

高密度天体のモデル

桑原 啓介

2013 年 10 月 31 日

概要

10 月末までの研究のまとめ

1 高密度天体の種類

- 白色矮星

太陽と同程度の質量を持ちながら地球程度の大きさしかない天体。 $8M_{\odot}$ 以下の質量の恒星が進化して自らの重力で潰れたとき中心部にできる。電子の縮退圧で自身の重力を支えているが、縮退圧で支えきれなくなる質量をチャンドラセカール限界質量と呼ぶ。

- 中性子星

チャンドラセカール限界質量を超えた星は電子の縮退圧では支えきれず、収縮により陽子と電子が中性子になる。中性子の縮退圧で重力を支えているので中性子星と呼ばれる。半径約 $10[\text{km}]$ の大きさの球体に太陽と同程度の質量を持っている。

- ブラックホール

恒星がその一生を終えて自らの重力でつぶれる時、原子核の密度まで収縮してもなお重力崩壊がとまらないほどの大質量星が無限に収縮することでブラックホールが生まれると考えられる。シュバルツシルト半径より内部では光ですら抜け出すことはできず、ブラックホール自体を直接観測することはできないため、降着円盤からの放射を観測する。

2 電磁放射の種類

- 制動放射

電子が物質中の原子核のクーロン力で加速度を受けるときに出る電磁波。減速した時の余剰エネルギーが電磁波として飛び出す。

- シンクロトロン放射

電子が磁場中を運動することでローレンツ力を受け、円運動(加速度運動)を行う。光速まで加速された電子が磁場中でらせん運動を行う際に出る放射。

- トムソン散乱・コンプトン散乱

光子が静止した電子を振動させ、その振動が元の光子と同じ振動数の電磁波を再放出する。これをトムソン散乱と呼ぶ。高エネルギーの光子が自由電子に衝突したとき、エネルギーの一部を電子に与えて電磁波が出る散乱をコンプトン散乱と呼ぶ。

- 逆コンプトン効果

光子が相対論的速度で運動する電子に衝突することで光子がエネルギーを獲得して高エネルギー光子に変わる。これを逆コンプトン効果と呼ぶ。

- 黒体放射

外部から入射してくるあらゆる波長の電磁波を吸収する物体を「黒体」と呼び、黒体からの放射を黒体放射と呼ぶ。物質の温度と熱放射のピークの波長にはウィーンの変位則と呼ばれる関係があり、宇宙の高エネルギー現象を観測するにはそれに適した波長の電磁波を観測する必要がある。温度 T において波長 λ の電磁波の黒体放射の強度 $R(\lambda)$ はプランクの法則から

$$B(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)} - 1} \quad (1)$$

で表される。ステファン・ボルツマンの法則によると黒体放射のエネルギー流量は温度の 4 乗に比例する。太陽の光球面からは温度約 5800K の黒体放射が出ている。

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (2)$$

3 ブラックホール

- 観測によるブラックホールの研究

物質がブラックホールに吸い込まれる際、解放される重力エネルギーの一部が X 線などの電磁波として放射される (黒体放射)。この X 線のスペクトルや光度を観測し、ブラックホール候補天体を探す。その候補天体の重力の影響を受けて運動する物体 (伴星・降着円盤) の運動を観測することにより候補天体の大きさや質量を得られる。また、ブラックホールは他の高密度天体と違う一般相対論的な効果・現象を持つはずなので、その観測も有効である。

- シュバルツシルト解

シュバルツシルトが導いたアインシュタイン方程式の一つの解。中心にのみ質点がありその周囲の空間は等方的という条件で解いたもの。それによると位置 r に置いた時計の進む時間の間隔 $d\tau$ と、無限遠方の観測者が計る時間の間隔 dt の間には

$$d\tau = \left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{\frac{1}{2}} dt \quad (3)$$

という関係が成り立つ。すなわち、物体がシュバルツシルト半径 R_s に近づくと時間経過が遅く見えるようになることがわかる。また、シュバルツシルト半径より内側では係数が虚数となり物理的意味を失ってしまう。天体がブラックホールになると質量 M ・角運動量 J ・電荷 Q 以外の特徴は消滅する。ここからさらに $Q = 0$ かつ $J = 0$ の時の解がシュバルツシルト解であり「シュバルツシルト・ブラックホール」と呼ばれる。また、 $Q = 0$ だが $J \neq 0$ の時、すなわち回転するブラックホールはカー解を満たす「カー・ブラックホール」と呼ばれる。

- 近接連星系

二つの星の間隔が星の半径ほどまで接近し、重力的に束縛されて互いの周りをまわっている系。高密度天体は自身にエネルギー源を持たないため、いったん形成されたら輝くこと無く冷えてゆくのみである。しかし別の星と連星系を成している場合、伴星からの降着物の重力エネルギーを解放させて光らせることが出来る。二つの星の有効ポテンシャルは

$$\psi_{eff} = -\frac{GM}{|r - r_1|} - \frac{GM}{|r - r_2|} - \frac{1}{2}|\omega \times r|^2 \quad (4)$$

となる。この有効ポテンシャルが一定となる面を等ポテンシャル面と呼び、これはこの系に注ぎ込まれたガスの圧力・密度一定の面と一致する。

図 1 はその等ポテンシャル面を図示したものである。ラグランジェ点 L_1 を通るポテンシャル面をロッシュローブと呼び、これを用いて近接連星系をさらに分類できる。二つの星が共にロッシュローブの中に収まっているものを分離型、どちらか片方の星がロッシュローブを満たしているものを半分離型、両方の星がロッシュローブを満たしているものを接触型と呼ぶ (図 2)。高密度天体

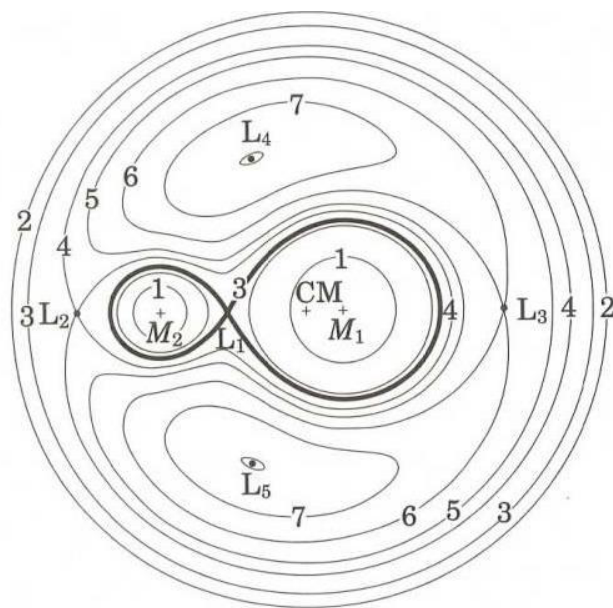


図 1: 二つの星 1,2 の質量比が 4:1 の場合の等ポテンシャル面。公転軌道面における断面を示した。太線はロッシュローブ (Frank et al. 2002 より転載)

は非常にコンパクトなため、ロッシュローブを満たすことはない。したがって、高密度天体が主系列星や巨星などのふつうの星と近接連星系をつくる時は分離型か半分離型のどちらかになる。

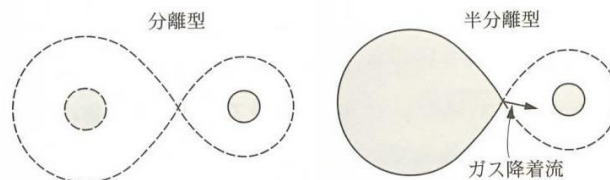


図 2: 近接連星系の分類。S の字型の線はロッシュローブを表す。

伴星がロッシュローブを満たしている半分離型においては、 L_1 点では重力・遠心力がつり合っているため伴星のガスは圧力で主星側に押し出される。連星系は公転しているため、ガスは角運動量を持って主星の周りをまわりながら落ちる。こうして降着円盤が形成される。

伴星がロッシュローブを満たしていない分離型の場合でも、半分離型のような質量輸送は起こりうる。伴星が重い星の場合、表面が高温なのでガスの圧力や輻射圧が高く恒星風が強くなる。その放出されたガスの一部が高密度天体に捉えられるとやはり降着円盤ができる。

● 降着円盤

ガスがブラックホールに落ちるとき、角運動量を持たずに球対称になると単純化して考えると解放される重力エネルギーは運動エネルギーへと大部分が転化されるはずである。ガスからの放射効率は密度の 2 乗に比例するので、ガス密度が高ければ高いほど重力エネルギーは放射エネルギーに転化される。

質量 M の点源の周りを円運動する粒子を考えると、

$$\text{回転速度} : v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad , \quad \text{角速度} : \omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \quad , \quad \text{角運動量} : L = \sqrt{GM}r \quad (5)$$

というケプラー回転を行う。

内側と外側の速度差から摩擦熱が生じる。これは重力エネルギーが熱エネルギーに変換されているため、暖まったガスが熱的放射を行う。また、角運動量が内側から外側へ輸送されることでガスに働く遠心力が減少し、ゆっくりと降着する事になり、ガス密度が高くなるので放射エネルギーへの変換効率が良くなることになる。

ガスが円盤内縁に達するまでに解放するポテンシャルエネルギーの半分は放射エネルギーに転換されることがビリアル定理からわかる。

$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta V \quad (6)$$

ガス降着率を $\dot{M}$ とすると降着円盤の光度は

$$L_{disk} = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{r_s} \quad (7)$$

で表される。

4 エネルギー生成モデル

● 標準円盤モデル

重力エネルギーが効率よく放射エネルギーに転化されるモデル。粘性項を含んだ流体のナビエ・ストークス方程式を基にした基本方程式を解くことで得られる。円盤はケプラー回転をし、黒体放射を行う。放射によってガスが冷えて圧力が下がり、円盤は幾何学的に薄くなる。内側で熱的に不安定になってしまうことが問題点。

円盤表面からの単位面積あたりのエネルギーフラックスは

$$F = \sigma T_s^4 = \frac{3}{8\pi} \frac{GM\dot{M}}{r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_s}{r}}\right) \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 σ , T_s , r_s はそれぞれステファン・ボルツマン定数、円盤表面温度、円盤内縁の半径であり、トルクはゼロという境界条件を用いている。この式の左辺は単位面積からの放射量、右辺は重力エネルギーの開放率を示しており、重力エネルギーが効率よく放射エネルギーに転化されることを示している。

円盤の表面温度が与えられ、円盤の各部分が黒体放射をすると仮定すると円盤全体からのスペクトルが計算できる。標準円盤スペクトルは様々な温度の黒体放射スペクトルの重ね合わせとなる。

● 高温降着流モデル

標準円盤モデルではカバーできない高エネルギー放射現象を説明するためのモデル。放射において非効率的な降着の流れを仮定したもの。標準円盤モデルのように電磁放射でエネルギーを逃がすのではなく、解放された熱エネルギーは円盤内部のガスを暖めるために使われる。ガスが高温になると粘性が高まり、降着速度が大きくなるので中心天体へと熱エネルギーが運ばれる。円盤はシンクロトロン放射や逆コンプトン効果など様々な放射過程で光るが、標準円盤モデルよりは暗い。また、降着速度が回転速度に比べて速いため、円盤にガスがたまりにくくなり、光学的に薄くなる。これは高温降着流モデルの原型といわれる移流優勢流モデルの特徴で、様々な問題点が見つかって現在は現実的な解ではないとされている。

- 超臨界降着流モデル

球対称降着の場合の限界光度であるエディントン光度を超えるほどの明るさを持つ降着円盤についてのモデル。大きな光学的厚みを持つ流れではその中で作られた光子は何度も吸収・散乱が繰り返され、なかなか表面に出られないうちに降着ガスもろともブラックホールに捕捉される。

5 観測衛星

- XMM-Newton 衛星

欧州宇宙機関 (ESA) の X 線観測衛星。1999 年に打ち上げられ、計画では 2 年ほどの寿命のはずであったが 2013 年現在も運用されている。カメラの感度は 0.2KeV から 12KeV。

- Chandra 衛星

1999 年に NASA によって打ち上げられた。位置分解能に優れている。

- Suzaku 衛星

2005 年に JAXA から打ち上げられた。搭載された CCD カメラは 0.5KeV から 12KeV の広い視野での撮像と高い精度の分光を連続的に行うことが出来る。

6 対象天体

- LMC X-3

当面の解析練習の対象として大マゼラン雲の X 線源 (LMC X-3) を用いる。地球からの距離は約 17 万光年 (約 52pc) で、質量は $7 \sim 9M_{\odot}$ とされている。標準的な降着円盤モデルで表せることを確認した。

2000 年 2 月 7 日から 8 日にかけての 15548 sec の観測のデータを用いた。

7 解析

- 解析手順

天体のデータは各観測衛星のホームページで公開されているものを用いる。XMM-Newton 衛星のデータは 2 種類あり、ODF(Observation Data Files) と PPS(Pipeline Processing) の両方をダウンロードした。ODF には観測する上での必要なデータが、PPS には観測されたフォトンイベントと光源のリストなどのデータが入っている。

- イメージ

PPS ファイル内にあるイベントファイルをイメージ化する。そのイメージを元に光源の位置や解析する領域を決定する。観測天体が非常に明るい場合、検出器が一つのイベントを処理している間に別のイベントが入ってきてしまうことがある。このような複数のイベントが高エネルギーのイベント一つ分として処理されてしまう現象を「パイルアップ」と呼ぶ。パイルアップの影響を減らすため解析する領域を円環状にして特に明るい部分を除く必要がある。

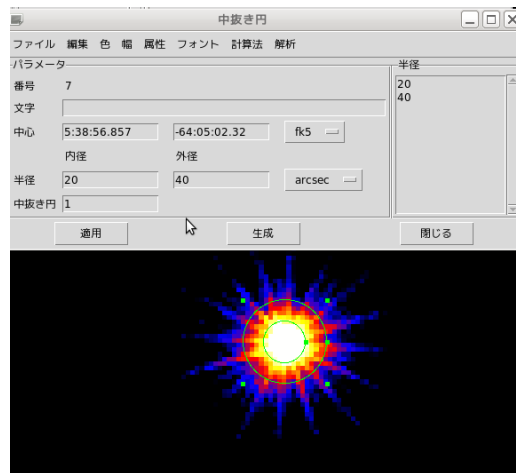


図 3: パイルアップ除去のための領域の取り方の例

- ライトカーブ

横軸に時間、縦軸に光子の数をプロットしたグラフ。天体の自転による明るさの変化を見たり、検出器と対象天体の間に異物が入っていないかの確認に用いる。

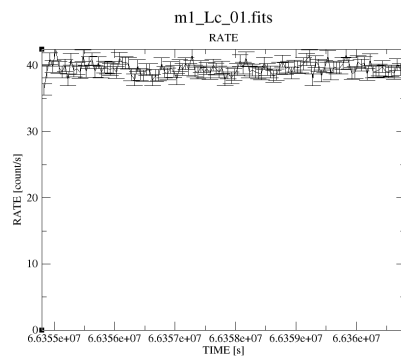


図 4: ライトカーブの例. これは LMC X-3 のライトカーブのひとつ.

- スペクトル解析で使ったモデル

- diskbb

標準降着円盤からの黒体放射のスペクトルモデル。パラメーターは内縁温度 T_{in} と定数 `norm` というものを導入している。diskbb モデルでは降着円盤上で最大となる温度を内縁温度 T_{in} とし、この時の半径を見かけの内縁半径 r_{in} としている。標準円盤モデルの式の平方根の項を無視すると半径と温度の関係は

$$T(r)^4 \propto \frac{1}{r^3} \quad (9)$$

となる、よって内縁温度で降着円盤の温度を表すと

$$T(r) = T_{in} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (10)$$

となる。ここで Stefan-Boltzmann の法則から円盤の全光度 L_{disk} は

$$L_{disk} = 4\pi r_{in}^2 \sigma T_{in}^4 \quad (11)$$

と表せる。また、円盤の全光度 L_{disk} を観測される $\text{flux}_{f_{disk}}$, 衛星から見た傾斜角 θ , 天体までの距離 D で表すと

$$L_{disk} = \frac{2\pi D^2 f_{disk}}{\cos\theta} \quad (12)$$

すなわち観測される $\text{flux}_{f_{disk}}$ から内縁温度を求める式は

$$f_{disk} = 2\sigma \times \left(\frac{r_{in}}{D} \right)^2 \cos\theta T_{in}^4 \quad (13)$$

となる。この比例定数として `norm` を定義する。

$$K = \left(\frac{r_{in}}{D} \right)^2 \cos\theta \quad (14)$$

- powerlaw

べき乗のモデル。ブラックホール連星の場合は、降着円盤を覆う高温プラズマ中でのコンプトン散乱やシンクロトロン放射による X 線光子のエネルギー増加などをこれで再現する。

$$A(E) = K E^{-\Gamma} \quad (15)$$

K は単位時間単位面積単位エネルギーあたりの光子の数であり、 Γ は photon index と呼ばれる無次元量である。

- phabs, wabs

星間ガスによる光電吸収のモデル。パラメーターは水素の柱密度 n_H 。

$$M(E) = \exp[n_H \sigma(E)] \quad (16)$$

で表される。この $\sigma(E)$ は光電吸収の断面積。phabs, wabs はこの断面積の取りかたが異なる。

8 解析結果

- イメージ

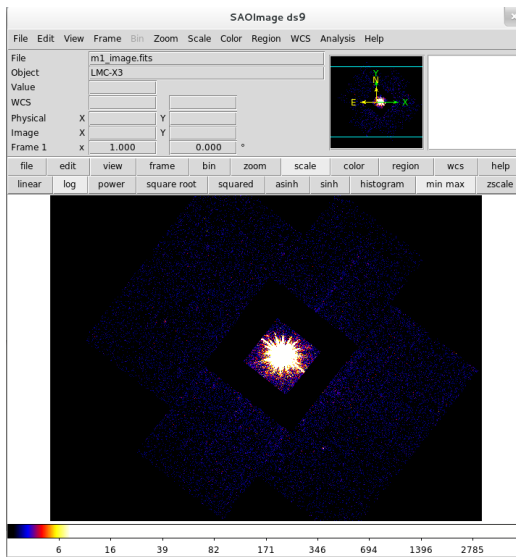


図 5: LMC X-3(mos1)

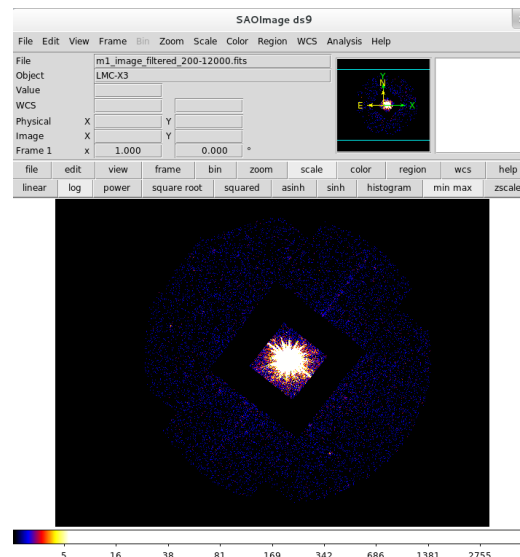


図 6: 200 ~ 1200 KeV の範囲でフィルターをかけた

パイルアップを防ぐために半径 40 "の円から半径 20 "の円を除いた円環状の領域をとる。

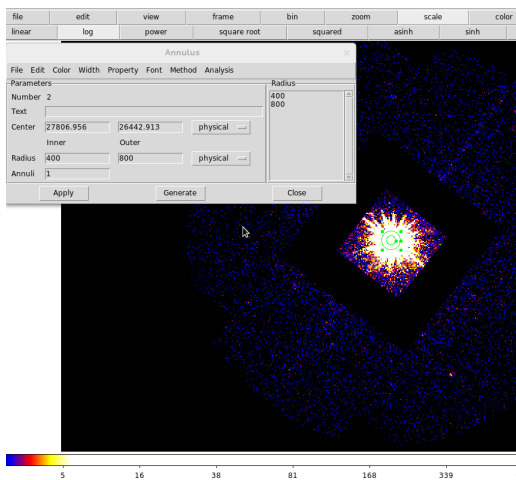


図 7: スペクトル抽出する領域

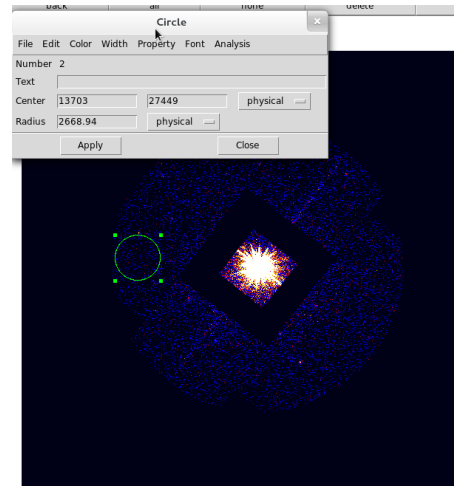


図 8: バックグラウンドスペクトルをとった領域

- ライトカーブ

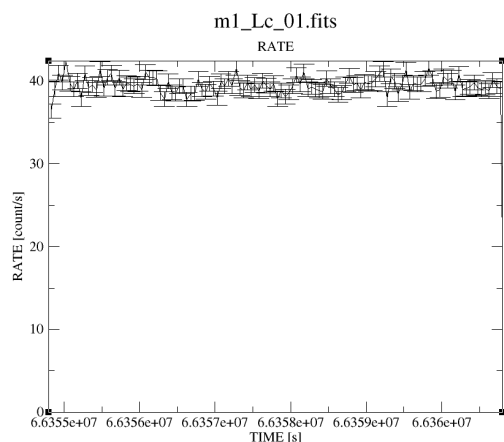


図 9: LMC X-3(mos1)

- パイルアップ

パイルアップの影響がしっかりカットされているかを確認する。図の下のグラフから、ヒストグラムと理論曲線のズレが領域を円環にとることで小さくなっているのがわかる。

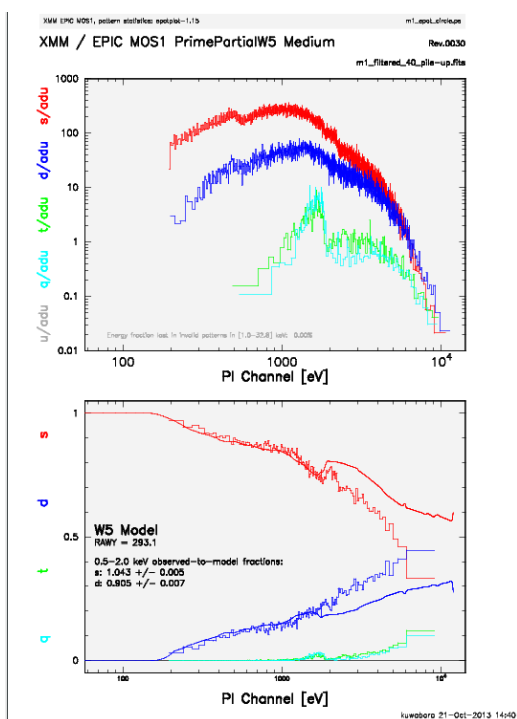


図 10: 半径 40 "の円

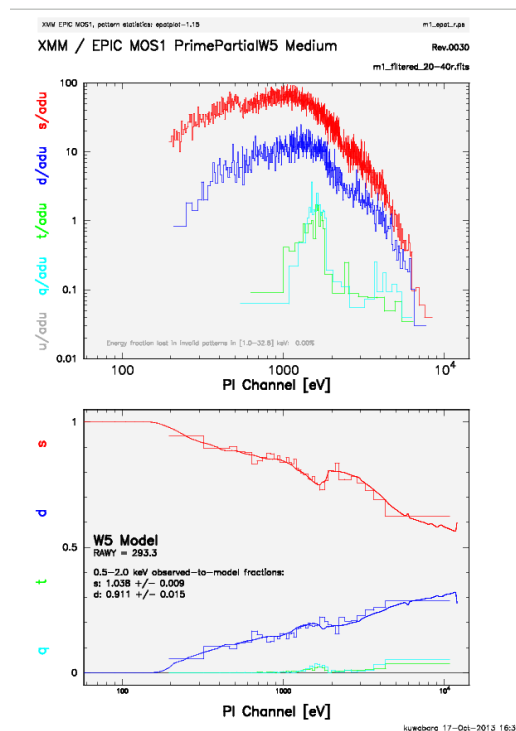


図 11: 半径 20 ~ 40 "の円環

- スペクトル解析

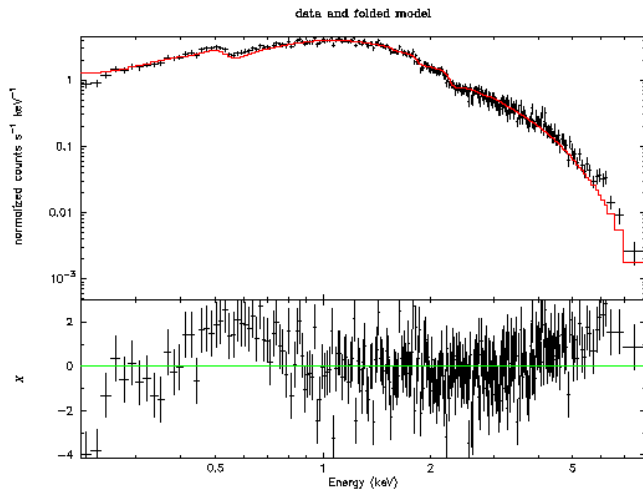


図 12: model:phabs*diskbb

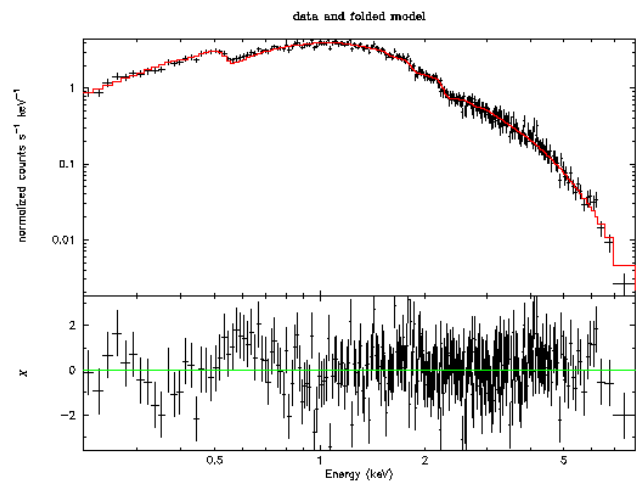


図 13: model:wabs*(phabs+diskbb)

wabs*(phabs+diskbb) でのフィッティングの結果

wabs	nH	6.81521E-02(10 ²²)
powerlaw	PhoIndex	2.34293
powerlaw	norm	3.26286E ⁻⁰²
diskbb	T_{in}	0.865664(KeV)
diskbb	norm	29.1996

Reduced chi-squared = 1.1816

LMC X-3 は標準的なブラックホールのモデルで表せることがわかった

9 参考文献

シリーズ 現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象 著. 小山勝二 編. 嶺重慎
 宇宙科学入門 第 2 版 著. 尾崎洋二
 すざくホームページ <http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/index.html.ja>