

巨大ブラックホールによる星の潮汐崩壊

牟田口 舞 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

数多くの銀河中心核には、太陽の百万倍あるいはそれ以上の質量をもつ巨大なブラックホールが存在しており、非常に明るく輝いている。そのような巨大な質量をもつブラックホールの十分近いところに恒星が通りかかると、そのブラックホールの非常に強い潮汐力が星の自己重力を上回り、恒星はばらばらに破壊される。その後、恒星の破片の一部は外部に放出されるとともに残りはブラックホールまわりの束縛楕円軌道となる。その後、相対論的效果により近日点移動がおり、破片物相互の摩擦がより有効となりブラックホールの周りに降着円盤が形成されるとともに、数百万度の高温に達し相対論的なジェットを放射する。その後ブラックホールの質量降着率は減衰し、形成されたフレアは徐々に消滅すると考えられる。このことは、Rees(1988)にその観測可能性が指摘され、Evans ら (1989) による数値シミュレーションで、その過程を調べられているとともに、最近では観測的な確からしい出来事も見つかっている (Burrows et al.(2011)) 今後このような観測例が増えることを期待し、潮汐崩壊過程をより詳しく理論的に解析し、そこからのより詳しい情報が得られるかどうかを将来的に検討する。

本講演ポスターでは、以上に述べたブラックホールによる潮汐崩壊イベントについて Smoothed Particle Method に基づく数値計算の研究を紹介する。特に、ブラックホールと恒星の間に生まれる相対論的な効果もたらず影響を取り入れ、観測的に予想される質量降着率の時間変化を求めようとしている。研究は現在進行中であり、用いる手法と結果の一部をポスターで報告する。

1 序論

ブラックホール周辺に起こる現象のひとつとして、ブラックホールによる恒星の潮汐崩壊イベントがある。巨大な質量をもつブラックホールの十分近いところに恒星が通りかかると、そのブラックホールの非常に強い重力による潮汐力によって恒星はばらばらに破壊される。その後、恒星の破片の一部は、ブラックホールのまわりで束縛楕円軌道となり、相対論的效果により近日点移動がおり、破片物相互の摩擦がより有効となり、やがてブラックホールに吸い込まれていく。その際、ガスはブラックホールの周りで円軌道化された回転する降着円盤を形成し、その一部がブラックホールに落ち込む際には数百万度の高温に達し相対論的なジェットを放射する、というシナリオである。相対論的なジェットを放射したのち、ブラックホールの質量降着率は減衰し、形成されたフレアは徐々に消滅するという。このことは、すでに観測的な確からしい出来事も見つかっている。

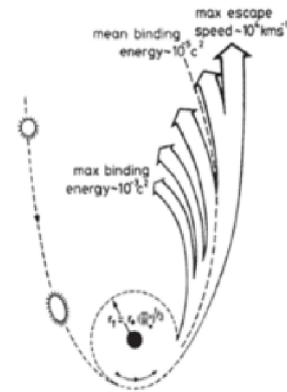


図 1: ブラックホールに近づいた星が潮汐崩壊する模式図 (Nature 1988 VOL.333,523-528)

潮汐力破壊の原理

潮汐半径

恒星の質量がブラックホールの質量より十分小さいとき、恒星の重心運動はブラックホールの重力場

中での質点としてブラックホールのまわりを運動する。ブラックホールから恒星の距離が十分遠方であるとき、ブラックホールは恒星に対して質点であるとみなすことができるが、恒星がブラックホールのある近傍の距離まで近づくと、有限の大きさの効果が無視できない。その結果、恒星はブラックホールによる潮汐力により変形し、さらに近づくとその潮汐力が星の自己重力を上回り、星は崩壊する。星が崩壊するに至るブラックホールとの限界の距離を潮汐半径とよび、次のように表される。

$$r_t = \left(\frac{M_{BH}}{M_*}\right)^{\frac{1}{3}} r_* \quad (1)$$

ここで、 M_{BH} はブラックホールの質量、 M_* 、 r_* は星の質量と半径である。

一般相対論の近日点移動

ブラックホールの質量によらず束縛軌道の周期 T は

$$T \sim 2\pi \left(\frac{r_t^3}{GM_{BH}}\right)^{\frac{1}{2}} = 2\pi \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\sim 10^4 \text{秒} \sim 2 - 3 \text{時間} \quad (3)$$

と表される。恒星がブラックホールの周りを数日かけて数十回転もすると、恒星の軌道は近日点移動により楕円軌道を外れ、ほぼ円軌道となり、後にブラックホールは降着円盤を形成し輝く。

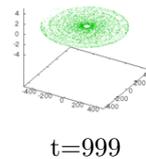
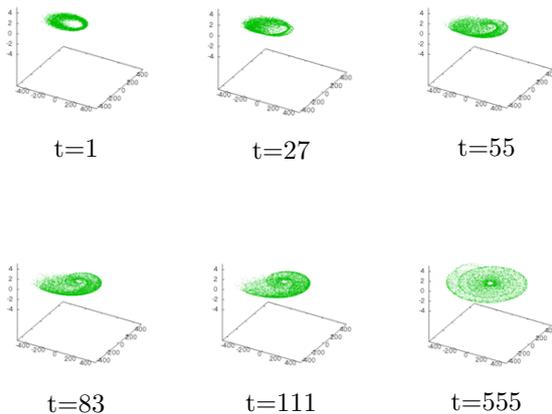


図 2: シミュレーションによって得られた楕円軌道の変動の様子

その質量降着率は

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt} \propto t^{-\frac{5}{3}} \quad (4)$$

で示され、質量降着が重力エネルギーの解放となり輝き、ブラックホールの質量降着率は減衰し (図 3 参照)、形成されたフレアは徐々に消滅する。

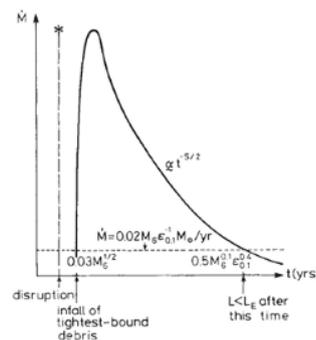


図 3: ブラックホールの質量降着率の時間変化 (Nature 1988 VOL.333,523-528)

2 研究手法

SPH シミュレーション

ブラックホールによる潮汐崩壊過程について、Smoothed Particle Method に基づく数値計算法を紹介する。この計算法は考える流体を素片に分割して計算するという手法である。流体の密度と速度をそれぞれ $\rho(x, t)$ 、 $v(x, t)$ と定義する。このことで、粒子の位置と時間がわかれば平均的な密度と速度が求まると考えることができる。粒子の個数が N 個とし

て、その運動方程式は

$$\frac{dv_i}{dt} = f_i \quad (5)$$

$$i = (1, 2, \dots, N) \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 f_i として次の項を考える。

$$\begin{aligned} \text{圧力勾配} \quad f &= -\frac{1}{\rho} \nabla p \\ \text{重力} \quad f &= -\nabla \Phi + \vec{v} \times \vec{h} \\ \text{粘性} \quad f_i &= \nabla_j (\mu (v_{i,j} + v_{j,i})) \end{aligned}$$

とし、 $\vec{v} \times \vec{h}$ で表される項は Lense-Thirring 項である。

この Lense-Thirring 項について、以下で証明する。

Lense-Thirring 項

Lense-Thirring 項 $\vec{v} \times \vec{h}$ について、以下のよう
に書き表すことができる。

$$\vec{h} = \vec{\nabla} \times \vec{\beta} = \frac{2k}{r^3} \vec{e}_z - 6k \frac{1}{r^3} (\vec{J} \cdot \vec{e}_z) \hat{r} \quad (7)$$

$$k = \left(\frac{JG}{c^2} \right) = \left(\frac{GM}{c^2} \right)^2 \cdot c \quad (8)$$

ここで、

$$\vec{\beta}_N = \frac{2JG}{c^2} \frac{1}{r^3} (\vec{r} \times \vec{e}_z) \quad (9)$$

において

$$k = \left(\frac{JG}{c^2} \right) = \left(\frac{GM}{c^2} \right)^2 \cdot c \quad (10)$$

とおく。

このとき、角運動量 J について

$$J = M \times \frac{GM}{c^2} \cdot c = aM = a_* M^2 \quad (11)$$

と表され、無次元量 a と質量 M がブラックホールを
特徴付けるものと考えられる。

ここで $0 < |a_*| < 1$ である。

Lense-Thirring 項の性質

回転するブラックホールがつくる重力場にはニュートン重力では見られないものが含まれる。この効果のブラックホールまわりにある半径 r の円盤への影響を考える。その円盤はブラックホールの赤道面と一致せず、 x 軸まわりに回転する方位角 β と z 軸まわりに回転する方位角 γ を考えると、軌道面は以下の図のように示される。

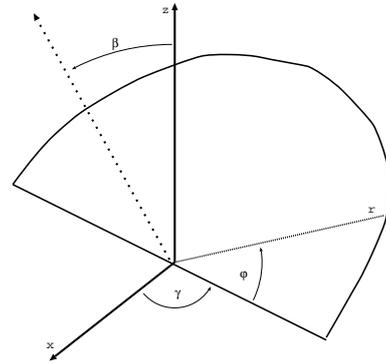


図 4: 回転円盤を表す簡易図

ここで、中心天体の重力との力学的な釣り合いから、この角速度はケプラーの回転速度

$$\Omega_k = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

より

$$v = r\Omega_k \quad (13)$$

で表される。また、運動方程式は

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{x} \times \vec{h} - \nabla \phi_N \quad (14)$$

である。この円盤のリングのもつ角運動量 \vec{L} は

$$\vec{L} = \int (\vec{x} \times \vec{v}) \rho dV = \begin{pmatrix} L_0 \sin \beta \sin \gamma \\ -L_0 \sin \beta \cos \gamma \\ L_0 \cos \beta \end{pmatrix} \quad (15)$$

で与えられる。その変化は

$$\frac{dL}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{L} \quad (16)$$

となる。

この変化分 $\frac{d\vec{L}}{dt} = \begin{pmatrix} -\Omega_s L_y \\ \Omega_s L_x \\ 0 \end{pmatrix} = -\vec{L} \times \vec{\Omega}$ につ
いて、 $\vec{L} = (L_x, L_y, L_z)$ を考えると、

$$L_x = L_0 \sin\beta \sin\Omega_s t \quad (17)$$

$$L_y = -L_0 \sin\beta \cos\Omega_s t \quad (18)$$

$$L_z = L_0 \cos\beta \quad (19)$$

$$L^2 = L_0^2 \quad (20)$$

と求めることができる。これより、角運動量の x 成分と y 成分は変数であるのに対し、 z 成分と角運動量の初期条件は定数であることから、この運動は歳差運動を示しているということができよう。このときの歳差振動数は $\Omega_s = \frac{2J}{r^3}$ で与えられる。

3 まとめと今後の課題

以上に議論してきたことから、以下のことが言える。

ブラックホールを特徴付けると考えられる無次元量 a と質量 M によって表される角運動量 J がゼロであるとき、その円盤は歳差運動せず、非回転の状態である。角運動量がゼロでないとき、その円盤は回転している状態となり、歳差運動をしているといえる。この効果のことを Bardeen-Petterson 効果という。

以上のことを踏まえて、今後の研究ではブラックホールによる潮汐崩壊イベントについて Smoothed Particle Method に基づく数値計算法で研究を理論的に進めたいとする。このシミュレーションによって、ブラックホールと恒星の間に生まれる相対論的な効果がもたらす影響を取り入れ、観測的に予想される質量降着率の時間変化を求めることを目指している。また、歳差運動によって円盤の向きが変化することから、放出される相対論的なジェットの方に影響が与えられるのかについても議論したい。

謝辞

本研究にあたり、多くの御指導を下された小島康史教授に心から感謝申し上げます。また、日頃より多くの御支援を下される研究室の方々に感謝します。

参考文献

- Burrows et al, Nature 2011 VOL.476,421-424 “ Relativistic jet activity from the tidal disruption of a star by a massive black hole ”
- Rees, Nature 1988 VOL.333,523-528 “ Tidal disruption of stars by black holes of - solar masses in nearby galaxies ”
- Burrows et al, 2000 RAS, MNRAS 315, 570-586 “ Hydrodynamic simulations of the Bardeen-Petterson effect ”