



影響は中心天体の重力（質量）を減少させるように働く。すなわち、（球対称な）輻射場の強さも重力場の強さも距離の2乗に反比例して減少するので、中心天体が明るくなれば、重力場全体がその割合だけ相殺されていくことになるのだ。そして中心天体が十分に明るくなれば、周辺的气体やダスト（塵）に働くネットな力（内向き重力+外向き輻射圧）は0となる（周辺環境が透明—光学的に薄い—として）。この、重力場と輻射場が釣り合うときの中心天体の光度を「エディントン光度 (Eddington luminosity)」と呼んでいて、天体輻射場では重要な概念である。

このエディントン光度で中心天体の実際の光度を割ったものを「規格化した光度」 $\Gamma$ としよう。この $\Gamma$ が1のときが、粒子に働く中心天体の重力と輻射圧が釣り合っている状態だ。たとえば、中心天体の質量が $M$ のとき、中心天体が光度 $L$ （規格化した光度は $\Gamma$ ）で光っていると、粒子は中心天体の質量が、 $M$ ではなく $M(1-\Gamma)$ になったように感じるのである。もっとも、これは球対称に光っている場合の話で、降着円盤のように円盤状光源の場合は、少し変わってくる。

## 2. ホイル=リットルトン降着

ブラックホールなどの天体が星間ガスに対して相対的に動いていると、その重力によって周囲の物質を吸い込みながら運動することになる（図1）。すなわち“上流”から流れてきたガス粒子は、天体の重力を受けて中心天体の方向に引き寄せられるが、天体から十分に遠方ならばそのまま“下流”へ流れていく。しかし天体近傍だと、ガス粒子は天体の重力場に捕らわれて、“下流”側から天体に落下（降着）してしまう。これが「ホイル=リットルトン降着」の古典的描像である。

また運動する天体の軌道を取り囲む筒状の領域の物質が最終的に天体に落下することになるが、この吸い込まれる筒状領域の半径は「ホイル=リットルトン降着半径」と呼ばれている。このホ

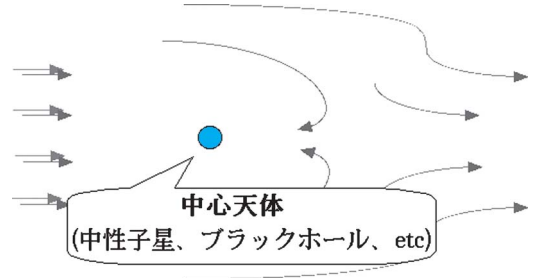


図1 ホイル=リットルトン降着。

イル=リットルトン降着半径は、天体の質量に比例し、相対速度の2乗に反比例する。したがって、中心天体が光っているときには、輻射圧の効果は中心天体の質量を $(1-\Gamma)$ だけ減らす効果があるので、ホイル=リットルトン降着半径も $(1-\Gamma)$ だけ小さくなる。さらにホイル=リットルトン降着の質量降着率は、降着半径の2乗に比例するので、中心天体の質量の2乗に比例する。したがって中心天体が光っていると、質量降着率は、古典的な場合よりも、 $(1-\Gamma)^2$ だけ減少する。

さて、中心天体に照らされたホイル=リットルトン降着については、『天文月報』で以前にも（部分的に）紹介したことがある。詳しい式などは以前の報告<sup>4)</sup>や論文<sup>5), 6)</sup>を見ていただくとして、ここでは図的に説明しておこう。

まず、仁尾友美（1997年度卒業研究；神戸大学）は、中心天体が光っている場合のホイル=リットルトン降着において、流れの速度が光速の数割になったときの、輻射抵抗の効果調べた。

中心天体とガスとの間の相対速度が大きくと、光速に比べて無視できないと、強い輻射場自体の慣性によって、ガス粒子は（おおざっぱに）速度に比例する抵抗を受ける。これが「輻射抵抗 (radiation drag)」である。そして輻射圧に対して、輻射抵抗は逆の作用をもたらすことが多く、実際、輻射抵抗を考慮した場合、輻射圧の効果打ち消すように働くことがわかった（図2）。

図2の横軸は規格化した光度 $\Gamma$ 、縦軸は中心天体が光っていない場合のホイル=リットルトン降

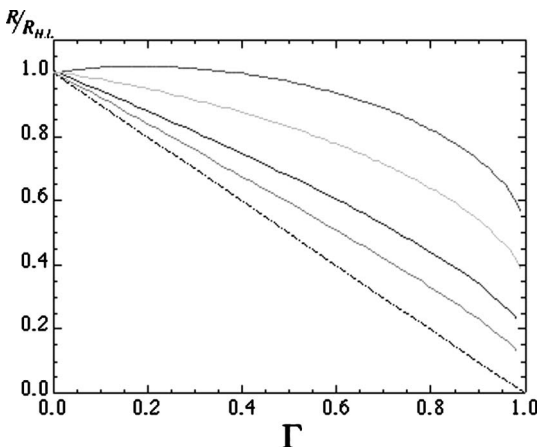


図2 輻射圧と輻射抵抗を入れたホイル=リットルトン降着半径。

着半径で規格化したホイル=リットルトン降着半径である。また実線は下から、相対速度が0, 0.05光速, 0.1光速, 0.2光速, 0.3光速の場合である。

図2を見てわかるように、相対速度が0、すなわち輻射圧だけ働いて輻射抵抗が働かないときは、先にも述べたように、ホイル=リットルトン降着半径は  $(1-\Gamma)$  に比例して小さくなる（右下がりの直線）。しかし、相対速度が大きくなると、輻射抵抗の働きによって、輻射圧の効果は打ち消され、ホイル=リットルトン降着半径は  $(1-\Gamma)$  倍の直線よりも増えていくことがわかる。図の曲線の近似式も得られている。

ところでこの問題、まださらなる展開が可能である。輻射場と特殊相対論の効果は、(速度/光速)の1次までの近似で止めたので、速度が光速の数

割の範囲までしか調べていないのだ。相対速度が非常に光速に近づいたときにどうなるかは、まだ未解決である。

また五百蔵雅之（1998年度卒業研究）は、中心天体が標準降着円盤をまとっている場合、球対称の光源ではなく円盤状の光源の場合について調べた。

実際、降着円盤から放射される光は非等方的であり、円盤の対称軸から測った極角を  $\phi$  とすると、遠方では、 $\cos \phi$  に比例する強い方向依存性をもっている。その結果、ガス流に対する降着円盤の姿勢（傾斜角  $i$ ）とガス流の中心軸の周りの方位角  $\phi$  とに依存して、降着半径や質量降着率は複雑にかつ劇的に変化することがわかった（図3, 4）。

図4の横軸は規格化した光度  $\Gamma$ 、縦軸は中心天体が光っていない場合のホイル=リットルトン降着半径で規格化したホイル=リットルトン降着半径である。斜めの破線は球対称な光源の場合で、先ほどと同じく  $(1-\Gamma)$  に比例して小さくなる。太い実線は pole-on 降着 ( $i=0$ ) の場合で、降着円盤の輻射場は円盤に鉛直方向に強くなっているため、球対称な場合より降着半径はさらに小さくなる。他の実線は edge-on 降着 ( $i=90^\circ$ ) の場合で、流れの中心軸の周りの方位角  $\phi$  が一番下側の0（円盤の上を通る）から一番上の  $80^\circ$ （円盤の横方向を通る）までである。この edge-on 降着の場合で方位角が  $90^\circ$ （円盤の真横を通る）場合には、円盤放射の影響は現れない。

ガス降着率も球対称光源と円盤状光源では大き

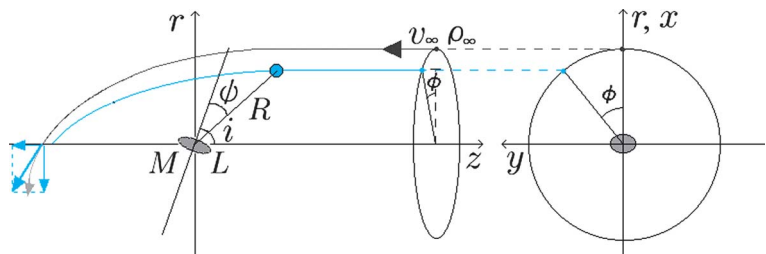


図3 円盤の傾斜角  $i$ 、流線の方位角  $\phi$ 、円盤対称軸からの極角  $\phi$ 。

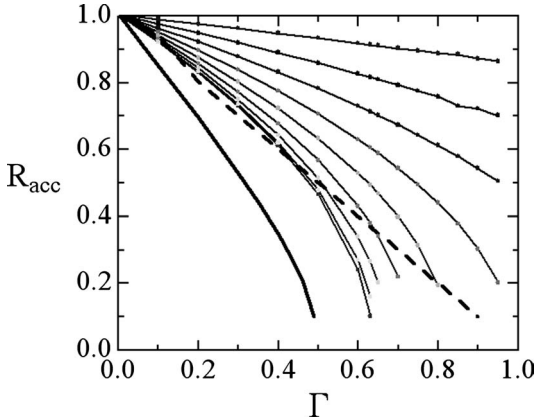


図4 円盤状光源があるときのホイル=リットルトン降着半径.

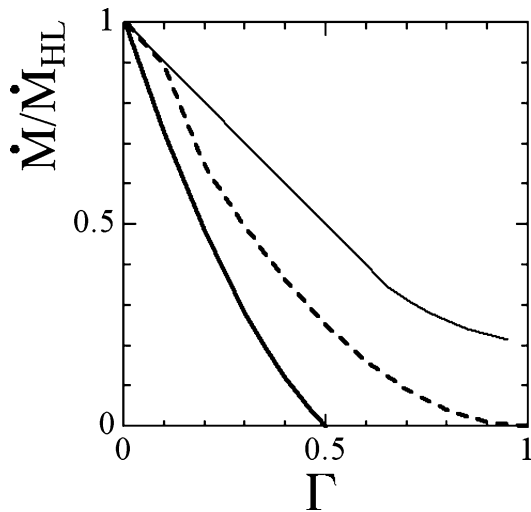


図5 円盤状光源があるときのホイル=リットルトン降着率.

く異なる (図5).

図5の横軸はエディントン光度で規格化した中心天体の光度  $\Gamma$  で、縦軸は (光らない天体への) 古典的なホイル=リットルトン降着率で規格化した質量降着率である。図の破線は球対称な場合で、先に述べたように、 $(1-\Gamma)^2$  に比例して小さくなる。太い実線は pole-on 降着 ( $i=0$ ) の場合で、球対称な場合よりさらに小さい。細い実線は edge-on 降着 ( $i=90^\circ$ ) の場合で、球対称降着よりも大きい。とくに edge-on 降着の場合で特筆すべ

きは、規格化した光度  $\Gamma$  が 1 のときでも質量降着が可能な点だ。またガス降着率を表す近似式なども得られたが、ここでは省略する<sup>4), 6)</sup>。

さらに花本圭史 (1999 年度卒業研究) は、中心の降着円盤が、標準降着円盤ではなく、幾何学的に厚い超臨界降着円盤の場合について検討した。詳しいことは論文<sup>7)</sup>に譲るが、円盤が厚くなると、円盤自身の厚みによる自己掩蔽効果が働くため、薄い円盤の場合と比べて、ホイル=リットルトン降着半径や降着率が変わることがわかった。

### 3. ボンチ降着

ブラックホールなどの重力天体が、密度一様の星間ガス中に (星間ガスに対して相対的に) 静止しているとする (図6)。そのような状況で、重力天体にガスが落下する仕方は、最初に解析したハーマン・ボンチ (H. Bondi 1952) にちなんで、「ボンチ降着」として知られている。十分遠方からガスが落下するのだから、いわゆる自由落下になるのかというと、実はそうではない。ガスには圧力があって、それが落下を押し止めるように働くために、ボンチ降着は自由落下とは違ったものになっている。

降着ガスの振舞い、すなわち速度場や密度分布などを正確に知るためには、ガスの圧力も考慮し

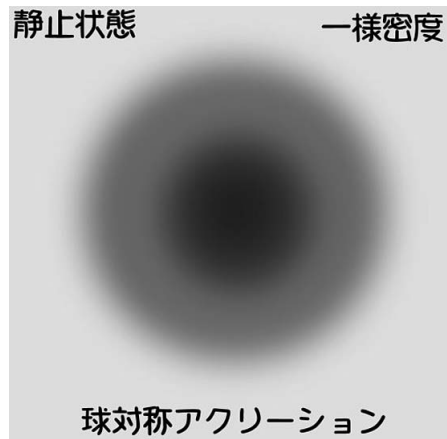


図6 ボンチ降着.

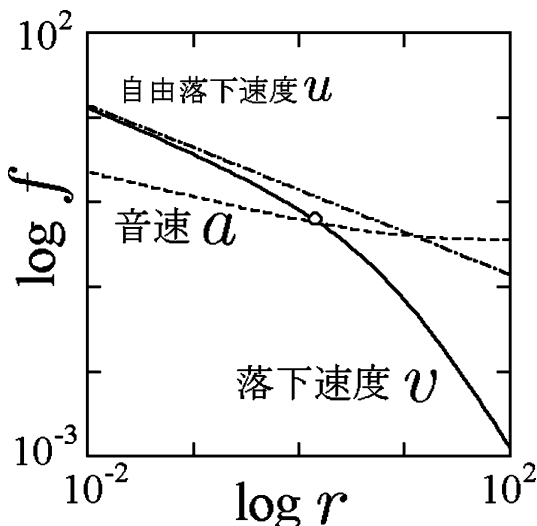


図7 ボンヂ降着の物理量の計算例.

て運動方程式を解かなければならない. 具体的に計算した例が図7である. 図は10太陽質量のブラックホールへ向けて, 絶対温度100 Kでガス粒子密度10個/1立方cmの典型的な星間ガスが, 無限遠から定常的かつ球対称に降着しているときの計算例である. 図の横軸は, ブラックホールのシュバルツシルト半径の100億倍(10太陽質量ブラックホールの場合, 約0.01 pc)を単位とした中心からの距離であり, 縦軸は, 100億シュバルツシルト半径におけるケプラー回転の速度(いまの場合, 約2.12 km/s)を単位とした速度である. 実線が降着ガスの落下速度, 破線がガスの音速, 一点鎖線が(ガスの圧力のない)自由落下の速度を表す.

落下速度(図の実線)を見ると, 無限遠ではガスは静止しているので, もちろん落下速度は0である. ボンヂ降着の場合でも, ガスが中心天体の重力に引かれて落下するに従い, 落下速度はしだいに増加する. しかし, ガスの圧力が働くボンヂ降着の場合, ガスは自分より内側に存在するガスの圧力によって支えられた状態になっているために, 単純に重力だけに引かれて落下する自由落下(一点鎖線)に比べると, 中心から十分遠方では,

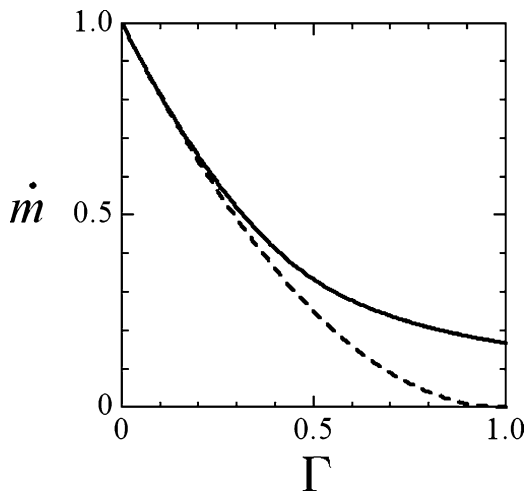


図8 球対称・円盤状光源があるときのボンヂ降着率.

ガスの落下速度はかなり抑えられている. ただし, 中心に近づくと, 内側のガスも減り重力もより強まるため, ガス圧の効果は効かなくなって, ボンヂ降着の落下速度は自由落下的になる.

ボンヂ降着の質量降着率は, 中心天体の質量の2乗に比例し, 無限遠でのガス密度に比例し, さらに無限遠での音速の3乗に反比例することがわかっている.

このような球対称降着流において, 中心天体が光っている場合の降着流(降着率)への影響も十分に調べられていなかった問題である. そこで, 球対称光源や円盤状光源へのボンヂ降着を調べたのが, 文献8と9である. またその結果の一例, とくに質量降着率の変化をまとめたのが図8である.

図8の横軸はエディントン光度で規格化した中心天体の光度 $\Gamma$ で, 縦軸は(光らない天体への)古典的なボンヂ降着率で規格化した質量降着率である. 図の破線は球対称光源の場合である. 中心天体が光っていると, 輻射圧のために中心天体の質量が $(1-\Gamma)$ だけ小さくなったように感じられる. ボンヂ降着も質量降着率は中心天体の質量の2乗に比例するので, 中心天体が光っていると,

質量降着率は  $(1-\Gamma)^2$  に比例して小さくなる。この振舞いはホイル=リットトン降着と同じである。

円盤状光源では、先にも述べたように、放射の出方が等方的ではなく、円盤上方へ強く、赤道面方向へは小さいという方向依存性をもっている。そのため、円盤が明るくなっても、球対称の場合に比べて質量降着率の減り方は緩やかである。さらにエディントン光度 ( $\Gamma=1$ ) になると、球対称光源では降着できなくなるが、円盤状光源の場合は赤道方向から降着が可能のため、質量降着率が 0 にはならない。ガス降着率を表す解析解なども得られたが、ここでは省略する<sup>8),9)</sup>。

放射場に浸されたボンヂ降着の相対論版も、今後に残された問題だろう。

#### 4. ロッシュポテンシャル

さて、二つの星 (A と B) がお互いの周りを回り合っている連星において、連星の重力圏の構造は瓢箪型をしていて、ロッシュローブと呼ばれている。また星 A の重力ポテンシャルと星 B の重力ポテンシャル、そして公転に伴う遠心力ポテンシャルを加え合わせたものは、ロッシュポテンシャルと呼ばれている<sup>3)</sup> (図 9)。ロッシュポテンシャルは、連星周辺の粒子運動や、星同士が接近した近接連星の構造や周辺環境を考えるうえで基本的な概念である。

最初にも述べたように、通常の意味でのロッシュポテンシャルには、ほとんどもう工夫の余地はないだろう。しかし連星を構成している“星”が光っている場合、たとえば中性子星や降着円盤をまとったブラックホールなどの場合、光源からの放射圧の効果を入れると話はまた別だ。

花本圭史 (2001 年度修士論文)<sup>10)</sup> は、連星の片方が非常に強く輝いている場合の、“放射ロッシュポテンシャル”の形状を求めた。球対称光源の場合は文献にもあったが、円盤状光源の場合はこの研究が初めてである。図 10 と図 11 に放射

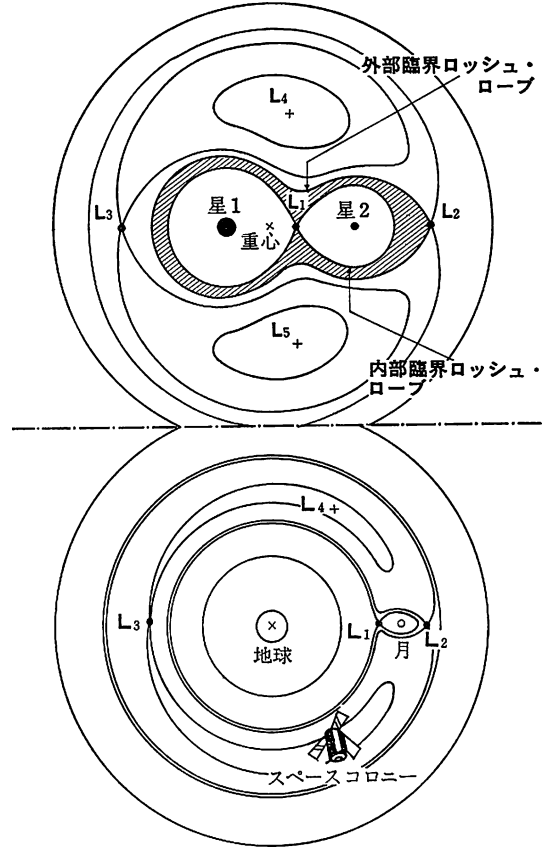


図9 連星のロッシュポテンシャル。

ロッシュポテンシャルを示す。

何度も出てきたように、円盤状光源では放射の出方が非等方なために、球対称光源と円盤状光源の放射ロッシュポテンシャルはかなり異なる結果となった。

#### 5. コペンハーゲン問題

連星 (主星と伴星/太陽と惑星) の周囲において、連星に対して質量の無視できる第 3 体 (惑星、ガス、ダスト/小惑星) がどう振舞うかは、「制限三体問題 (restricted three-body problem)」として古くから論じられている。制限三体問題において興味がある問題の一つは、周期的な軌道の存在だ。第 3 体の質量は無視するのだから、第 3 体はロッシュポテンシャルの中を運動することにな

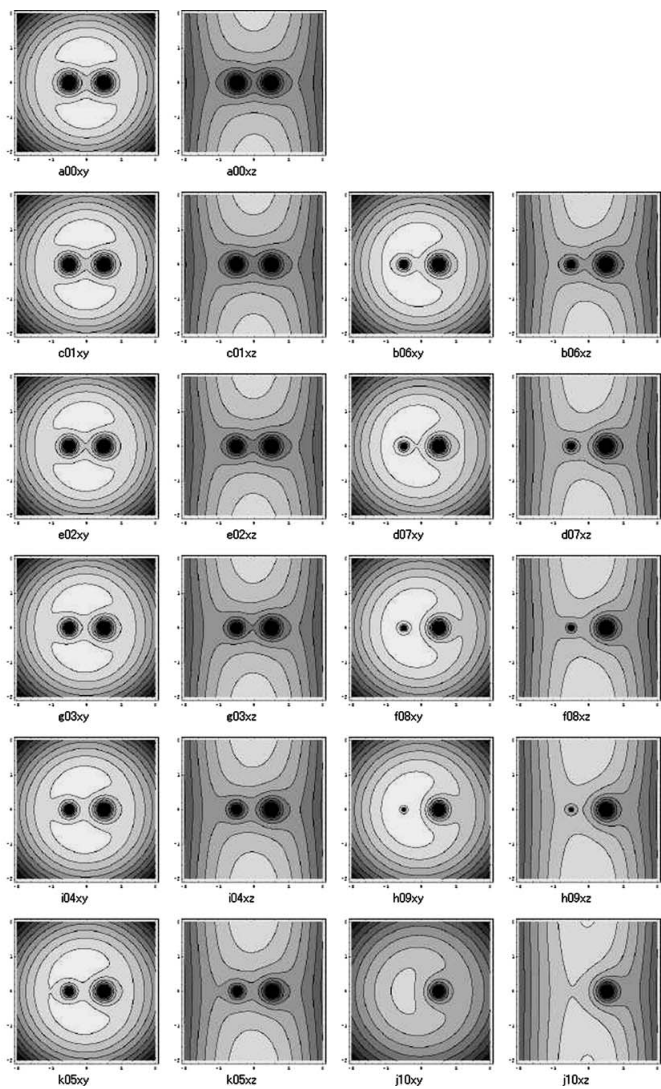


図 10 球対称光源の輻射ロッシュポテンシャル.

図は小さい図が2枚でセットになっており、左側が赤道面内、右側が子午面内のポテンシャルを表している。連星質量比は1。左上から右下にかけて、左側の星がエディントン光度の0.1倍ずつ明るくなっている。すなわち、左上の2枚が星が光っていない場合の通常のパテンシャルで、右下の2枚が左側の星がエディントン光度で光っている場合のパテンシャルになっている。球対称光源では、星が明るくなるにつれ、赤道面内のポテンシャルも子午面内のポテンシャルも、大きく変化していくことがわかる。

る。そしてロッシュポテンシャルについて詳しくわかってきた19世紀後半から、第3体の周期軌道が存在することを証明することや、それらの性質を調べることは、天体力学では重要な研究課題だった。

ダーウィン (G. H. Darwin) やモールトン (F. R. Moulton) やストレームグレン (S. E. Stromgren) らが先駆的な研究を行ったが、とくに1907年から1940年までコペンハーゲン大学にいたストレームグレンは、制限三体問題における粒子の

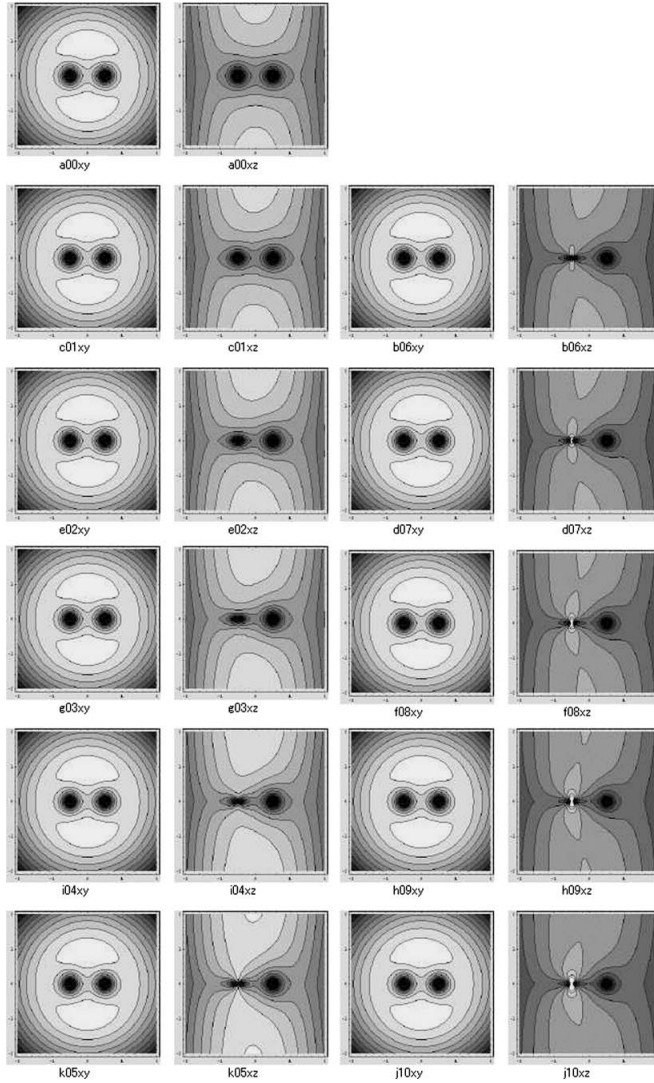


図 11 円盤状光源の輻射ロッシュポテンシャル.

図は小さい図が 2 枚でセットになっており、左側が赤道面内、右側が子午面内のポテンシャルを表している。連星質量比は 1. 左上から右下にかけて、左側の星の周りの円盤がエディントン光度の 0.1 倍ずつ明るくなっている。すなわち、左上の 2 枚が通常のポテンシャルで、右下の 2 枚が円盤がエディントン光度で光っている場合のポテンシャルになっている。円盤状光源では、円盤が明るくなっても赤道面内のポテンシャルは変わらないが、子午面内のポテンシャルは大きく変わっていく。

周期軌道の徹底的な計算研究を行った。彼はまた主星と伴星の質量が等しい場合に対して周期解の分類を行ったので、質量が等しい連星における制限三体問題の周期軌道問題を、こんにち「コペンハーゲン問題 (Copenhagen problem)」と呼んで

いる (図 12)。

コペンハーゲン問題では、星 2 の周りの周期軌道 (図 12 左) や両方の星の周りを回る軌道 (図 12 中) や星 2 の右にあるラグランジュ点の周りの軌道 (図 12 右) 以外にも、いろいろな周期軌道が知



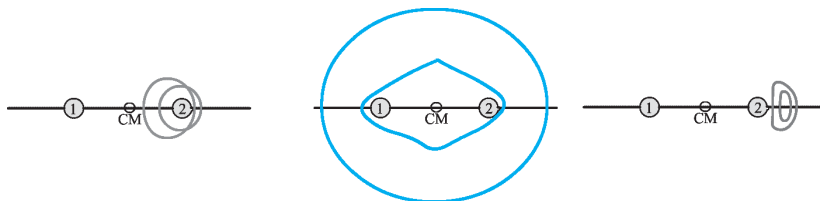


図 12 コペンハーゲン問題における周期軌道の例。  
星 1 と星 2 の質量は等しく、連星の質量中心 (CM) からの距離も等しい。

られている。現在では、おおまかな解はコンピュータで数値計算を続けると見つけることができる。そして粒子が同じ軌道をずっと描き続ければその軌道は安定しているといえる。一般的には、複雑な形の軌道になればなるほど不安定になっていくようだ。

磯川裕美 (2005 年度卒業研究)<sup>11)</sup> は、この調べ尽くされたように見えるコペンハーゲン問題に対して、主星や伴星からの強い輻射の効果を考慮して、周期軌道の探索を行った。輻射の効果を強く受けるのはガスやダストなので、具体的なイメージとしてはたとえば、質量の等しい主系列星からなる連星周辺においてダストが安定に分布する領域や、中性子星連星周辺でガスが分布する領域などを念頭においてもらえばよいだろう。なお、以下の図は、ガスに対するエディントン光度で規格化した光度  $\Gamma$  を用いるが、ダストはガスの 1,000 倍くらい輻射の影響を受けるので、ダストの場合は、1,000 分の 1 の値に引き直して考えてもらえばよい。

求めた周期軌道の一例を図 13 に示す。

図 13 の一番上は、どちらの星も光っていない通常のコペンハーゲン問題における、右の星の周りを回る周期軌道の例である (図 12 の左と同じ)。図の中心は質量中心で、連星間距離を 1 とする単位を用いているので、左の星は  $(-0.5, 0)$  に、右の星は  $(0.5, 0)$  の座標にある。手法的には、二つの星を結ぶ  $x$  軸上の任意の初期位置  $(x_0, 0)$  から  $x$  軸に垂直方向にいろいろな初速度  $v_0$  で粒子を打ち出して、周期軌道を探った。

図 13 の上から 2 番目の図は、右の星が規格化光度  $\Gamma=0.6$  で光っている場合の、右の星の周りの周期軌道である。これは右の星の質量が 0.6 倍に減じたことに相当するので、右の星のごく近傍では円軌道だが、右の星から遠方になると、左の星の重力や遠心力の作用のために軌道の形が歪んでくる。

図 13 の 3 番目の図は、左の星が規格化光度  $\Gamma=0.6$  で光っている場合の、右の星の周りの周期軌道である。左の星の質量が有効的に減じたことに対応して、右の星近傍の軌道も形が歪んできている。

図 13 の一番下のものは、両方の星が規格化光度  $\Gamma=0.6$  で光っている場合の、右の星の周りの周期軌道である。星の輻射を考慮することは、星の有効質量を減らすことと同等なので、両方の星が同じ明るさで光れば、両方の星の有効質量が同じように減ったことに相当する。そうならば、等質量の星の周りの通常のコペンハーゲン問題に帰着しそうだが、そうは問屋が卸さない。連星の公転に伴う遠心力は“減らずに”残っているためだ。軌道の歪みは遠心力ポテンシャルのためだと言えそうである。

連星間距離と公転速度で規格化した初期位置  $x_0$  と初速度  $v_0$  の関係をまとめたものが、図 14 から図 16 である。

図 14 は右の星が光っている場合の初期位置 (横軸) と初速度 (縦軸) の関係である。それぞれの曲線は、右の星の周りのケプラー回転の場合の関係に近く、初期位置が大きくなるほど、公転

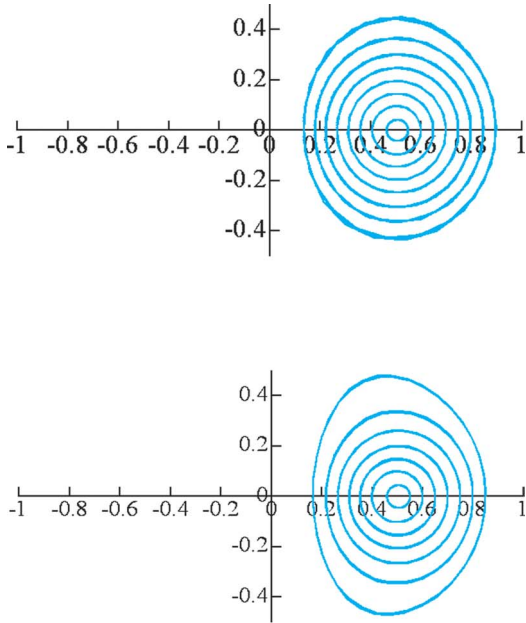


図13 周期軌道の例.

上から、どちらの星も光っていない場合、右の星が光っている場合 ( $\Gamma=0.6$ ), 左の星が光っている場合 ( $\Gamma=0.6$ ), 両方の星が光っている場合 ( $\Gamma=0.6$ ).

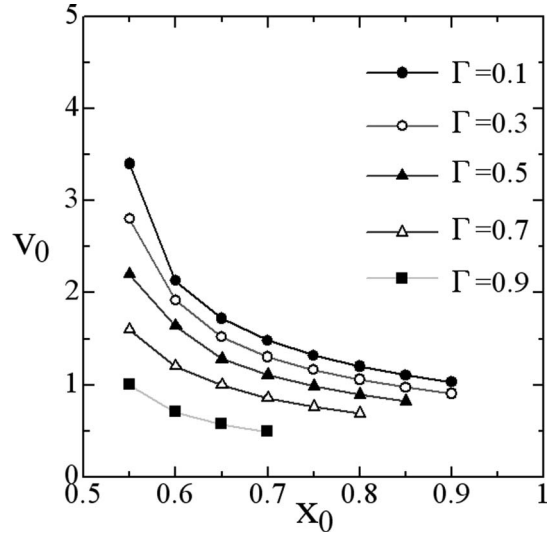


図14 右の星が光っている場合の初期位置と初速度の関係.

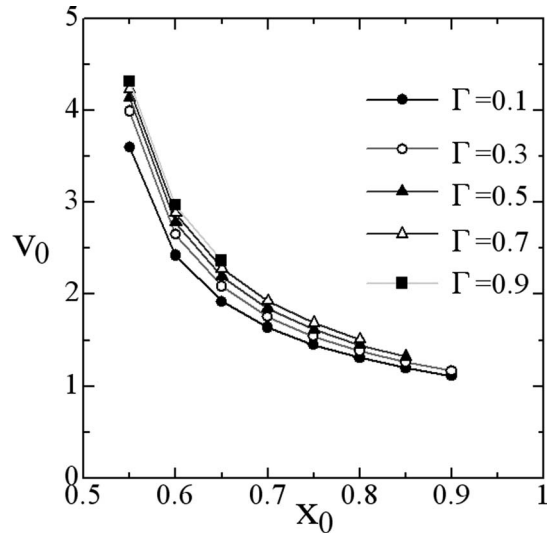
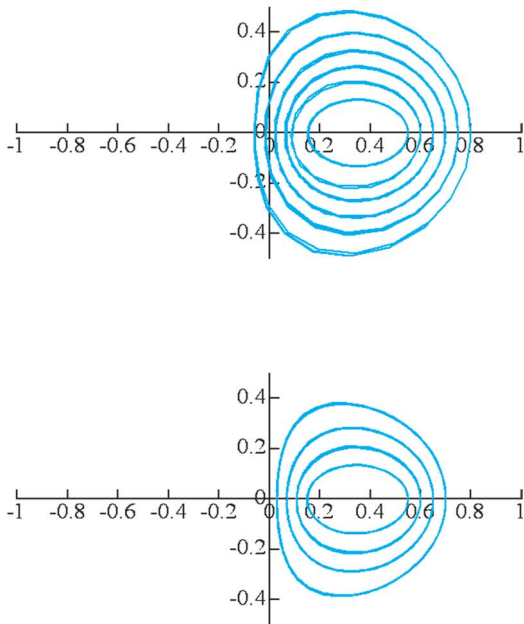


図15 左の星が光っている場合の初期位置と初速度の関係.

半径の平方根に反比例して初速度も小さくなる。ただし、後述するように、左の星の影響によって右の星の周りの重力ポテンシャルがなだらかになっているため、右の星だけが存在する場合のケプラー回転の速度よりは小さい。さらに星が明るくなると、星の有効質量が  $(1-\Gamma)$  だけ減じるこ

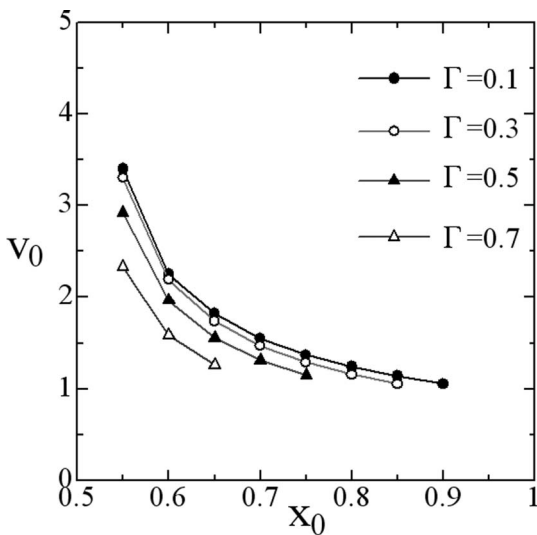


図 16 両方の星が光っている場合の初期位置と初速度の関係。

とに相当して、初速度も小さくなっていることがわかる。

図 15 は左の星が光っている場合の初期位置 (横軸) と初速度 (縦軸) の関係である。それぞれの曲線は、やはりケプラー回転に似たものになっている。しかし、左の星が明るくなったときには、図 14 とは逆に、初速度は少しずつ大きくなっている。これは、左の星の重力ポテンシャルの影響によって、右の星近傍のポテンシャルがなだらかになっていたものが、左の星が明るくなって有効質量が減じ影響が薄れた結果、右の星本来のポテンシャルの効果が強くなって、本来のケプラー回転の速度に近づいたものと考えられる。

図 16 は両方の星が光っている場合の初期位置 (横軸) と初速度 (縦軸) の関係である。両方の星が同じように明るくなると、右の星の放射の効果の方が優勢なようで、初速度は小さくなる。

この放射コペンハーゲン問題は、学術論文にはまとめていないが (さすがに畑がかなり違うので、まとめづらい……), 得られた軌道の形状も面

白かったものの、初期条件の間にリーズナブルな関係が得られた点が非常に興味深かった。そのことが、本稿をまとめる強いモチベーションになったことも書き添えておきたい。

本稿で紹介した大部分の内容は、本文中で名前が出た学生諸君はもちろん、その他の同級生や院生、スタッフの協力の成果である。一人ひとり名前は挙げないが、日々楽しく過ごさせてもらっている (るんるん) ことも含め、研究室のメンバーにはこの場で謝意を表しておきたい。

参考文献

- 1) Hoyle F., Lyttleton R. A., 1939, Proc. Camb. Phil. Soc. 35, 405
- 2) Bondi H., 1952, MNRAS 112, 195
- 3) 横尾武夫, 他『新・宇宙を解く』恒星社厚生閣 (1993) 37 節
- 4) 福江 純, 2000, 天文月報 93, 300
- 5) Nio T., Matsuda T., Fukue J., 1998, PASJ 50, 495
- 6) Fukue J., Ioroi M., 1999, PASJ 51, 151
- 7) Hanamoto K., Ioroi M., Fukue J., 2001, PASJ 53, 105
- 8) Fukue J., 2001, PASJ 53, 275
- 9) Fukue J., 2001, PASJ 53, 687
- 10) Fukue J., Hanamoto K., 2002, PASJ 54, 1057
- 11) 磯川裕美, 2005 年度, 大阪教育大学卒業論文

**Old Themes Irradiated by Radiation Fields of a Central Luminous Object**  
**Jun FUKUE**  
*Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Asahigaoka 4-698-1, Kashiwara, Osaka 582-8582, Japan*

**Abstract:** The radiative influence and environment of central objects on various classical problems, such as Hoyle-Lyttleton accretion, Bondi accretion, Roche potential, and Copenhagen problem.