

連星中性子星の合体の数値シミュレーション

諏訪部 宙 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

重力波は物質とほとんど相互作用しない。そのため放射された重力波は、その時の状態を保って地球まで伝わってくる。また、強重力場が激しく変動した時に効率よく放射されるので、検出される重力場の情報が豊富に含まれているはずである。しかしながら、重力波が観測されても、それから直接わかるのは、振幅、振動数及びそれらの時間変化までである。その波源、すなわち強重力天体について知るためには、あらかじめ波源を予想し、放射される重力波の波形を理論的に調べ、観測結果と比べる必要がある。今回は本論文をレビューし、中性子連星が合体するときの数値相対論的シミュレーションにより、予想される重力波とニュートリノ光度を紹介する。それが現在及び次世代の検出器で、どの程度検出可能性を持っているか報告する。

1 Introduction

次世代、キロメートルサイズの GW 検出器にとって、BNS の合体は最も有力な source の一つである。また継続時間の短い γ 線バースト (SGRB) の予備軍としても注目されている。そのような事実より、一般相対論を骨子とした BNS の合体の数値シミュレーションは、2000 年に成功して以降 10 年間大規模に行われてきた。BNS は GW の放射により、ゆくゆくは合体する。合体が始まる前、各中性子星は冷えている (核子の熱エネルギーはフェルミエネルギーよりかなり小さい)。なぜなら、ニュートリノ、及び陽子冷却により熱エネルギーがかなり減少するからだ。この期間は典型的な場合で 10^8 年以上である。対して、合体後、衝撃は流体力学の相互作用により生成される。特に、HMNS が形成される場合は、周囲に spiral arms が発達し、HMNS と spiral arms の衝突により連続的に加熱される。この過程による最大温度は $30-50\text{MeV}$ であり、大量のニュートリノが放出される。物理モデルを作り、高温の HMNS の進化を正確に調べることにより、高温、高密度の核物質における理論に基づく EOS と、ニュートリノ放射のようなマイクロの物理現象を合わせることができるだろう。しかしながら、このようなシミュレーションは full 一般相対論ではまだ行われていない (ただし有限温度下での状態方程式を用いて近似的な一般相対論的重力では調べられている)。マイクロな物理現象との合流は、特に、SGRB の検証に重要である。なぜな

ら、それが BNS の合体によるとすると、ニュートリノと反ニュートリノの対消滅反応により生ずると考えられているからである。本論文では、ニュートリノ冷却があり、有限温度の (Shen の) EOS を用いた、BNS の合体の数値相対論的シミュレーションの結果を最初に紹介する。次に、合体後に現れる結果、HMNS と BH の構造の条件と、熱的性質、ニュートリノ光度を報告する。

2 Setting of numerical simulations

full 一般相対論の数値シミュレーションは、Einstein 方程式の解として Baumgarte-Shapiro-Shibata-Nakamura (BSSN)-puncture formulation を用いて行った。

この論文では、等しい質量同士の BNS で、3 種類の質量 $M_{NS} = 1.35, 1.5, 1.6M_{\odot}$ を考える (M_{NS} は中性子星の片方 1 個の重力質量)。各モデルをそれぞれ、 $L(light)$, $M(middle)$, $H(heavy)$ と呼ぶ。初期条件として、合体前外見上静止した約 3-4 軌道を考える。

3 Results

図 1 は横軸を $t - t_{\text{merge}}$, t_{merge} は合体の開始時間である。縦軸は、(a) は周り (spiral arms) の最大質

量密度 ρ_{\max} 、(b) は最大温度 T_{\max} 、(c) は全ニュートリノ光度 L_{ν} $t < t_{\text{merge}}$ の時、 ρ_{\max} はほぼ一定である。一方、 $t \gtrsim t_{\text{merge}}$ になると、HMNS が形成され、重力波の放射により収縮、密度は上昇する。この時、GW は HMNS のエネルギーと角運動量を持ち去る。すなわち、 ρ_{\max} はこの重力波放射のタイムスケールで増加する。しかしながら、 $t - t_{\text{merge}} \sim 20$ ms におけるモデル L , M での非軸対称性は、GW の放射が著しく減少しているため、十分小さくなる。ニュートリノ冷却を除く散逸過程が存在しないので、BH に崩壊する前、少なくとも冷却のタイムスケールでは生きているだろう (下記参照)。モデル H では、重力波の放射に従って漸次収縮した後、結局 BH に崩壊し、BH の周りに $\approx 0.1 M_{\odot}$ の重い disk を形成する。

図 2 は時間の関数として 3 つのニュートリノ光度 (ν_e , $\bar{\nu}_e$, そして ν_x の合計) を plot したものである。これによると、反電子ニュートリノがどのモデルでも優勢に放射されることがわかる。これは M. Ruffert と H.-Th. Janka, and G. Schafer によって報告されており、それによると、HMNS が高温である。従って電子-陽電子対は、特に周囲 (spiral arms) で熱光子から効率的に生成される。それにより中性子は効率的に陽電子を捕らえ、反電子ニュートリノを放射する。一方、電子は陽電子ほど頻繁に陽子を捕らえられない。なぜなら、陽子が中性子に対してかなり少ないからである。モデル H において、高温領域が飲み込まれてしまうため、BH の構成後すぐ μ, τ ニュートリノ光度は急に減少する。一方、電子ニュートリノと反電子ニュートリノ光度は、massive な accretion 円盤から放射されるため、だんだんと減少していきだけである。ただし、ここでは地場の影響は考慮していない。long-lived HMNS の反電子ニュートリノ光度は、 $L_{\bar{\nu}} \sim 1.5 - 3 \times 10^{53} [\text{erg/s}]$ で、超新星爆発による最初の中性子星の形成時の $\sim 1 - 5$ 倍である。その平均ニュートリノエネルギーは、 $\varepsilon_{\bar{\nu}} \sim 20 - 30 \text{ MeV}$ である。スーパーカミオカンデや建設が予定されているハイパーカミオカンデのような、水-チェレンコフニュートリノ検出器はそのような高エネルギーニュートリノに良い感度を持つ。特に反電子ニュートリノに良く、その発見数は $\sigma \Delta T L_{\bar{\nu}} / (4\pi D^2 \varepsilon_{\bar{\nu}})$ によって見積もられている。ここで σ は、検出器に対する target ニュートリノの全クロス部分である。 ΔT は HMNS の寿命で、 D

は HMNS までの距離である。Y. suwa と K. Murase によると、ハイパーカミオカンデのようなメガトン水-チェレンコフ検出器において、 $D \lesssim 5 \text{ Mpc}$ かつ、 $\Delta T \sim 2 - 3 \text{ s}$ ならば、予想される発見数は $\gtrsim 10$ である。つまり、もし BNS の合体が幸運にも $D \sim \text{Mpc}$ 以内で起こると、HMNS のニュートリノは発見され、その構造を確かめられる。

図 3(a) は横軸 retarded time $t_{\text{ret}} = t - D - 2M \log(D/M)$ に対する 3 モデルの重力波である ($M = 2M_{NS}$)。ここで h_+ と h_{\times} は、GWs のプラスモードとクロスモードを意味する。この波形はいわゆる chirp 波形、BNS が inspiral motion で放射するもの ($t_{\text{ret}} \lesssim t_{\text{merge}}$) と、注目している合体の波形 ($t_{\text{ret}} \gtrsim t_{\text{merge}}$) で構成される。HMNS が形成されるモデル L と M の場合、重力波の振幅は $h \lesssim 10^{-22}$ であり、ピーク振動数は M に若干依存するが、 $f_{\text{peak}} = 2.1 - 2.5 \text{ kHz}$ の狭い範囲になっている。これらは近似一般相対論の先行研究に一致する。図 3(b) は $D = 100 \text{ Mpc}$ における有効振幅 ($h_{\text{eff}} = 0.4h(f)f \sim 4 - 6 \times 10^{-22}$) である。ここで $h(f)$ は $h_+ + h_{\times}$ のフーリエ変換の絶対値である。これを見ると、高振動数領域で良い感度を持つ broadband LIGO のような advance な GWs の検出器であれば、検出範囲内にある。もし、 $D \lesssim 20 \text{ Mpc}$ であるか線源が良い方向なら、HMNS からの GWs を検出できるだろう。

4 Conclusion

この数値相対論的シミュレーションでは、有限温度の (Shen's) EOS とニュートリノ冷却の効果を合わせて行われた。そのような stiff EOS では、HMNS は正当な結果であり、系全体の質量が $3.2 M_{\odot}$ より小さい限り、BH は合体の開始後即座には形成されない。その主要な理由は、熱圧力が HMNS を維持するためであり、すなわち、HMNS の寿命はニュートリノ冷却の time scale により決定される。今回のシミュレーションの GWs の放射では、BNS が比較的近くで起きるか幸運な方向であるならば、GWs は十分発見される可能性があり、HMNS の構造を確かめられる。

5 図の挿入方法

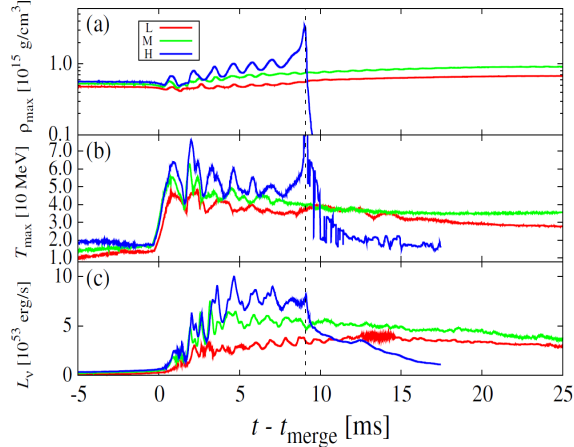


図 1: ρ_{max} , T_{max} , L_{ν} の時間変化

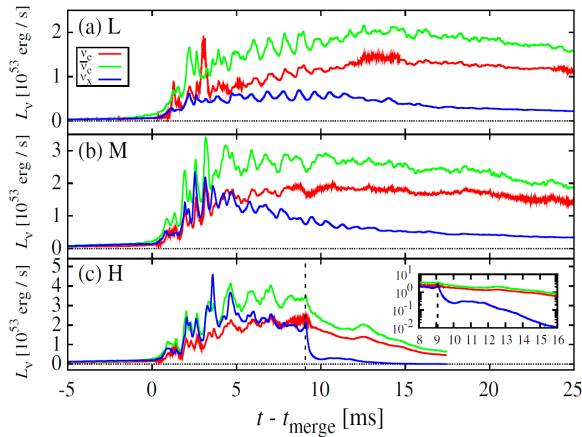


図 2: (L , M , H) におけるニュートリノ光度の時間変化

6 参考文献

Gravitational Waves and Neutrino Emission from the Merger of Binary Neutron Stars (Yuichiro Sekiguchi, Kenta Kiuchi, Koutarou Kyutoku, and Masaru Shibata. (2011))

一般相対論の世界を探る (柴田 大一 (2007))

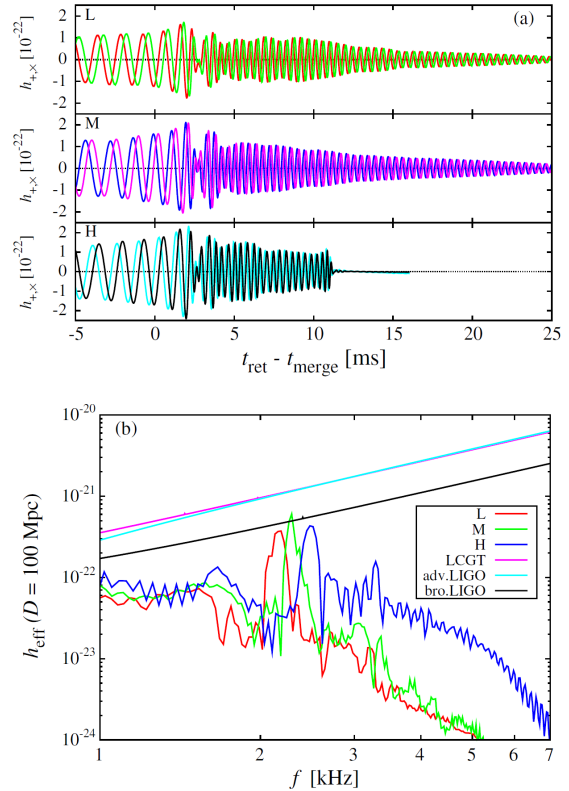


図 3: (L , M , H) における重力波の振幅の時間変化 (a) と振動数依存性 (b)

Reference

Yuichiro Sekiguchi, Kenta Kiuchi, Koutarou Kyutoku, and Masaru Shibata. 2011. PRL 107, 051102(2011)

R. Oechslin and H.-Th. Janka. 2007. Phys. Rev. Lett. 99, 121102(2007)

M. Shibata, and T. Nakamura. 1995. Phys. Rev. D 52, 5428(1995)

Y. suwa and K. Murase. 2009. Phys. Rev. D 80, 123008(2009)

M. Ruffert, H.-Th. Janka, and G. Schafer. Astron. Astrophys. 311, 532(1996)