

## 放射にともない減速する物体からの重力波放射

## Gravitational Radiation due to Electromagnetic Radiation from Decelerating Objects

○中田めぐみ<sup>1</sup> , 秋葉昭太<sup>2</sup>, 岩本弘一<sup>3</sup>\*Megumi Nakada<sup>1</sup>, Shota Akiba<sup>2</sup>, Koichi Iwamoto<sup>3</sup>

Abstract: Gamma-ray bursts (GRBs) are thought to be caused by the relativistic jets, which are launched by compact objects such as merging neutron stars and collapsing massive stars. Such relativistic jets are considered to be strong sources of gravitational radiation as well as the merging and collapsing events themselves. Segalis & Ori (2001) studied gravitational radiation from the jets with a point-mass approximation. The amplitude of the gravitational radiation declines as the jets are decelerated due to the emission of electromagnetic radiation (EMR). However, the contribution from the EMR should be added to the amplitude. In this paper, we study the gravitational radiation from the EMR emitted by decelerating objects.

## 1. はじめに

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst=GRB) とは、天空の一点から、数秒～数十秒の短い時間に、ガンマ線が飛来する現象である。バーストの天空上の分布が等方的であることや、比較的継続時間の長いバーストの母銀河が同定されていること等から、宇宙論的な遠方の距離で発生する現象と考えられている。ガンマ線で放射されるエネルギーは  $E_\gamma \cong 10^{51} - 10^{53}$  erg に達し、連星中性子星の合体や大質量星の重力崩壊が起源であると推測されている。そのような天体から放出される相対論的な速さのジェットからの輻射がガンマ線として観測されると考えられている。

GRB の起源が連星中性子星の合体や大質量星の崩壊であるならば、これらの現象に付随する強い重力波が GRB 発生とともに放射されていることになる。その他にも、GRB に特有の相対論的ジェットの放出によっても強い重力波が放射されることが Segalis & Ori (2001) により指摘されている。ジェットのエネルギー  $\gamma mc^2$  がガンマ線の放射エネルギー  $E_\gamma$  と同じ程度とあれば、重力波メモリーの大きさは、バーストの距離  $d$  をと

$$\Delta h \approx \frac{G}{c^4} \cdot \frac{2\gamma mc^2}{d} = 5.4 \times 10^{-23} \left( \frac{d}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-1} \left( \frac{E_\gamma}{10^{51} \text{ erg}} \right)$$

となる。

## 2. 減速するジェットの重力波メモリーと (電磁) 放射による重力波

ガンマ線放射によりジェットが減速するとき、ジェットが作る重力波メモリーは減少する。それと同時に、放射されたガンマ線による重力波が発生する。ジェットと放射の寄与を足し合わせたものが、重力波メモリーの総量となる。本研究では、放射による重力波メモリーへの寄与について詳しく考察する。

超新星からのニュートリノ放射により発生する重力波放射を考察した Epstein (1978) と同様の定式化をする。

計量テンソル  $g_{\mu\nu}$  より、 $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$  を定義

する。ここで、 $\eta_{\mu\nu}$  はミンコフスキー計量である。

背景時空は平坦であると仮定し、線形近似を行うとアインシュタイン方程式は

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h, \quad h = \eta^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta}$$

に対して

$$\left( -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Delta \right) \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu}$$

(1)

となる。簡単のため、 $G = c = 1$  とした。また、

ローレンツゲージ条件  $h^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$  を採用した。式

(1) は以下の遅延解をもつ。

1 : 日大理工・学部・物理, 2 : 日大理工・院 (後) ・物理, 3 : 日大理工・教員・物理

$$h^{\mu\nu}(t, x) = 4 \int \frac{T^{\mu\nu}(t - |x - x'|, x')}{|x - x'|} d^3x' \quad (2)$$

時刻  $t$  における質点の位置を  $r(t)$  , 放射強度の角分

布を  $\frac{dL}{d\Omega}(n, t)$  とおくと, 対応する  $T^{\mu\nu}$  は

$$T^{\mu\nu}(t, x) = \frac{n^\mu n^\nu}{|x - r(\tau)|^2} \frac{dL}{d\Omega}(n, \tau) \quad (3)$$

で与えられる. ここで,  $\tau$  は放射の遅延時刻で

$t - \tau = |x - r(\tau)|$  を解くことで求まる.  $n$  は

$$n = \frac{x - r(\tau)}{|x - r(\tau)|} \quad \text{で定義される単位ベクトルである.}$$

(3) を (2) に代入し,  $x' = r(\tau) = x'$  とおくと

$$h^{\mu\nu} = 4 \int \frac{n^\mu n^\nu}{|x - x' - r(\tau)|} \frac{dL}{d\Omega}(n, \tau) d|x'| d\Omega$$

このとき, 遅延時刻を求める式は

$$t - \tau = |x - x' - r(\tau)| + |x'|$$

となる.  $|x'|$  積分を実行し, 遠方のソースを考え

$$t - \tau \approx r \approx d$$

と近似すれば, Muller & Janka (1997) と同様に

$$h^{\mu\nu}(t, x) = \frac{4}{d} \int \frac{n^\mu n^\nu}{1 - \cos\theta} \frac{dL}{d\Omega}(n, \tau) d\Omega d\tau$$

を得る. さらに TT(Transverse-Traceless) ゲージでの振幅を計算すると

$$h_+ = \frac{2}{d} \int (1 + \cos\theta) \cos 2\phi \frac{dL}{d\Omega}(n, \tau) d\Omega d\tau$$

$$h_x = \frac{2}{d} \int (1 + \cos\theta) \sin 2\phi \frac{dL}{d\Omega}(n, \tau) d\Omega d\tau$$

を得る.

### 3 . まとめ

ガンマ線バーストの相対論的ジェットからの重力波メモリーは, ガンマ線放射によるジェットの減速により減少する. 放射されたガンマ線による重力波振幅への寄与を考察したところ, 以下のことが明らかになった.

- (1) ジェットが観測者の方向を向いているとき, キャンセルしてゼロになる.
- (2) ジェットが観測者の方向から角度  $\theta$  だけずれている場合,  $1 + \cos\theta$  に比例する寄与を与える.

### 4 . 参考文献

- [1] Segali, E.B. & Ori, A. 2001, Physical Review D 64, 064018
- [2] Epstein, R. 1978, Astrophysical Journal 223, 1037
- [3] Muller, E. & Janka, H.-K., 1997, Astronomy and Astrophysics 317, 140