星の質量比や連星の合計質量次第では、ブラックホールや中性子星の周りにトーラス（降着円盤）が形成される。このように、合体後に残される天体には多様性がありうる。しかし、連星の合計質量が約2.8 M_{\odot} 以下の場合には、2 M_{\odot} の中性子星の存在を説明できる状態方程式であれば普遍的に、合体後に少なくとも一時的には大質量中性子星が誕生する⁶⁾。銀河系内で見つかっている連星中性子星の多くは、合計質量が2.8 M_{\odot} よりも小さいので⁷⁾、典型的な質量の連星中性子星が合体すれば、合体後には一時的にせよ、大質量中性子星が誕生するはずである。

* 合体後に大質量中性子星が誕生すれば、合体時

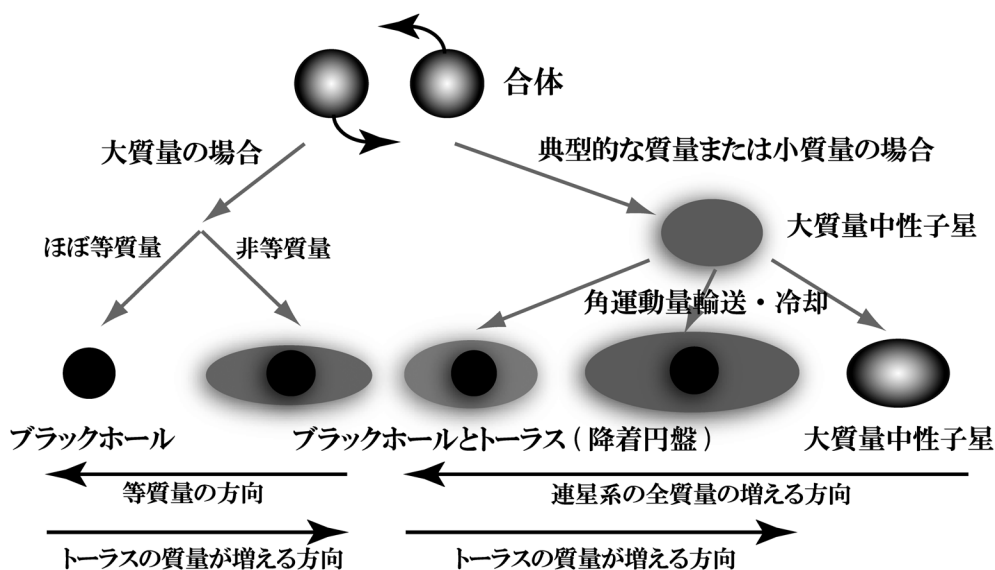


図1 連星中性子星合体後の運命について。主として連星の合計質量に依存して運命が分かれる。

に 10^{-3} – $10^{-2} M_{\odot}$ 程度の質量の物質が飛び散る⁸⁾. この過程は、ダイナミカルな質量放出と呼ばれる。飛び散る質量は、中性子星の状態方程式や連星の合計質量、質量比に依存する。一方、飛び散った物質の中性子過剰度は基本的には高いが、普遍的に幅広い分布をもつ^{9), 10)}. 具体的には、陽子と中性子の個数密度を n_p , n_n とおけば、電子濃度 $Y_e = n_p / (n_p + n_n)$ が約 0.05 から 0.5 まで幅広く分布する。ここで、中性子星の Y_e の値は 0.1 以下であるが、合体時の衝撃波加熱による超高温化やニュートリノ照射の影響を受けるため、放出物質は幅広い Y_e の値をもつようになる。また、放出物質の速度は平均で $0.2c$ 程度だが、 $0.8c$ 程度の高速度成分も微量ながら存在する⁸⁾.

* 合体後に大質量中性子星が誕生すると、それは非軸対称形状をもつため重力的なトルクの影響で角運動量輸送が速やかに進む。その結果、その周りに 0.1 – $0.2 M_{\odot}$ 程度の質量をもつトーラスが形成される¹⁰⁾.

* 高解像度の磁気流体シミュレーションによると、合体時に、二つの中性子星の接触面で、シア運動に起因したケルビン・ヘルムホルツ不安定性が発現し、その結果、渦が大量に発生する。すると、巻き込み効果により磁場強度が急激に増大する^{11)–13)}. その結果、磁気乱流が発生すると予想される。したがって、合体後に誕生する大質量中性子星とトーラスは、高速回転かつ強磁場をもち、しかも乱流状態にあると予想される。

* 大質量中性子星とトーラスが乱流状態であれば、実効的に粘性流体として振る舞うはずである。粘性流体効果を考慮すると、このような系からは太陽質量の数%程度の物質が放出される^{14), 15)}. この種の放出物質は、大質量中性子星からのニュートリノ照射の影響を強く受けるため、さほど中性子過剰にはならない ($Y_e = 0.3$ – 0.4 程度)^{16), 17)}. また、この質量放出は基本的にはトーラス外縁部で起きるため、放出速度はそこでの回転速度を反映し、 $0.05c$ 程度とさほど大きくない。

これらの知見が、以下で述べるように、GW170817 に対する電磁波対応天体の観測結果を理解するうえで大きな役割を果たした。

4. GW170817 の観測結果と数値相対論の予測との整合性

最初に、GW170817 の観測結果についてまとめておこう。GW170817 は 2017 年 8 月 17 日日本標準時午後 9 時 41 分に、Advanced LIGO によって観測された¹⁾. 非常にタイミングが良いことに、Advanced Virgo も同年 5 月頃から急速に検出感度向上に成功したため、8 月 1 日から Advanced LIGO と同時観測を始めていた。残念ながら Advanced Virgo では有意な信号は検出されなかったが、十分な検出感度をもちながらも検出できなかったため、観測しにくい方向から重力波がやってきた、という貴重な情報をもたらした(注: 重力波望遠鏡には指向性がある)。その結果、重力波の発生源の方向が、90% の確かさで 30 平方度以内の誤差で決定され、後に述べる光学追観測に貴重な情報を与えた²⁾. Advanced Virgo が観測に加わる以前、すなわち Advanced LIGO の 2 台のみでは、方向決定誤差が 1,000 平方度程度であったので、検出器が 3 台存在することの意義を強烈に認識させる観測事例になった。

連星中性子星は重力波放射により徐々に軌道半径を縮め、やがて合体する。軌道半径が縮むにつれ、放射される重力波の周波数は上がるが、重力波が観測されたのは、周波数が約 24 Hz の時点から合体までである。この観測で測られた重要な量が、チャープ質量 M と発生源までの距離である。ここでチャープ質量とは、連星の 2 星の質量から決まる質量の次元をもつ量である(下記)。重力波データ解析では、重力波の位相変化を解析してチャープ質量を求めるのだが、その結果、 $M \approx 1.188^{+0.004}_{-0.002} M_{\odot}$ と決まった¹⁾.

観測が始まった時点での重力波の周波数 f_0 と重力波観測の継続時間 t_0 が測定できれば、チャープ

質量は以下の式からも概算できる：

$$t_0 = \frac{5c^5}{256G^{5/3}M^{5/3}(\pi f_0)^{8/3}} \times \left[1 + \left(\frac{743}{252} + \frac{11\eta}{3} \right) x - \frac{32\pi}{5} x^{3/2} \right]. \quad (1)$$

ここで x は連星の合計質量 M を用いて、 $x = (\pi G M f_0 c^{-3})^{2/3}$ と定義される。 η は連星の換算質量と M との比を表す $1/4$ 以下の無次元量で、これを用いると M は $M\eta^{3/5}$ と書かれる。質量比が 0.7 – 1.0 と変化しても、 η は 0.242 – 0.250 としか変化しないので、式(1)から M が概算される。Advanced LIGO の観測量、 $f_0 \approx 24$ Hz、 $t_0 \approx 100$ s、および $\eta \approx 1/4$ を用いると、式(1)から $M \approx 1.20 M_\odot$ を得る。

他方、個々の中性子星の質量までは、精度良く決まらなかった。個々の質量を決めるには、 η の決定が必要だが、 η の重力波位相への寄与はポストニュートン近似の高次の項にしか現れず、またその効果はスピンの効果と縮退するため、決定精度が低いからである。連星内中性子星のスピンの天文観測から示唆される程度に小さいと仮定しても、今回の観測では、質量比に 0.7 – 1.0 という制限が 90% の信頼度で与えられたただけであった。したがって、個々の質量は、(90% の信頼度で) 1.16 – $1.60 M_\odot$ の範囲にあるとしか決まらない¹⁾。

しかし、チャープ質量が求まると、連星の合計質量 $M (=M\eta^{-3/5})$ の下限が求まる。その結果、 $M \geq 2.73 M_\odot$ という結果が得られた。また $\eta = 0.242$ としても、 $M = 2.78 M_\odot$ である。合計質量として 2.73 – $2.78 M_\odot$ という値は、連星中性子星としては典型的な値であり⁷⁾、その結果、合体する連星中性子星が発見されたと判断されたわけである。また数値相対論の知見から (3章参照)、合体直後にはブラックホールではなく大質量中性子星が誕生した、と推測できる点も重要である。

さらに振幅とチャープ質量を用いて、距離が 40^{+8}_{-4} Mpc と推定された¹⁾。誤差が大きいのは、advanced LIGO 2台のみによる今回の測定では重力

波の偏光分離が正確にできず、連星の軌道傾斜角を精度良く決定するのが難しかったからである。

その後の光学望遠鏡の追観測の結果、合体はレンズ状銀河 NGC4993 で起きたこと、そしてその結果、重力波源までの距離が確かに約 40 Mpc であることがわかった²⁾。近似的ではあるが距離が決まった結果、電磁波対応天体の絶対光度が求まった。さらに重要なのは、対応する銀河が判明したことにより、重力波の到来方向が正確に決まったことである。重力波観測では方向が大きな誤差付きでしかわからなかったが、電磁波観測でこの点が大幅に改善された。距離や方向が決定できたおかげで、連星の公転軌道回転軸とわれわれの視線方向とのなす角が推定され、それが約 30 度以内であることが判明した¹⁾。

約 40 Mpc という距離は、光学観測においては比較的近傍なので、重力波の発見直後から電磁波対応天体の観測が世界中の多くの望遠鏡によりなされた (重力波源は南天に存在したため、北半球に存在する望遠鏡が不利だった)。とりわけ、合体直後から約 20 日間に、可視光線から近赤外線領域に対して詳細な観測がなされた (図2参照)。そして、それらの観測結果が、いわゆるキロノバモデルで整合的に説明できることが判明した^{18), 19)}。以下で述べるように、この光学観測が、連星中性子星の合体現象を探索するうえで重力波観測以上に貴重な情報をもたらした。

先に進む前にキロノバモデルについて簡単に触れておこう^{18), 19)}。3章で述べたように、連星中性子星の合体の結果、大量の物質が放出される。放出されるのは中性子過剰な組成をもつ物質のため、種原子核による自由中性子の急速な捕獲 (r プロセス反応) が進み、大量の重元素が合成されると考えられる^{20), 21)}。ここで合成される重元素の中には、金、銀、プラチナ、レアメタルなど、われわれのよく知る高価な元素も含まれる。ただし当初は、中性子を過剰に保持する放射性不安定な重元素が合成される。それらはやがてペー

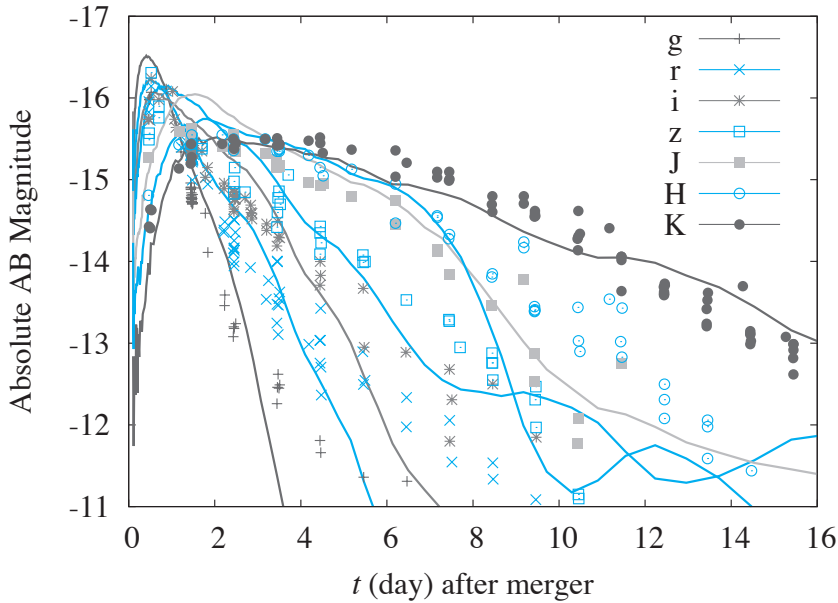


図2 GW170817の電磁波対応天体からの放射の可視から赤外線 (g, r, i, z, J, H, K) バンドの光度変化. 横軸が合体後の経過時間を, 縦軸が絶対等級 (AB等級) を表す. 観測データは, V. A. Villar et al., *Astrophys. J.*, 851, L21 (2018) より取得²⁶⁾. 曲線は川口らによる, 数値相対論の結果に基づいた理論モデルを表す²⁷⁾.

タ崩壊や核分裂などを起こす. すると, その崩壊熱により, 放出物質は温まる. しかし, 放出物質は当初高密度なため, そこから光子は自由に逃げられない. そのため崩壊熱はしばらくの間, 断熱膨張による冷却で浪費されるが, 膨張が十分に進み, 膨張が進む時間と同程度以内に光子が拡散によって逃げ出せるようになると, 放出物質は明るく輝くようになる. これがキロノバである.

定量的には, M_{ej} を放出物質の総質量, v_{ej} を典型的な速度, κ を典型的な光の吸収係数とすると, 最大光度 L_{peak} と最大光度に達する時間 t_{peak} は, 近似的に以下のように書ける^{19), 22)}:

$$L_{\text{peak}} = (0.5-1.0) \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1} \times \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03 M_{\odot}} \right) \left(\frac{t_{\text{peak}}}{\text{day}} \right)^{-1.3}, \quad (2)$$

$$t_{\text{peak}} \approx \sqrt{\frac{\kappa M_{\text{ej}}}{4\pi c v_{\text{ej}}}} \approx 6 \text{ day} \left(\frac{\kappa}{10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03 M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{ej}}}{0.2c} \right)^{-1/2}. \quad (3)$$

ここで $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ としたのは, ランタノイド元素が大量に合成され, 光の吸収係数が大きくなると想定したからである²³⁾⁻²⁵⁾. 仮にこの族元素が大量に合成されなければ, κ は $0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度になると考えられる. ここで示された最大光度とピーク時間は, 因子の違いはあるものの, GW170817の観測結果とおおむね整合的である.

しかし, 完全に整合的だったわけではない. まずこの現象における最大光度は, 可視光線域でかなり大きく, $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ 程度であった. また, 標準的とされるキロノバモデルによる予測に比べると, 可視光線域で最大光度に達するタイミングが

1日以内とたいへん早く、また暗くなるのも早かった(図2の g, r バンド参照). さらにこれらの初期放射を担う物質の速度(光球面速度)も、 $\sim 0.3c$ と予想外に高速だった^{*1}. これらの観測事実は、この観測以前に構築されてきたキロノバモデルに、修正を加える必要があることを意味した. 一方、赤外線域では、比較的ゆっくりと光度が減少した(図2における K バンドの5日以後の緩やかな減光参照). これは、ランタノイド元素を含む、質量数の大きい r プロセス元素が大量に合成された場合に予想されていた結果である²³⁾⁻²⁵⁾.

さて、質量放出過程としては、3章で述べたように、GW170817発生以前から、以下の二つが提案されていた: 一つはダイナミカルな質量放出で、これは合体後10ミリ秒以内に起きる. この過程では、幅広い中性子過剰度($Y_e=0.05-0.5$)の物質が、平均的には $0.2c$ 程度の速度で、軌道面の方向に重点的に飛び散る(図3参照). 中性子過剰度の高い物質が飛び出すため、ランタノイド元素を含む大きい質量数をもつ r プロセス元素が大量に合成され^{28), 29)}, その結果、光の吸収係数は $\kappa \sim 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度になると考えられる^{23), 24)}. もう一つが、粘性効果によるトーラスからの質量放出で、この場合放出速度は $0.05c$ 程度である. この過程でも、基本的には、軌道面方向に物質が飛び散る. これは合体後に誕生する中心天体とトーラスからなる系において起きる過程で、 $0.1-10$ 秒程度の時間をかけて物質が放出される. 放出される質量はトーラス質量の数%にも達し、 $0.01-0.1 M_\odot$ と推測される. 中心天体は、ブラックホール、大質量中性子星のどちらでもよいが、放出物質の中性子過剰度は、中心にブラックホールが存在するか、大質量中性子星が存在するかで大きく異なる¹⁶⁾. ブラックホールが存在すれば、ダイナミカルな質量放出の場合と同様、中性子過

剰度が高い物質が放出される. 一方、大質量中性子星が存在すれば(GW170817はこちらの場合)、そこからのニュートリノ照射効果により、中性子過剰度が極端には高くない物質($Y_e \gtrsim 0.3$)が飛び散る. その結果、ランタノイド元素がほとんど合成されない(質量数の小さい r プロセス元素しか合成されない)ため²⁵⁾, $\kappa \sim 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度になると考えられる¹⁷⁾.

しかし、これらのシナリオのどちらかでは、GW170817の電磁波対応天体の光度やスペクトルの変化の様子を説明できない. まず、光の吸収係数が $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度に大きいと、仮に速度が $0.3c$ でも可視光線域での光度の素早い変化を説明できない[式(3)参照]. つまり、ダイナミカルな放出物質だけからでは、可視光線域の光度の素早い変化は説明できない. 他方、大質量中性子星周りのトーラスからの粘性効果による放出成分だけだと、ランタノイド元素が合成されず $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度になるので、光度変化の時間スケールは短くなる[式(3)参照]. しかし、赤外線域でのゆっくりとした光度の減少は説明できない. さらに、観測的に示唆される、放出物質の初期の高速度($\sim 0.3c$)も説明できない.

ところが、二つのシナリオを物理的に正しく組み合わせると、観測事実は見事に説明される²⁷⁾(図2の曲線参照). まず、可視光線域の高光度の放射および素早い時間変化は、大質量中性子星周りに存在するトーラスからの粘性効果による放出物質からの放射によって説明される. 高光度を説明するには、 $0.02-0.03 M_\odot$ 程度の質量放出が必要になるが[式(2)参照], これはわれわれの数値相対論シミュレーションによって、十分に可能であることが示されている¹⁷⁾.

ここで問題なのは、粘性効果による放出物質の速度が典型的には $0.05c$ 程度にしかならないこと

*1 放出物質の速度を推定するには、まず絶対光度 L を求め、さらにスペクトルから温度 T を概算する. 黒体放射と放射物体が球対称であることを仮定すれば、各時刻における光球面の半径が $R = \sqrt{L/(4\pi\sigma_{\text{SB}}T^4)}$ と見積られる(σ_{SB} は Stefan-Boltzmann 定数). 自由膨張を仮定し、これを合体から経過した時間で割れば、速度が求まる.

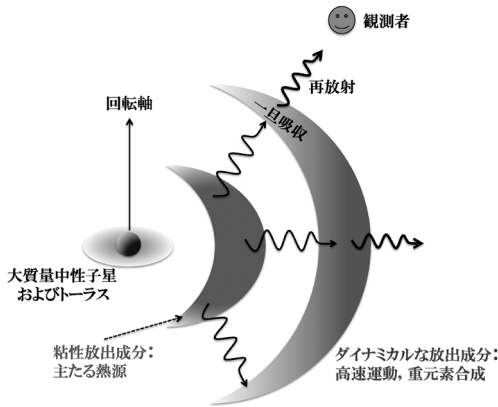


図3 GW170817において連星中性子星から放出された物質の想像図。中心領域の球と円盤が、大質量中性子星とその周りのトラス（降着円盤）を表す。外側と内側の三日月状の領域が、それぞれ、ダイナミカルな放出物質と粘性効果によるトラスからの放出物質を表す。GW170817の場合、前者の質量が $0.01 M_{\odot}$ 程度、後者の質量が $0.02 M_{\odot}$ 程度と、われわれの輻射輸送計算から推測される²⁷⁾。

である。そのため、単純に考えると、観測的に示唆される $\sim 0.3c$ の初期の放出物質速度を説明できない。しかし、ここでダイナミカルな放出物質が重要な役割を担う。先に述べたように、この過程による放出物質の速度は、最大で $0.8c$ 程度にまで幅広く分布しており、粘性効果による放出物質に先行して飛び散っている。したがって、この成分が視線方向に微量存在し、より内部からの放射をその高い光の吸収係数のためいったん吸収し、短時間で再放射しているとすれば、外部からは高速度成分の放出物質が放射しているように見える(図3参照)。つまり、見かけ上高速の物質が熱源になっているように見える²⁷⁾。なお放出物質は、時間とともに密度を下げたため、観測される放射領域は時間とともに深部(より速度の遅い領域)に移る。放出物質の速度が徐々に遅くなって見えるという点も、観測事実と整合する³⁰⁾。

他方、光度がゆっくりと減少する赤外線放射は、大きな κ の値をもつダイナミカルな放出物質からの放射で説明できる。また、質量数が130を

超えるような r プロセス重元素は、ダイナミカルな放出成分から合成されたと考えられる。われわれの最新のモデルでは、合成量は $10^{-3} M_{\odot}$ のオーダーと推測される²⁷⁾。われわれの銀河系で、数万年に一度程度の割合で連星中性子星の合体が起きて、この程度の r プロセス元素合成を毎回起こしてきたとすれば、銀河系に存在する r プロセス重元素の総量をおおむね説明できることになる³¹⁾。

数値相対論に基づく理論的考察は、以下の興味深い示唆を与える^{32), 33)}。すでに述べたように、この合体現象では大質量中性子星が誕生し、しかも一定の時間ブラックホールに重力崩壊せずに存在したはずである。重力波の解析から、連星の合計質量は $2.73 M_{\odot}$ 以上と判明しているが、このような重い連星系から十分に(最低でも0.1秒程度の)寿命の長い大質量中性子星を誕生させるには、球対称の中性子星の最大質量が $2 M_{\odot}$ を十分に上回る必要があることが、これまでの数値相対論研究から判っている。また中性子星の特徴的な半径が小さすぎても(例えば質量が $1.4 M_{\odot}$ の中性子星の半径が 10 km 以下なら)大質量中性子星が誕生しないので、この制限も課される。つまり、電磁波対応天体の観測から、中性子星の状態方程式に制限が与えられる。

GW170817の重力波観測で潮汐変形率 Λ が制限されたことによっても¹⁾、中性子星の状態方程式に対して一定の制限が与えられた。ただし、 Λ の測定に重要な高周波数帯域($0.5\text{--}1 \text{ kHz}$)での信号対雑音比が不十分だったため、決定的な制限を与えるには至らなかった。それでも、90%の信頼度で $\Lambda \leq 800$ という制限が与えられた。これは、中性子星の半径が約 13.5 km 以下という制限に相当する。この結果は、今後の進展に大きな希望を抱かせる。将来、高周波数帯域でも十分に信号対雑音比が大きい観測が実現すれば、状態方程式に強い制限が課されるだろう。ただし、精度の良い測定のためには、数値相対論による一層正確な理

論波形の導出が今後も求められる。

5. 今後の観測に対する予測

本稿で述べたように、GW170817の電磁波対応天体の観測結果は、数値相対論に基づく予測と整合的だった。理由の一つは、信頼性の高い予測を数値相対論によって行えることである。もう一つの理由として、連星中性子星の典型的質量や合体直前の軌道状態が、これまでの天文観測から予測できていたことが挙げられる。実際、連星中性子星の合計質量が $2.75 M_{\odot}$ 程度で、また合体直前まで連星はほぼ円軌道を保ちながら重力波放射の反作用で軌道半径を徐々に縮め最終的に合体に至る、という今回の観測結果は予想どおりであった。したがってこの問題では、合体直前の状態は正確に予測されており、その後の発展を理論的に正確に追うことさえできれば、合体現象に対する理論予測は現実の現象と一致するはずだが、まさにそのような結果が得られたのである。

しかし、観測されたのはまだ一例であり、喜ぶのは早い。連星中性子星の合体現象は今後続々と観測されるはずだが、それらの観測結果が常に数値相対論に基づく予測と整合的かどうかは、確認されなければならない。そこで以下では、今回とは異なる質量をもつ連星中性子星、またはブラックホール・中性子星連星の合体が今後観測された場合に、どのような観測結果が得られるのか予測しておく。

1. チャープ質量がGW170817に比べて有意に大きな連星中性子星が合体する場合、合体直後にブラックホールが誕生すると予想される。もし連星の質量比が1から大きく離れていなければ、合体時にダイナミカルな質量放出がさほど起きず⁸⁾、またブラックホール周りに大質量の降着円盤が誕生しないため⁶⁾、粘性起源の質量放出も目立って起きず、放出される総質量はたかだか $10^{-3} M_{\odot}$ のオーダーだろう。したがって、電磁波対応天体は今回の現象ほど明るく輝かないと予想

される。一方、質量比が1から大きく異なる場合には、観測結果は4に記述するブラックホール・中性子星連星の場合と似たものになると予想される。

2. 今回と同程度の合計質量をもった連星中性子星が合体する場合、軌道面に垂直方向から観測すれば、今回と似たような電磁波対応天体が観測されるはずだが、軌道面方向から観測すると、 κ の値が大きい、ダイナミカルな放出成分の高密度部分を主として観測することになるため、可視光線の光度が今回よりも大幅に低くなるはずである²⁷⁾。一方、近赤外線域の光度曲線に今回と大きな差は見られないと予想される。

3. 今回よりも合計質量が有意に小さい連星の場合には、合体後 10^3 秒程度（磁気双極子放射で回転エネルギーを失うまで）、大質量中性子星が生き残ると予想される。すると、今回の現象同様に、特に粘性効果で、大質量中性子星とその周りのトーラスから大量の質量放出が起きるだろう。さらに $\sim 10^3$ 秒にわたる磁気双極子放射起源のエネルギー注入により、放出物質は加速されたり、加熱されたりすると予想される³⁴⁾。これらの効果は詳しく調べられていないため、定量的な議論は现阶段ではできないが、観測される電磁波は今回よりもかなり明るくなると予想される。

4. ブラックホールと中性子星の合体の場合、ブラックホールの質量が小さかったり（太陽質量の数倍以下）、あるいはブラックホールが高速回転していれば、中性子星がブラックホールに飲み込まれる前に潮汐破壊され得る。すると中性子過剰物質が、ダイナミカルに放出される。同時に、降着円盤がブラックホール周りに誕生し、その後の粘性進化で質量放出が起きると考えられる。ただし、中心に存在するのが大質量中性子星ではなくブラックホールなので、合体後に強いニュートリノ照射源が存在しないため、放出される物質は高い中性子過剰度（小さい Y_e の値）を保つと予想される³⁵⁾、³⁶⁾。したがって、放出物質の κ は大きい

はずであり、そのため合体後10日程度にわたって、主に近赤外線域で輝くことが予想される。

果たして予想どおりになるのか。2019年初頭から、Advanced LIGOとAdvanced Virgoは1年間の観測（O3）を予定しており、連星中性子星の合体が複数観測されると期待できる。予測が正しいかどうかは、1年もすればわかるはずである。

本稿で紹介した研究は、関口雄一郎、木内建太、久徳浩太郎、仏坂健太、田中雅臣、川口恭平、藤林翔の各氏との共同研究による。筆者にさまざまなことを教えてくれた彼らに深く感謝したい。

参考文献

- 1) Abbott, B. P., et al., 2017, Phys. Rev. Lett., 119, 161101
- 2) LIGO Scientific Collaboration, & VIRGO Collaboration, et al., 2017, ApJ, 848, L12
- 3) Shibata, M., 2016, Numerical Relativity (World Scientific)
- 4) Demorest, P. B., et al., 2010, Nature, 467, 1081
- 5) Antoniadis, J., et al., 2013, Science, 340, 448
- 6) Hotokezaka, K., et al., 2013, Phys. Rev. D, 88, 044026
- 7) Tauris, T., et al., 2017, ApJ, 846, 170
- 8) Hotokezaka, K., et al., 2013, Phys. Rev. D, 87, 024001
- 9) Sekiguchi, Y., et al., 2015, Phys. Rev. D, 91, 064059
- 10) Sekiguchi, Y., et al., 2016, Phys. Rev. D, 93, 124046
- 11) Price, D. J., & Rosswog, S., 2006, Science, 312, 719
- 12) Kiuchi, K., et al., 2014, Phys. Rev. D, 90, 041502
- 13) Kiuchi, K., et al., 2015, Phys. Rev. D, 92, 124034
- 14) Fernández, R., & Metzger, B. D., 2013, MNRAS, 435, 502
- 15) Just, O., et al., 2015, MNRAS, 448, 541
- 16) Metzger, B. D., & Fernández, R., 2014, MNRAS, 441, 3444
- 17) Fujibayashi, S., et al., 2018, ApJ, 860, 64
- 18) Li, L.-X., & Paczyński, B., 1998, ApJ, 507, L59
- 19) Metzger, B. D., et al., 2010, MNRAS, 406, 2650
- 20) Lattimer, J. M., & Schramm, D. N., 1974, ApJ, 192, L145
- 21) Eichler, D., et al., 1989, Nature, 340, 126
- 22) Hotokezaka, K., et al., 2016, MNRAS, 459, 35
- 23) Barnes, J., & Kasen, D., 2013, ApJ, 775, 18
- 24) Tanaka, M., & Hotokezaka, K., 2013, ApJ, 775, 113
- 25) Tanaka, M., et al., 2018, ApJ, 852, 109
- 26) Villar, V. A., et al., 2018, ApJ, 851, L21
- 27) Kawaguchi, K., et al., 2018, ApJ, 865, L21
- 28) Korobkin, O., et al., 2012, MNRAS, 426, 1940
- 29) Wanajo, S., et al., 2014, ApJ, 789, L39
- 30) Waxman, E., et al., 2018, MNRAS, 481, 3423
- 31) Hotokezaka, K., et al., 2015, Nature Physics, 11, 1042
- 32) Margalit, B., & Metzger, B. D., 2017, ApJ, 850, L19
- 33) Shibata, M., et al., 2017, Phys. Rev. D, 96, 123012
- 34) Metzger, B. D., & Piro, A. L., 2014, MNRAS, 439, 3916
- 35) Foucart, F., et al., 2015, Phys. Rev. D, 91, 124021
- 36) Kyutoku, K., et al., 2018, Phys. Rev. D, 97, 023009

Numerical Relativity and Binary Neutron Star Mergers

Masaru SHIBATA

Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Oiwake-cho, Kitashirakawa, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan

Max Planck Institute for Gravitational Physics, Am Mühlenberg 1, Potsdam-Golm 14476, Germany

Abstract: Last year, a merger of binary neutron stars was detected for the first time by gravitational-wave telescopes. In addition, electromagnetic waves in a broad range of wavelengths were subsequently observed. The merger process that can be interpreted from the optical and infrared observations agrees with the prediction by numerical relativity. In this article, I describe this fact.