

宇宙物理入門

講義資料

第5章：中性子星やブラックホールへの質量降着

Ver. 0

鶴 剛 (tsuru@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp)

Bondi-Hoyle降着

冷たいガス雲の中を質量 M の中心天体が速度 v で運動している際に、その天体への質量降着率を求める (ガス雲の密度を n , 構成する粒子の質量を m とする).

中心天体が静止した系で見ると、粒子が速度 v で向かってくる。

粒子の運動エネルギーと天体による重力エネルギーがちょうど釣り合う距離を a 降着率 \dot{M}

粒子と天体のインパクトパラメーターが a より小さければ、天体に降着する

$$\frac{1}{2}mv^2 = G\frac{Mm}{a} \quad \dot{M} = \pi a^2 n m v = \frac{4\pi G^2 M^2 n m}{v^3}$$

実際のガス雲は温度を持ち、音速 C_s 程度のランダム運動をしているので、 v^2 は $v^2 + C_s^2$ と書き換えられる。

平均分子量 μ を使って m を μm_H と書き換える。

ガス雲は流体であり、圧縮されると温度が上がることを考慮したファクター λ_c

λ_c は断熱指数 γ を使うと

$$\dot{M} = \frac{\lambda_c 4\pi G^2 M^2 n \mu m_H}{(v^2 + c_s^2)^{3/2}} \quad \lambda_c = \left(\frac{2}{5 - 3\gamma} \right)^{(5-3\gamma)/2(\gamma-1)}$$

$\gamma = 5/3$ なら $\lambda_c = 4.5$ である。温度上昇に伴う放射を考慮した場合は $\gamma = 1.4$ と近似され $\lambda_c = 2.5$ である。

ブラックホールによって得られるエネルギーと角運動量の役割

事象の地平線である Schwarzschild 半径 r_g 無限遠からプロトンを落とし得られるエネルギー

$$r_g = 2\frac{GM}{c^2} \quad G\frac{m_p M}{R} = G\frac{m_p M}{r_g} = \frac{1}{2}m_p c^2 \sim \frac{1}{2}938\text{MeV}$$

ブラックホールの質量に関わらず、静止質量の半分がエネルギー

r_g まで落ちてそこで全てのエネルギーを解放すると、温度は数百 MeV になるのだが、ブラックホール近傍からのそのようなエミッションは観測されていない。 r_g の所で一度にエネルギーを解放するのではなく、少しずつ解放するため

完全に角運動量を 0 にして、ブラックホールに落ちることは現実的にはあり得ず、その場合降着円盤というものを作る。

物質を中心の星に落す場合、角運動量 0 で落ちることはまずあり得ない。たとえば、中性子星表面でケプラー運動する場合、半径 10km で光速の 50% 程度で回転しているが、これは太陽半径の距離離れた場所で速度 $\sim 4\text{km/s}$ でケプラー運動するのと同じ角運動量を持つに過ぎない。よって、一般的には、角運動量 0 で落ちることはなく、最終的には回転運動をしながら落ちていく、と考えている。

角運動量は、降着円盤の場合には、隣り合うリングとの粘性により内側から外側へ角運動量が運ばれると考えられている。しかし、全ての角運動量が外へ運ばれる訳ではなく、一部は中心星へ持ち込まれる。

光学的に厚く幾何学的に薄い標準円盤(1/2)

中心星(まだブラックホールとは限らない)の質量を M_X とし、そこに質量 m の粒子を半径 r でケプラー運動させる。この場合の重力エネルギー Ω 、運動エネルギー K とそれを合わせた全エネルギー E は、ビリアル定理を考えると

$$\begin{aligned}\Omega &= -G \frac{M_X m}{r} & E &= \frac{1}{2} \Omega < 0 \\ K &= -\frac{1}{2} \Omega\end{aligned}$$

半径を r から $r + \Delta r$ に変更すると、全エネルギーはビリアル定理より

$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta \Omega = \frac{1}{2} G \frac{M_X m}{r^2} \Delta r$$

$\Delta r < 0$ であり、全エネルギーは減る 解放されたエネルギーは言うまでもなく輻射として放出されている。

光学的に厚く幾何学的に薄い円盤を仮定し、この輻射のスペクトルを求めてみる。

図 5.1 のハッチングした場所の運動エネルギーは、ケプラー運動の成分と熱エネルギーの 2 つに分けられるが、ケプラー運動の方がドミナントと仮定する。でなければ、膨らんでしまう。また、ディスクからの放射は全て光学的に厚いと仮定する。しかし、あくまでもこれは仮定なので、実際に解いてみてその仮定が正しかったどうかを判定する必要があるが、この授業ではそこまでやるのは大変なのでそれは行なわない。

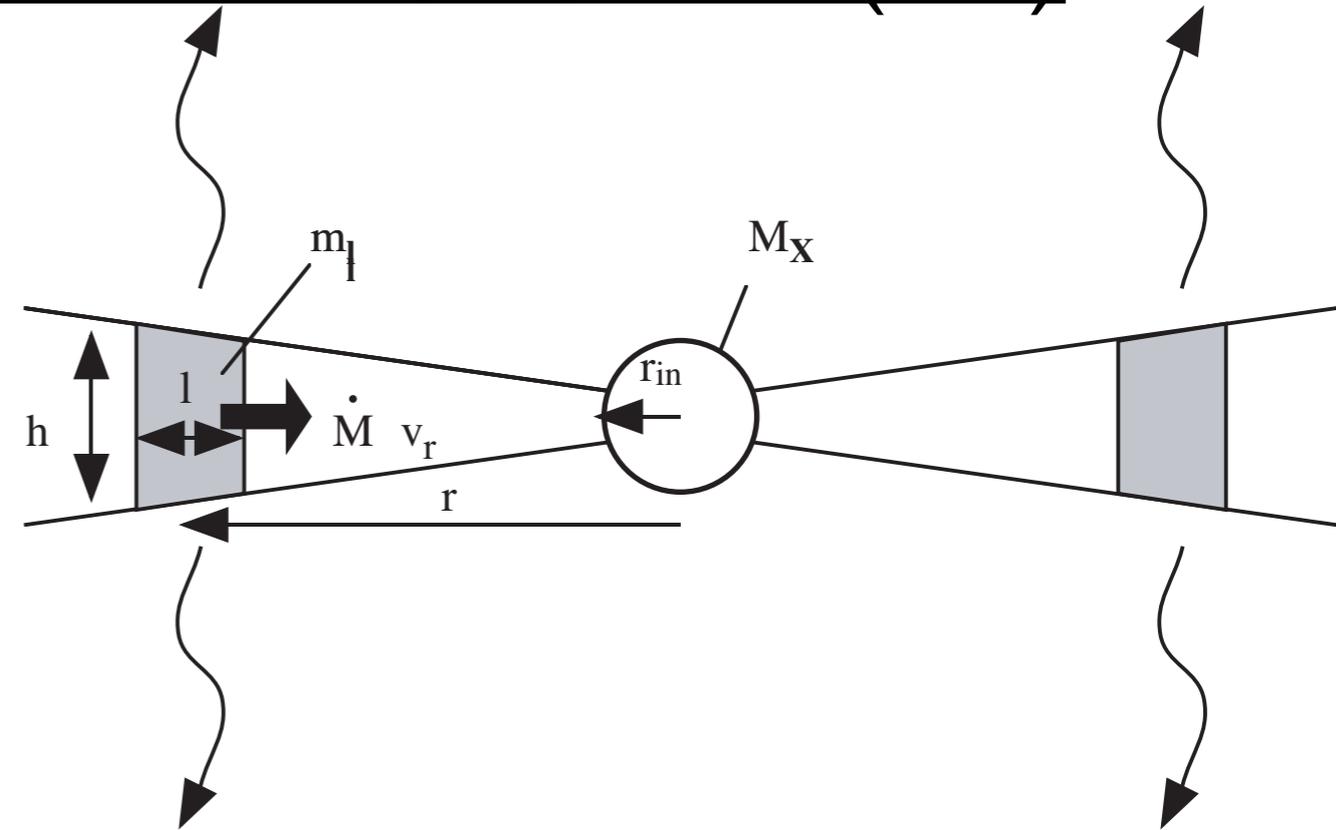
光学的に厚く幾何学的に薄い標準円盤(2/2)

外から、外の都合で質量降着率 \dot{M} の割合でガスが落ちてきている
質量保存則より

$$Const = \dot{M} = 2\pi r h \rho v_r = \frac{m_l v_r}{l} \quad m_l = \frac{\dot{M} l}{v_r}$$

$M_X \gg m_l$ とするとハッチングした場所の重力エネルギーは、

$$\Omega_l = -G \frac{M_X m_l}{r}$$



ここで、ハッチングした場所が $\Delta r = -v_r \Delta t < 0$ ほど落ちたとすると、ビリアル定理より 図 5.1: 標準モデルの模式図。

$$\Delta E_l = \frac{1}{2} \Delta \Omega_l = \frac{1}{2} \left(\frac{d\Omega_l}{dr} \right) \Delta r = \frac{1}{2} G \frac{M_X m_l}{r^2} \Delta r = \frac{1}{2} G \frac{M_X \dot{M} l}{r^2 v_r} \Delta r = -\frac{1}{2} G \frac{M_X \dot{M} l}{r^2} \Delta t < 0$$

これを Δt の間に輻射として放射

ハッチングした場所の光度を ΔL_l とし、さらに光学的に厚い黒体輻射を仮定

$$\Delta L_l = -\frac{\Delta E_l}{\Delta t} = \sigma T^4(r) \cdot 2\pi r l \times 2 \quad \text{最後の2はディスクの表と裏}$$

$$\sigma T^4(r) = \frac{1}{4\pi r l} \frac{1}{2} G \frac{M_X \dot{M} l}{r^2} = G \frac{M_X \dot{M}}{8\pi} \frac{1}{r^3} \quad T(r) = \left(G \frac{M_X \dot{M}}{8\pi\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} r^{-\frac{3}{4}}$$

質量降着率が高くなると、全体的に温度が一様に上昇する。半径が大きくなると $r^{-\frac{3}{4}}$ で温度が下がる。外からこれを観測すると、ディスクの各場所の温度が重ね合わさったスペクトルに見える。X線光度は真上から見た時の値であり、斜めから見ると $\cos(\theta)$ の割合で暗く見える。このことを「ディスクブラックボディ」とか「マルチカラーブラックボディ」などという言葉で呼ぶ。ディスクで最も温度の高い場所はもちろんディスクの最内縁 r_{in} だが、それはシステムによって違う。

Low Mass X-ray Binaries

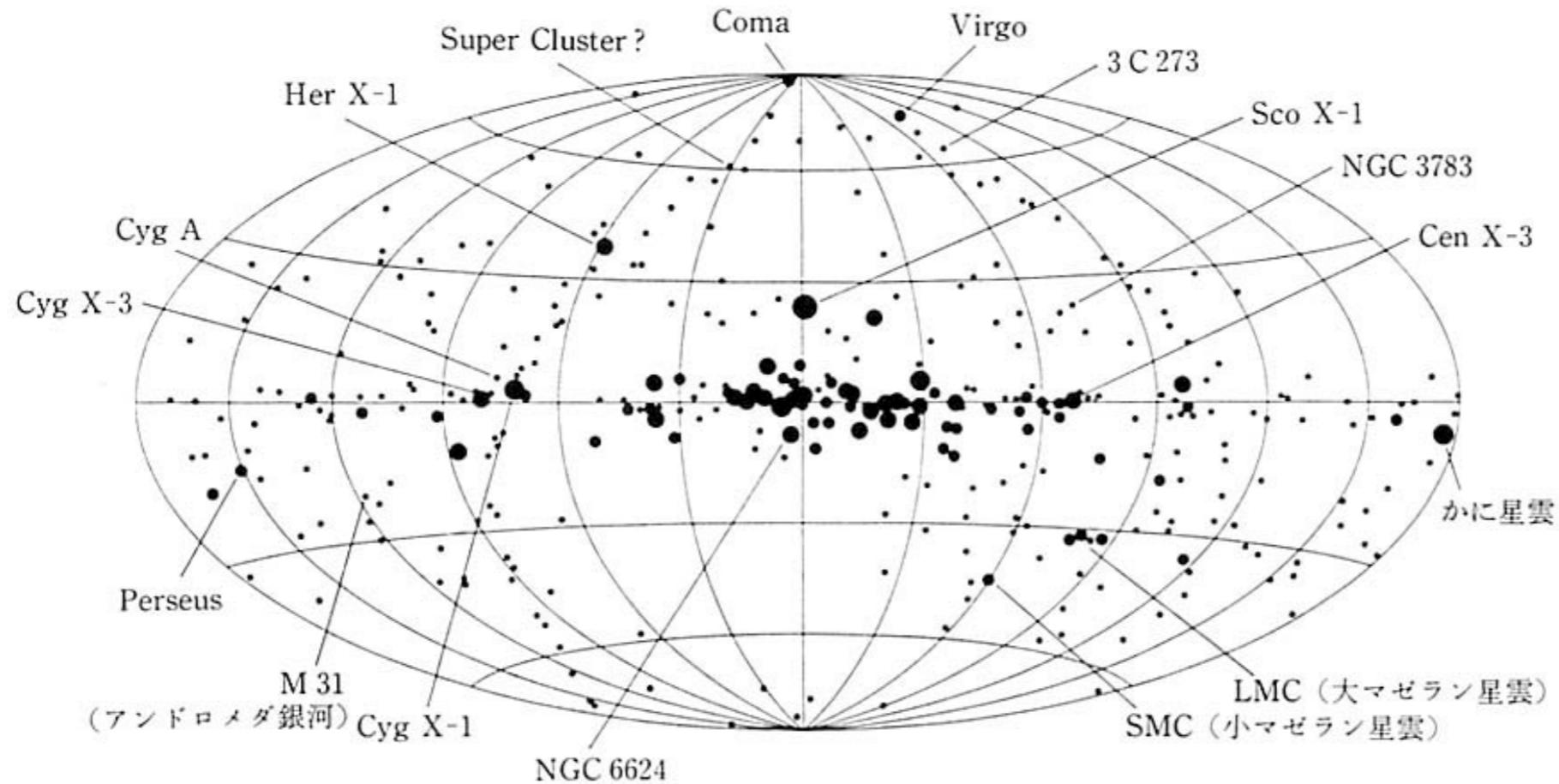


図 6.1 X 線探査衛星 UHURU による X 線源の天球分布²⁾.

図 5.2: Uhuru 衛星で得られた全天の明るい X 線天体の分布。銀河座標を取っている。銀河中心方向に明るい X 線天体が集中していることがわかる。

銀河中心方向の星は (1) 銀河系に関係した星、(2) 銀河中心領域に存在する (距離 $\sim 10\text{kpc}$)、
(3) 種族 II に属する古い星である。

銀河中心方向に大量に存在する X 線星の多くは「Low Mass X-ray Binary」と呼ばれており、磁場の弱い中性子星と晩期型星の連星である。晩期型星は進化しており、大気が Roche Lobe を満たしてしまっただためラグランジェポイントから質量が流れ出して中性子星に降りつもり、その時に解放される重力エネルギーを輻射として X 線で放出している。

ディスクの星は種族 I に属する新しい系

中性子星の場合の降着円盤

中性子星の場合は、降着円盤の内側の端 r_{in} は中性子星の表面になる。中性子星の表面に達した時の重力エネルギーを Ω_s とすると、 $-\frac{1}{2}\Omega_s$ をそれまでのディスクで放射し、残った $-\frac{1}{2}\Omega_s$ はケプラー運動として保持している。これが中性子星表面にぶつかり、中性子星表面で放射されることになる。

$$L_{\text{disk}} = L_{\text{surface}} \quad L_{\text{disk}} = -\frac{1}{2}\Omega_s = \frac{1}{2}G\frac{M_X\dot{M}}{r_{\text{NS}}}$$

$$L_{\text{surface}} = -\frac{1}{2}\Omega_s = \frac{1}{2}G\frac{M_X\dot{M}}{r_{\text{NS}}} = 4\pi r_{\text{NS}}^2 f\sigma T_s^4$$

f は中性子星の表面の内光っている領域の割合。

観測的には、常に face on で見ているとは限らないので、inclination を θ とし、観測的に得られる X 線光度と内縁半径を L'_{disk} 、 r'_{in} とすると

$$L'_{\text{disk}} = L_{\text{disk}} \cos \theta \quad r'_{\text{in}} = r_{\text{in}} (\cos \theta)^{1/2}$$

LMXB の場合に未知数は M_{NS} 、 r_{NS} 、 \dot{M} の 3 つであり、スペクトル観測から以下の 3 つの情報を得ることができる。

$$\text{全光度 } L_{\text{total}} \quad L_{\text{total}} = L_{\text{disk}} + L_{\text{surface}} = -\Omega_s = G\frac{M_{\text{NS}}\dot{M}}{r_{\text{NS}}}$$

$$\text{中性子星表面成分の光度 } L_{\text{surface}} \text{ と温度 } T_s \quad L_{\text{surface}} = \sigma T_s^4 \cdot 4\pi R_{\text{NS}}^2$$

降着円盤からの多温度ディスクブラックボディの最内縁温度

$$T_{\text{in}} = \left(G\frac{M_X}{8\pi\sigma}\right)^{\frac{1}{4}} \dot{M}^{\frac{1}{4}} r_{\text{in}}^{-\frac{3}{4}} = 1.1 \times 10^7 (\text{K}) \left(\frac{M_{\text{NS}}}{1.4M_{\odot}}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\dot{M}}{10^{17}\text{gm/sec}}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{r_{\text{NS}}}{10(\text{km})}\right)^{-\frac{3}{4}}$$

その結果、 \dot{M} 、 M_{NS} 、 R_{NS} の全てを解くことができる。

中性子星の場合の降着円盤

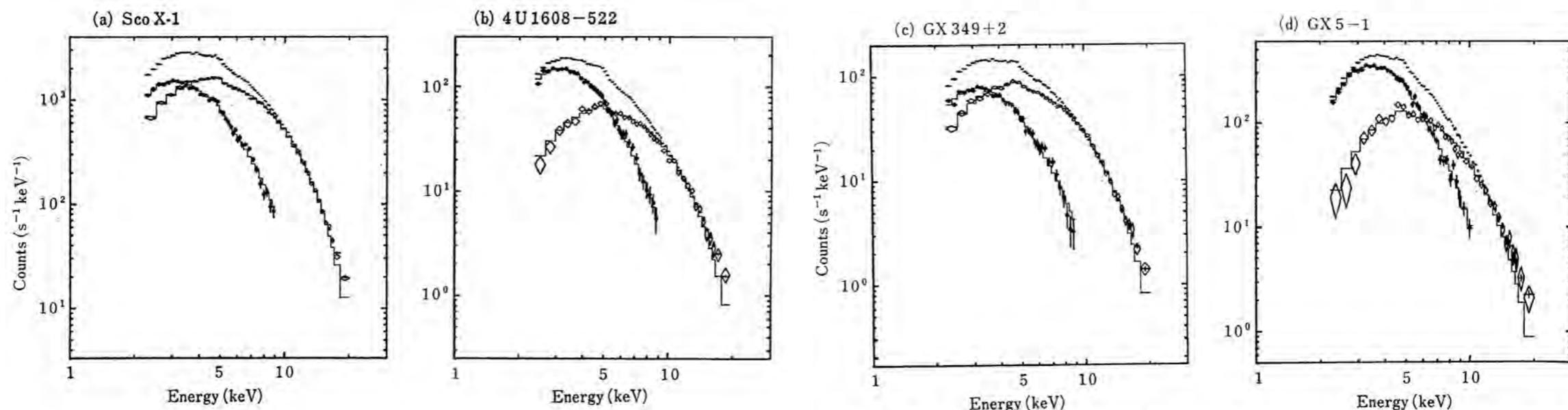


図 5.3: 「てんま」で得られた LMXB のスペクトルと DiskBB+BB モデル。

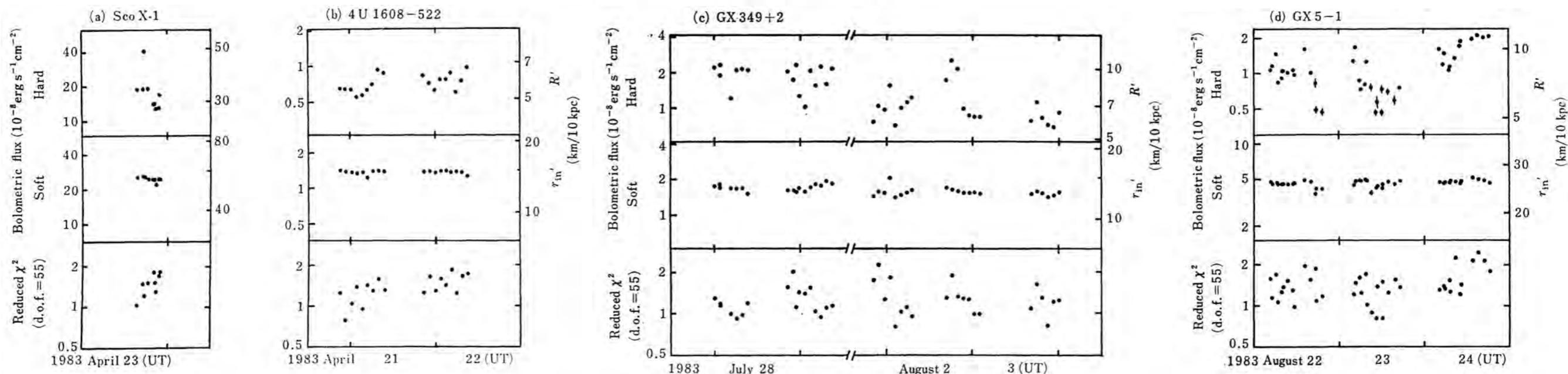


図 5.4: 「てんま」で得られた LMXB のスペクトルを DiskBB+BB モデルで分解した場合のパラメータの時間変化。 R' は BB の半径で、 r'_{in} はディスクブラックボディの内縁半径。

図 5.4 で $R' < r'_{in}$ であること、X 線光度によらず r_{in} が一定であることに注意する。理論的な中性子星の半径は $\sim 10\text{km}$ 。質量は典型的に $\sim 1.4M_{\odot}$ であり、色々なモデルを考えても $2 \sim 3M_{\odot}$ である。 $1.4M_{\odot}$ の場合、 $r_g = 4\text{km}$ である。次の章で示す安定な円軌道の限界である 3 倍の Schwarzschild 半径は $3r_g \sim 12\text{km}$ である。どちらの値を採用しても、 $\sim 10\text{km}$ であり、観測の r'_{in} とほぼ一致する。以上の事実から、このモデルの正当性が主張される。また L_{total} より $\dot{M} \sim 10^7\text{g/s}$ である。

ブラックホールの場合の降着円盤(I)

ブラックホールの場合、中性子星の様な表面はない。では降着円盤の内縁は、 $r_g = 2\frac{GM}{c^2}$ かというと、実はそうではない。

有効ポテンシャル・エネルギー

ニュートン力学の場合、中心力を受ける粒子のエネルギー $E = \frac{1}{2}mv^2 + U(r)$

v は動経方向成分 \dot{r} と回転方向成分 $r\dot{\phi}$ に分けられる $E = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2) + U(r)$

粒子の運動には角運動量保存則が成り立つので、角運動量を l とすると、 $\frac{m}{2}r^2\dot{\phi}^2 = \frac{l^2}{2mr^2}$

よって、質量 m 、角運動量 l の粒子に対し

$$E = \frac{m}{2}\dot{r}^2 + \left(\frac{l^2}{2mr^2} + U(r)\right) = \frac{m}{2}\dot{r}^2 + U_{\text{eff}} \quad U_{\text{eff}} = \frac{l^2}{2mr^2} + U(r)$$

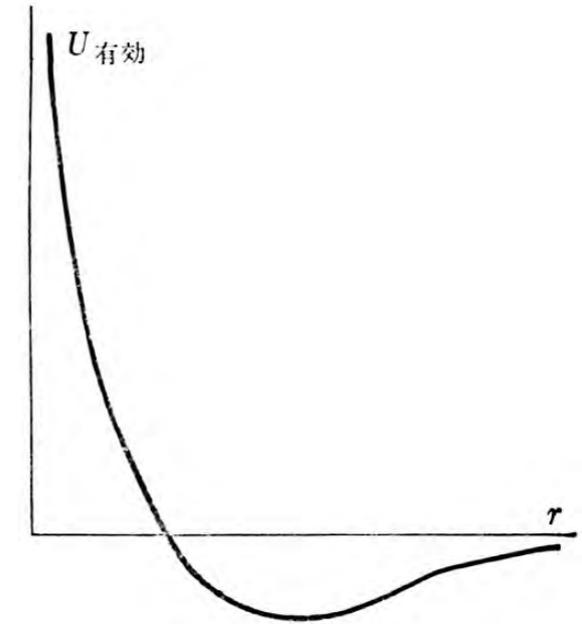


図 5.5: ニュートニアンの場合の有効ポテンシャル・エネルギー。

有効ポテンシャル・エネルギー U_{eff} を定義することで、粒子の運動を 1 次元運動にみなすことが可能

中心力一般であったが、ニュートニアンの重力でも当然成り立つ訳で、

$$E = \frac{m}{2}\dot{r}^2 + U_{\text{eff}} \quad U_{\text{eff}} = \frac{l^2}{2mr^2} - G\frac{Mm}{r}$$

図 5.5 は、粒子の角運動量が一定の場合で、角運動量を一定にしたまま運動エネルギーは色々にとって良い。最も運動エネルギーが小さい場合は、グラフのローカルミニマムに留まる。これはつまり円運動である。運動エネルギーを大きくすると、ある範囲の中での運動が許されることになり、これは楕円運動となる。さらにエネルギーを上げ 0 を越えると、 $r = \infty$ が許され、これは飛び去ることを意味する。いずれにしても注意したいのは角運動量が有限である限り $r = 0$ に到達することはできないことである。

ブラックホールの場合の降着円盤: Schwarzschild (I) 10

Schwarzschild 解の場合

Schwarzschild 解の場合の有効ポテンシャル・エネルギー U_{eff} と、有効ポテンシャル V_{eff} は以下のように書ける。

$$U_{\text{eff}} = mV_{\text{eff}} \quad V_{\text{eff}} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \left(1 + \frac{\tilde{l}^2}{r^2}\right) \quad \tilde{l} = \frac{l}{m}$$

自然単位系にしてあり、 \tilde{l} は単位質量あたりの角運動量である。

ニュートニアンと比較すると、定数成分とクロスタームに違いがある。 G, c を使うと、

$$U_{\text{eff}} = mc^2 + \frac{l^2}{mr^2} - \frac{r_g mc^2}{r} - \frac{r_g l^2}{mr^3} \quad r_g \text{ は Schwarzschild 半径}$$

ニュートニアンと比較しやすくするために定数倍を調整すると、

$$\frac{1}{2}U_{\text{eff}} = \frac{1}{2}mc^2 + \frac{l^2}{2mr^2} - G\frac{Mm}{r} - \frac{GM}{c^2} \frac{l^2}{mr^3}$$

となる。 $\frac{1}{2}mc^2$ は定数なので無視すると、ニュートニアンとの違いは、 $-\frac{GM}{c^2} \frac{l^2}{mr^3}$ である。ニュートニアンの場合、 r が 0 に近づくと $+\infty$ に発散するので、 $r=0$ には達することができないが、Schwarzschild 解では、この $-\frac{GM}{c^2} \frac{l^2}{mr^3}$ の項があるために、 r が 0 に近づくと、 U_{eff} は $-\infty$ に発散してしまう。つまり、 $r=0$ に到達できることになる。

ブラックホールの場合の降着円盤: Schwarzschild (2)

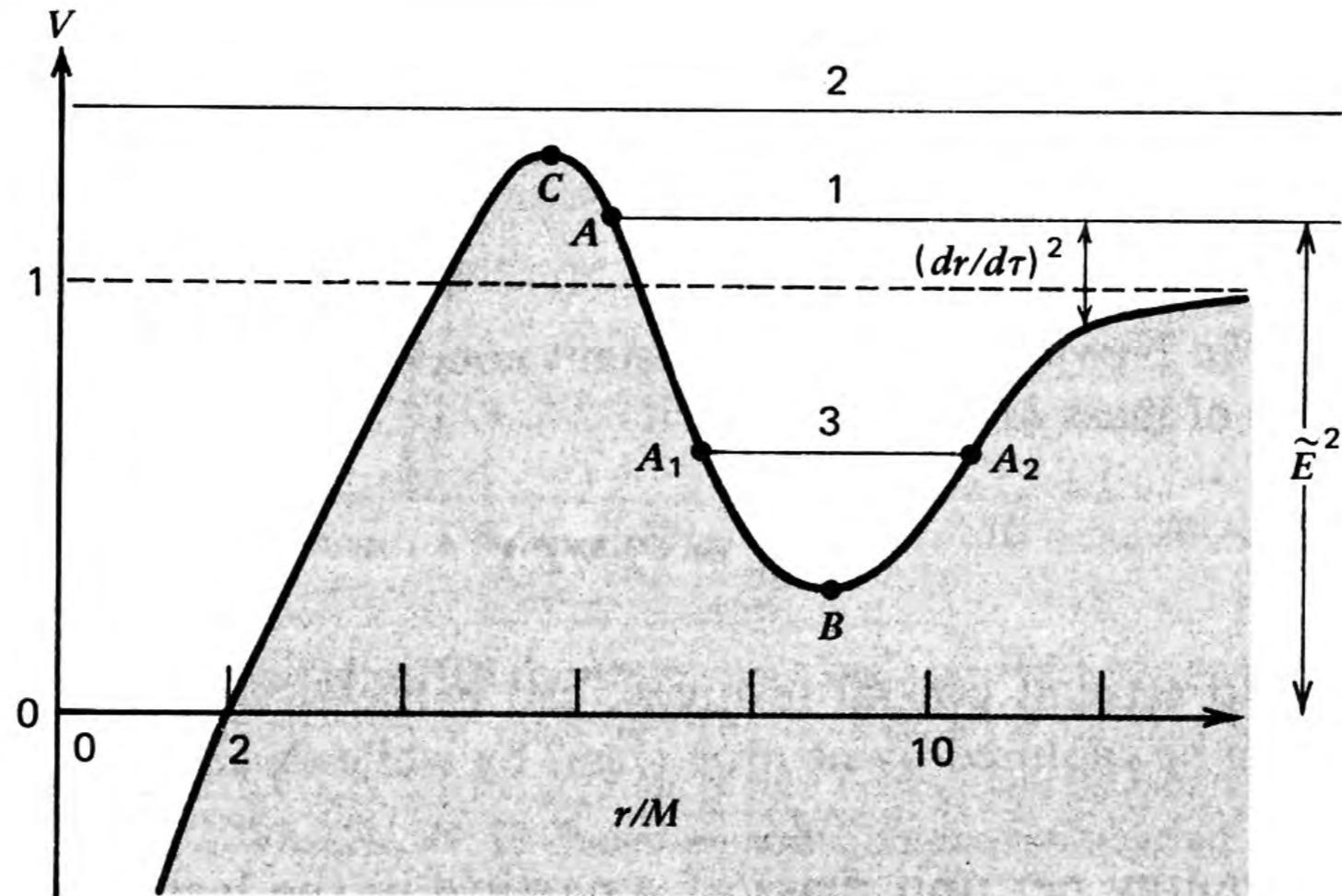


図 5.6: 静止質量が 0 でない粒子の Schwarzschild ブラックホール (質量 M) での有効ポテンシャル。 \tilde{E} は単位質量あたりのエネルギー。(1) 束縛されていない (2) ブラックホールに落ちる (3) 束縛される。与えられた角運動量で、エネルギーが最少である場合は円運動となる。

奇妙な話のだが、高いエネルギーの粒子は安定な軌道を取ることができず、ブラックホールに落ちてしまう。

ブラックホールの場合の降着円盤: Schwarzschild (3)

図 5.7 で書かれている点は、与えられた角運動量の場合で、エネルギーのローカルミニマムの場合の軌道で、円運動をする。降着円盤を考えると粒子は円運動しながら角運動量をすこしずつ失いながらブラックホールに落ちていく。

よって、図 5.7 では常にローカルミニマムの状態を取りながら角運動量を失っていく。つまり各曲線のローカルミニマムを結ぶようにしてブラックホールに落ちていく。一方で、このようなローカルミニマムは $\tilde{l} > 2\sqrt{3}M$ の場合にのみ存在し、それより角運動量を失うと、安定な円運動を描くことができなくなる。その時の軌道の半径は、3 倍の Schwarzschild 半径 $3r_g = 6GM/c^2$ である。これがブラックホールの場合の標準円盤の内縁となる。

しかし、 $3r_g$ 以下では物質が光っていないか、ということだけではなく、しっかり $3r_g$ まで観測することが可能であるが、その領域からの輻射は無視できる、ということに過ぎない。この領域で解放される重力エネルギーは、ほとんど運動エネルギーに行ってしまう、そのエネルギーを持ったままブラックホールに素早く落ち込んでしまうということである。

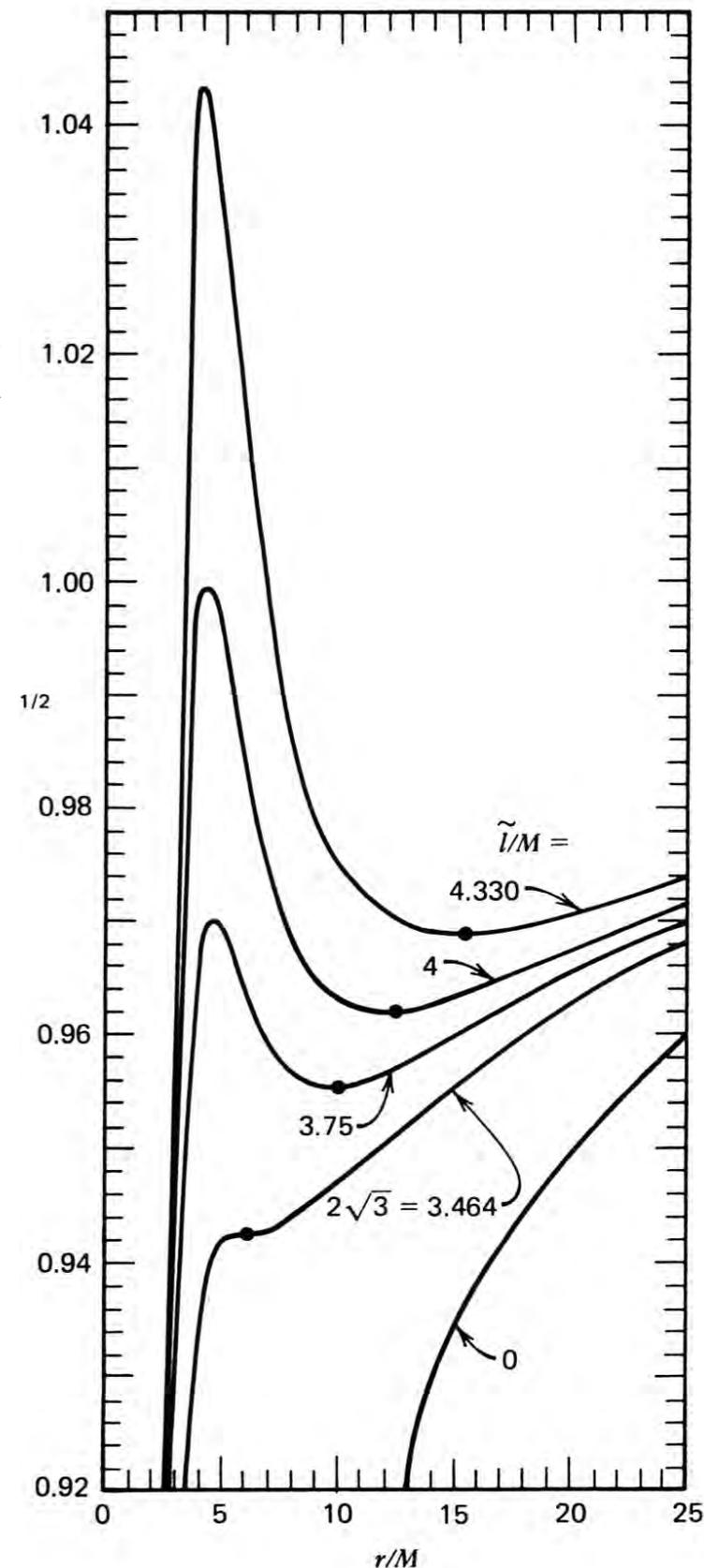


図 5.7: 静止質量が 0 でない粒子の Schwarzschild ブラックホール (質量 M) での有効ポテンシャル。 \tilde{E} は単位質量あたりのエネルギー。安定な軌道を取ることができるのは 3 倍の Schwarzschild 半径 $3r_g = 6GM/c^2$ の所まで。それよりも内側では安定な軌道が取れない。

ブラックホール降着円盤の内縁温度と光度(I)

Schwartzschild ブラックホールの場合の安定な最も内側の軌道は3倍の Schwartzschild 半径 $3r_g = 6GM/c^2$
標準降着円盤を考える場合、その内縁 r_{in} は $r_{\text{in}} = 3r_g = 6G \frac{M}{c^2}$

標準円盤モデルの場合、ガスはほとんど円運動をしながら少しずつ中心に近付くが、 $3r_g$ に到達した途端に、熱エネルギー、角運動量を保持したままブラックホールに落ちる。

標準降着円盤の内縁の温度 T_{in}

$$T_{\text{in}} = \left(G \frac{M_{\text{BH}} \dot{M}}{8\pi\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} r_{\text{in}}^{-\frac{3}{4}} = \left(\frac{\dot{M} c^6}{6^3 \cdot 8\pi\sigma G^2} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{M_{\text{BH}}}}$$

次に光度を求める。解放された重力エネルギーが輻射に転化されたと考えたと、

$$L = \dot{M} \frac{GM}{R} = \eta \dot{M} c^2 = 1.3 \times 10^{37} \left(\frac{\dot{M}}{10^{17} \text{g sec}^{-1}} \right) \text{ergs sec}^{-1}$$

$$\eta = \frac{GM\dot{M}}{R\dot{M}c^2} = \frac{GM}{Rc^2} \quad \eta \text{ は、静止質量に対する輻射への転換効率である。}$$

ブラックホールの場合、無限遠から Schwarzschild 半径まで落した場合の重力エネルギーが全て解放された場合には、無限遠からプロトンを落し得られるエネルギーは、静止質量の 1/2 がエネルギーとして出力することができることを示した。

現実には降着円盤を形成し、安定な内縁軌道半径が $3r_g = 6 \frac{GM}{c^2}$

さらにケプラー運動していることから、力学エネルギーを持ったままブラックホールに落ち込む。

ビリアル定理

$$\Omega = -G \frac{m_p M}{R} \quad E = K + \Omega = \frac{1}{2} \Omega = -\frac{1}{2} G \frac{m_p M}{R}$$

$3r_g$ に落ちるまでに解放される重力エネルギーのうち、輻射として放出されるエネルギーは

$$-E = \frac{1}{2} G \frac{m_p M}{3r_g} = \frac{1}{12} m_p c^2 \quad L = \frac{1}{2} G \frac{\dot{M} M}{3r_g} = \frac{1}{12} \dot{M} c^2$$

光度はブラックホールの質量に関係なく質量降着率で一意に決まる。 η の値は $\eta \sim 10\%$

ブラックホール降着円盤の内縁温度と光度 (2)

ここで注意すべきは以下の通りである。まず、中性子星の場合は解放される全重力エネルギーの内、半分が降着円盤で、残りの半分は中性子星表面で放射されたが、ブラックホールの場合は、表面がなく、降着円盤のみとなる。

次に、質量降着率が同じ場合、ブラックホール質量が上がると逆に温度は下がることになる。実際、恒星質量ブラックホールの降着円盤からのブラックボディ輻射は X 線領域に来るのに対し、セイファート銀河など AGN では、紫外線領域に来る (Big Blue Bump)。

ブラックホールまでの距離が分かっていた場合、観測量であるフラックスから光度を求めることができる。ブラックホールの標準円盤を仮定する場合、光度が分かれば、質量降着率 \dot{M} となる。スペクトル観測から円盤内縁の温度 T_{in} は分かる。よって、内縁温度の式からブラックホール質量を求めることができる。

もちろん、これは標準円盤が形成されており、輻射の大半が標準円盤からのブラックボディで放射されている場合に成り立つ式である。銀河系内の恒星質量ブラックホールの High State はこの状態にあるが Low State は非熱的成分が卓越するので、以上の議論は適用できない。また、AGN も同じく非熱的成分が非常に強く、さらに一部の AGN ではビーミングという問題があるので、やはり以上の議論は簡単には適用できない。

ブラックホール質量と降着円盤の温度の理解

恒星質量ブラックホールに比べ巨大ブラックホールの方が降着円盤の温度が低い。一般的に、ブラックホール質量が大きくなるにつれ、降着円盤の温度が低くなると、理解されている。これを半定量的に理解しよう。

既に述べた通り、 $3r_g$ に落ちるまでに解放される重力エネルギーのうち、輻射として放出されるエネルギー (=光度) はブラックホールの質量に関係なく質量降着率で一意に決まる。

$$L = \frac{1}{2}G\frac{\dot{M}M_{\text{BH}}}{3r_g} = \frac{1}{12}\dot{M}c^2$$

標準降着円盤の内縁の温度 T_{in} は:

$$T_{\text{in}} = \left(\frac{\dot{M}c^6}{6^3 \cdot 8\pi\sigma G^2} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{M_{\text{BH}}}}$$

$$\text{よって、 } M_{\text{BH}}^2 T_{\text{in}}^4 \propto \dot{M} \propto L$$

$$M_{\text{BH}} \propto r_g$$

$$r_g^2 T_{\text{in}}^4 \propto \dot{M} \propto L$$

黒体放射の式 $L \propto ST^4$ と見比べると、 r_g^2 がまさに面積 S に対応することがわかる。

結局のところ、 \dot{M} が同じならブラックホール質量に関係なく光度は同じになるが、その温度は降着円盤の面積で決まる。

ブラックホール質量に比例して降着円盤のサイズ (内縁半径) が決まり、面積はまさにサイズの2乗にスケールすると思えばすっきり理解できる。

もちろん、上記は \dot{M} が同じ場合の話であり、一般的に AGN の方が光度比だけ \dot{M} は大きい。しかし、質量はそれをキャンセルする位大きいので、結局温度が低くなると思えば良いだろう。

もしも、 \dot{M} がエディントン光度で決まっていれば、

$$\begin{aligned} \dot{M} &\propto M_{\text{BH}} & M_{\text{BH}}^2 T_{\text{in}}^4 &\propto \dot{M} \propto M_{\text{BH}} \\ & & T_{\text{in}} &\propto M_{\text{BH}}^{-1/4} \end{aligned}$$

依存性はかわるが、やはり質量が大きくなれば温度が下がることに違いは無い。

恒星質量ブラックホールのスペクトル

誰もがブラックホール (候補) 連星と認める天体

	質量 M_{\odot}	位置 (2000 分点)						銀経 deg	銀緯 deg	距離 kpc
		赤経 hh	mm	ss	dd	赤緯 mm	ss			
[X 線新星]										
J0422+32	> 3.2	04	21	42.8	+32	54	27	165.88	-11.91	1.39
A0620-00 (V616 Mon)	> 7.3	06	22	44.5	-00	20	45	209.96	-6.54	1.0 ~ 1.2
GS2000+251 (QZ Vul)	6 - 7.5	20	02	49.58	+25	14	11.3	63.37	-3.00	2.7
GS1124-68 (GRS1124-68)	~ 6	11	26	26.66	-68	40	32.6	295.30	-7.07	2.5
H1705-25 (V2107 Oph)	~ 6	17	08	14.6	-25	05	29	358.59	9.06	3
GS2023+338 (V404 Cyg)	8 - 15.5	20	24	03.77	+33	52	04.1	73.12	-2.09	3.5
4U1543-47	2.7 - 7.5	15	47	08.6	-47	40	10	330.92	5.43	6.1
J1655-40 (V1033 Sco)	7.02 ± 0.22	16	54	00.25	-39	50	45.0	344.98	2.46	3.2
[X 線で定常的に光っている天体]										
LMC X-3	> 7	05	38	56.4	-64	05	01	273.58	-32.08	50 (LMC)
LMC X-1	~ 6(?)	05	39	38.7	-69	44	36	280.20	-31.52	50 (LMC)
Cyg X-1	~ 16(> 7)	19	58	21.6756	+35	12	05.775	71.33	3.07	2.0
X 線での特徴が似ているのでブラックホール連星に入れる場合がある										
	質量 M_{\odot}	位置 (2000 分点)						銀経 deg	銀緯 deg	距離 kpc
		赤経 hh	mm	ss	dd	赤緯 mm	ss			
[X 線新星]										
GX339-4 (V821 Ara)		17	02	49.5	-48	47	23	338.94	-4.33	4
Cen X-4 (V822 Cen)		4	58	22.0	-31	40	08	233.65	-36.74	1.2

表 5.1: ブラックホール連星のリストとその質量に関する参考文献: Tanaka and Shibazaki ARAA 34, 607 (1996), Remillard et al. ApJ 459, 226 (1996), Orosz et al. ApJ 499, 375 (1998), Charles in “Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei” p.28 (2000)

ここで言うブラックホールの定義は以下の通り。まず相手の星が ID されており、その運動学より M_{BH} の値が決まっている必要がある。次に、その質量が中性子星の理論的な限界である $2 \sim 3M_{\odot}$ よりも大きい必要がある。そういうのを調べてみると、ブラックホール連星には X 線新星が多い。

また、「X 線での特徴が似ているので...」というのは、コンパクト星の質量は良く分らんが、時間変動とかスペクトルとかの様子がブラックホール候補天体に良くにているために、ブラックホールじゃないかなあ、と思っている、という訳である。

恒星質量ブラックホールのスペクトル

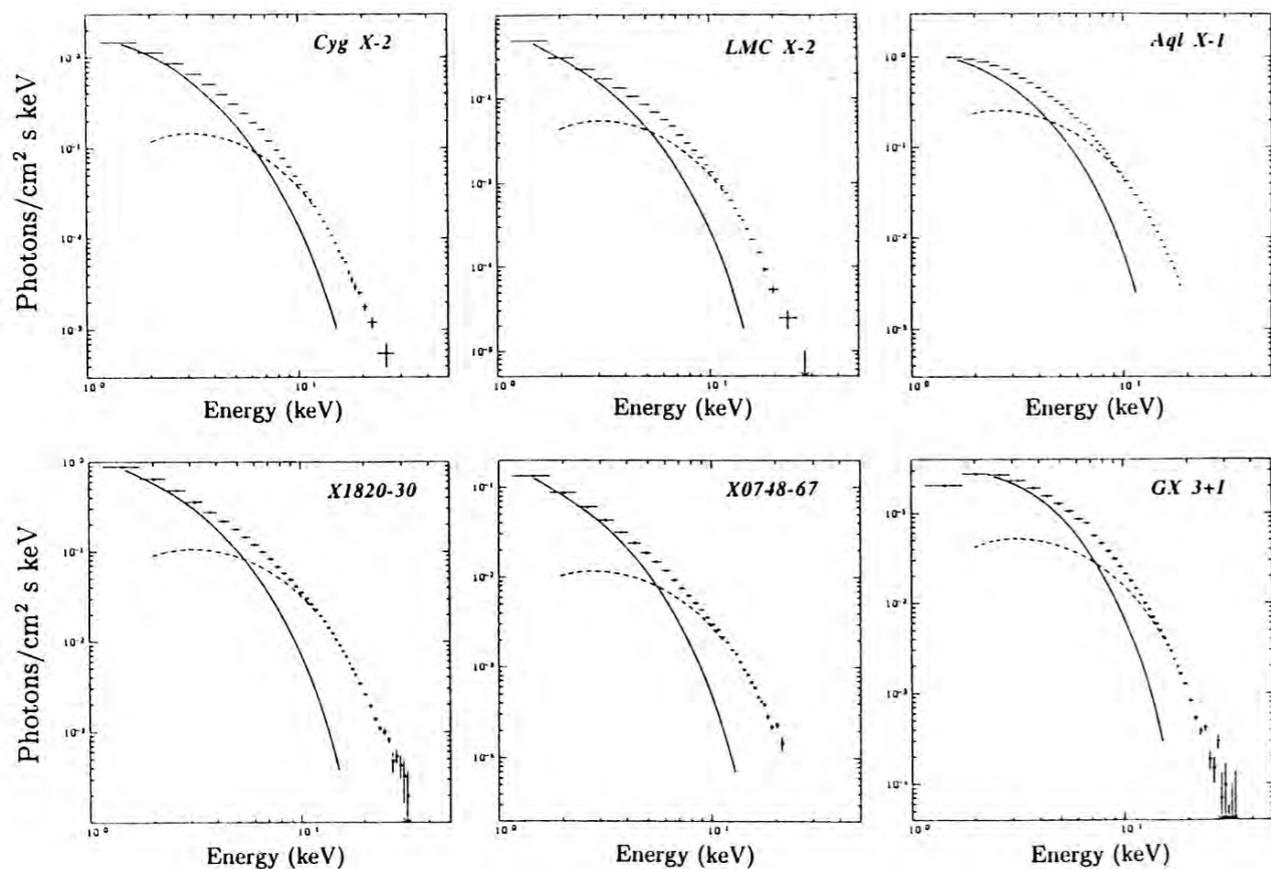


図 5.8: 明るい時の中性子星連星 (LMXB) の X 線スペクトル。

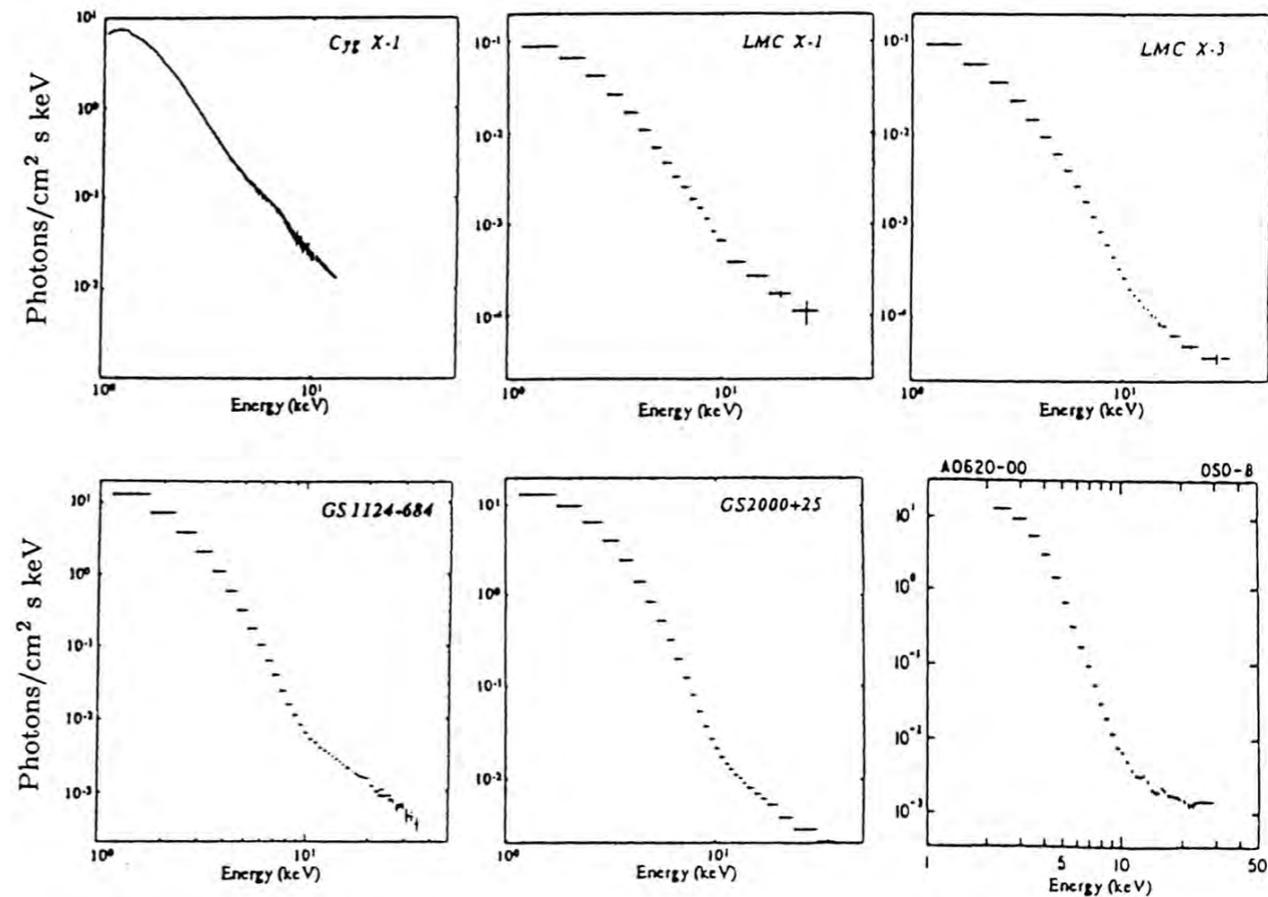


図 5.9: 明るい時のブラックホール (候補) 連星の X 線スペクトル。

図 5.8 と図 5.9 を比較すると、ブラックホール候補連星の方が一般的にソフトであることがわかる。ブラックホール候補天体ではハードテールが見えており、暗い時はこの成分が卓越する (Soft State = High State, Hard State = Low State)。これは中性子星連星でも同様。しかしこの起源は良く分かっていない。

恒星質量ブラックホールのスペクトル

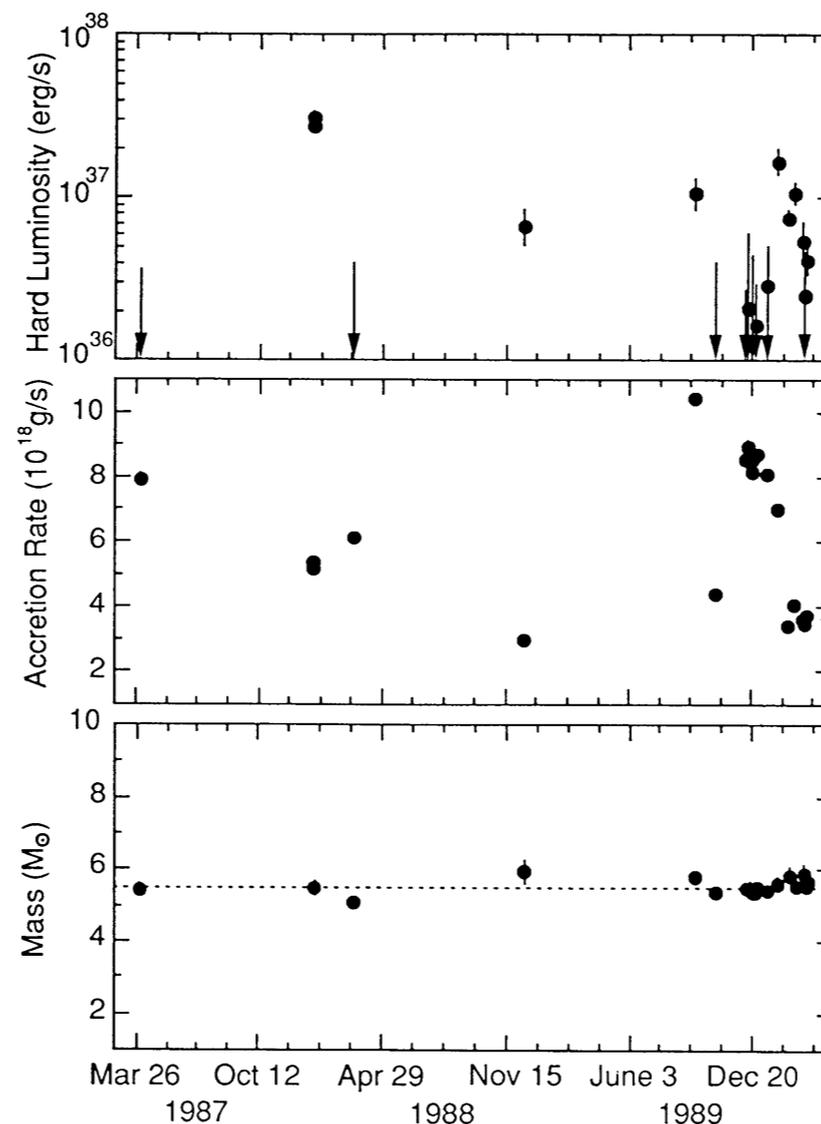


FIG. 3.—Summary of the spectral fitting of LMC X-3 with the GRAD model. The parameters of the GRAD model (mass of the compact object and mass accretion rate) and the luminosity of the power-law component (2–30 keV; the distance to the source is set to be 55 kpc and isotropic emission is assumed) are shown against date. The horizontal dotted line in the bottom panel indicates $M = 5.5 M_{\odot}$.

図 5.10 は、LMC X-3 における、様々な明るさの時について、標準降着円盤モデルを仮定して得られるブラックホール質量である (Ebisawa et al. 1993)。

$$L \rightarrow \dot{M} \quad \dot{M}, T \rightarrow R_{\text{in}} \rightarrow R_{\text{g}} \rightarrow M_{\text{BH}}$$

の順番でパラメータが決まる。明るさが変わっても、得られる質量に変化はない。この結果は標準降着円盤モデルが正しいことと、得られた質量は実際のブラックホール質量であると示唆する。