

# 「てんま」による小質量連星 X 線源の観測

満 田 和 久\*

## 1. 初めに

X線天文学の発展によって、ほとんどあらゆる階層の天体が X線を放射していることがわかってきた。しかし、その中で最も古くから知られている X線源である Sco X-1 を含む一群の X線源は長い間正体不明の天体であった。これらは銀河バルジ X線源、第二種の X線源等とも呼ばれるが、最近では X線パルサーに代表される大質量連星 X線源に対比して、小質量連星 X線源という呼び方が定着しつつある。これらは比較的明るく ( $L_X = 10^{36-37}$  erg/sec), X線にパルスや食を示さず、数十分の時間尺度の不規則な時間変動を示し、X線パルサーに比べて軟らかいスペクトルを持つ等の共通の性質を持っている。また多くは銀河面に沿って銀河中心から  $30^\circ$  に分布している。

小質量連星 X線源の中で Sco X-1 はこれまで最も詳しく調べられてきた。この X線源の X線スペクトルは熱いプラズマからのコンプトン散乱を受けた熱的制動輻射でよく合うことが 1976 年頃から知られていた (例えば, Miyamoto and Matsuoka, 1977, Sp. Sci. Rev., 20, 687)。そのプラズマの温度は  $2\sim 3$  keV, 大きさは  $10^9\sim 10^{10}$  cm, 密度は  $10^{16}\sim 10^{17}$  cm $^{-3}$ , トムソン散乱の光学的厚さは  $10\sim 20$  である。したがって最近までこの様なプラズマが X線放射のモデルとして考えられてきたが、これを物理的実体として捉えるには、このプラズマを如何にして作り温め続けるかを説明する必要があった。

一方、これらの X線源の実体の理解はむしろ光と X線バーストの観測から進んだ。光の観測からは、X線星と連星系を成している星が  $1M_\odot$  より軽い星であることがわかってきた (ゆえに小質量連星 X線源と呼ばれる。例えば Bradt and McClintock, 1983, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 21, 13)。X線バーストを起す X線源は比較的暗い小質量 X線連星である。これは中性子星表面で起る現象であると考えられている。したがって小質量連星 X線源は軽い星と中性子星からなる連星系であると考えられるようになった。X線にパルスを持たないことからこの中性子星は X線パルサーのような強い磁場を持たないと考えられる。

先に述べた熱制動輻射モデルは、簡単にはこの描像と結びつかない。重力エネルギーの大部分は中性子星の近

くで解放されるので半径  $10^9$  cm の所から  $10^{8-9}$  cm のプラズマを温める機構が必要であるからである。また、いくつかの小質量連星 X線源から 1 秒以下の速い時間変動が観測され、これは熱制動輻射モデルとは矛盾する。そのため、「はくちょう」の観測結果等を基にして、他の X線のモデルが「はくちょう」観測チーム内で議論されていた。そしてその後「てんま」による X線スペクトルの詳しい観測によって、非常に重要な手掛りが得られた。今回は「てんま」の成果の話の一回目として、これについて述べよう。

## 2. 「てんま」による観測

「てんま」は約四日間の Sco X-1 を観測し、この間に約 1 時間にわたる大きなフレアーが一例観測された。このフレアーに伴うスペクトルの変化を調べて、二つの大変奇妙なことに気付いた。一つは 10 keV 以下のエネルギー範囲ではフレアー中の方が前後に比べてスペクトルが硬くなっているのに対し、10 keV 以上ではスペクトルの形は全く変わらずに強度だけが約 3 倍になっていることである。フレアー前とフレアー中の二つのスペクトルの比が、10 keV 以上で一定になっていることは図 1 に示されている。もう一つはフレアーのスペクトルのフレアー前後からの増分 (つまり二つのスペクトルの差) が約 2 keV の黒体輻射のスペクトルでピッタリ合うということである (図 2)。そこで、このことを

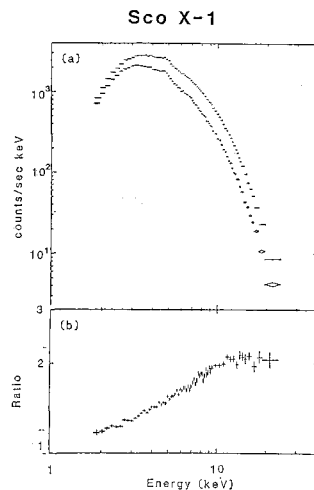


図 1 Sco X-1 のフレアー前とフレアー中のスペクトル (a). 二つのスペクトルの各エネルギー・チャンネルの比 (b).

\* 宇宙研 Kazuhisa Mitsuda: The Low-Mass Binary X-Ray Sources Observed from TENMA

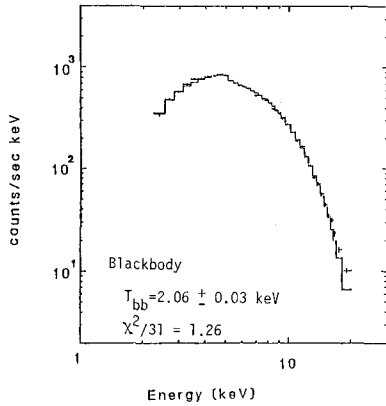


図 2 図 1 の二つのスペクトルの「差」のスペクトル. 黒体輻射によるベスト・フィットのモデルを X 線検出器のレスポンス関数でたたみこんだものが階段関数により示されている.

Sco X-1 の他のもう少し振幅の小さな時間変動や、他の「てんま」が観測した三つの比較的明るい ( $L_X > 10^{37}$  erg/sec) 小質量連星 X 線源, 4U1608-52, GX349+2, GX5-1 の時間変動について調べた. その結果, すべてについて同様のことが成り立っていることがわかった. さらに驚くべきことに, 個々の X 線源について差のスペクトルの黒体輻射の温度は誤差の範囲で一定であり, また, 異なる X 線源についてもこの値は似たような値 ( $\sim 2$  keV) になっている. 表 1 に各 X 線源について, 黒体輻射の温度が示されている.

表 1 「差」のスペクトルと軟らかい成分のスペクトル・パラメータ

X 線源	「差」のスペクトル 黒体輻射の温度	軟らかい成分 降着円盤モデルの 最高温度 $T_{in}$
Sco X-1	$2.00 \pm 0.03$ keV	$1.38 \pm 0.06$ keV
4U1608-522	$2.11 \pm 0.03$	$1.30 \pm 0.06$
GX349+2	$2.11 \pm 0.03$	$1.44 \pm 0.08$
GX5-1	$1.97 \pm 0.05$	$1.36 \pm 0.06$

(注) それぞれ 3~4 個の変動の組から作られた平均スペクトルに対する値

この結果は, これらの小質量 X 線源の X 線放射と時間変動の本質的な性質を示しているように思われる. この自然な解釈の一つは黒体輻射の成分がスペクトルの中に実際に含まれていると考えることであろう. これを仮定すると, 二つの変動の性質は, 強度が変動する黒体輻射成分と, もう一つ, 10 keV 以下では黒体輻射成分に比べて無視し得るような軟らかい, 安定で時間変動の小さな成分があることを意味する.

この成分は観測から求めることが可能である. ふたつ

の観測されたスペクトル  $f_1(E)$ ,  $f_2(E)$  は

$$f_1(E) = f_s(E) + f_n(E)$$

$$f_2(E) = f_s(E) + \beta f_n(E)$$

と書ける. ここで  $f_s(E)$  と  $f_n(E)$  はそれぞれ  $f_1(E)$  の軟らかい成分と黒体輻射の成分であり,  $f_2(E)$  では黒体輻射の成分が  $\beta$  倍になっている. 10 keV 以上では  $f_s(E)$  が無視できることから, 10 keV 以上の二つのスペクトルを比べて  $\beta$  を決定することができる. この  $\beta$  を使って,

$$f_s(E) = (\beta f_1(E) - f_2(E)) / (\beta - 1)$$

が求まる. このようにして, 図 3 の例のように, 観測されたスペクトルが二つの成分に分解される. さて, この軟らかい成分は一体何を表しているであろうか. これについて調べるために, 降着円盤からの X 線スペクトルが必要である. 先にこれについて考察しておこう.

### 3. 降着円盤からの X 線スペクトル

ロッシュ袋を満たした星からラグランジュ点を超えて中性子星に降着する物質は降着円盤を形成すると考えられている. この円盤の半径  $r$  の点における厚さは半径  $r$  に比べて非常に小さいとしよう. この時, 近似的に物質はケプラー軌道を回りながら重力エネルギーを解放してより内側のケプラー軌道に移ってゆくと考えることができる. このとき解放された重力エネルギーの半分はより内側のケプラー軌道の運動エネルギーに転化され, 残りの半分が熱エネルギーとして解放される. 半径  $r \sim r + \Delta r$  のリング内で単位時間に解放されるエネルギーは  $r^2 \Delta r$  に比例する. この様な降着円盤は光学的に厚いと考えられるので, 熱エネルギーは黒体輻射として放出されるであろう. 半径  $r$  の点における黒体輻射の温度を  $T(r)$  とすると  $r \sim r + \Delta r$  のリングから放射されるエネルギーは  $2\pi\sigma T(r)^4 r \Delta r$  である. ゆえに  $T$  は  $r^{-3/4}$  に比例する. 半径  $r_{in}$  から  $r_{out}$  までこのような降着円盤が存在するとこの円盤からの輻射スペクトルは,

$$f_d(E) = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r B(E, T(r)) dr$$

$$= \frac{8\pi}{3} r_{in}^2 \int_{T_{out}}^{T_{in}} \left(\frac{T}{T_{in}}\right)^{-11/3} B(E, T) \frac{dT}{T_{in}} \quad (1)$$

で与えられる. これは  $(T/T_{in})^{-11/3}$  の重みで外側の温度  $T_{out}$  から, 内側の温度  $T_{in}$  までの色々な温度の黒体輻射  $B(E, T)$  を加え合せたマルチ・カラーのスペクトルである.

降着円盤のモデルでは, 円盤内で動く粘性の実体が問題になり, ここで議論したような円盤が実際に存在するか否かは粘性のモデルと降着率によってきまる. しかし, 注目すべきことには, もし存在すればそのスペクトル

ルは粘性のモデルによらずに (1) 式によって与えられるということである。

このような降着円盤からのスペクトルは小質量 X 線源のスペクトルに含まれているであろうか。  $r_{out} \gg r_{in}$  であれば  $T_{in} \gg T_{out}$  である。観測しているエネルギーが  $kT_{out}$  に比べて十分に高ければ (1) 式において  $T_{out} = 0$  とおくことができる。ゆえに降着円盤のスペクトルは全体の強度と形を決めるパラメータ  $T_{in}$  の二つで記述され、観測されたスペクトルに対しモデル・フィットを簡単に行うことができる。

4. 再び観測

2 で求めた軟らかい成分に対して、降着円盤からのマルチ・カラーのスペクトル、黒体放射、熱的制動放射、パワー関数の四つのモデル・スペクトルによってモデル・フィットを試みた。結果は降着円盤のモデルがすべてのスペクトルによく合った (図 3)。黒体放射はいくつ

かのスペクトルに対しては、統計的に受け入れられるフィットとなったが、熱的制動放射とパワー関数は全く合わなかった。降着円盤のモデルによる結果では、強度と温度  $T$  は同じ X 線源については、誤差の範囲で一致していて、この成分が安定であるとする仮定と矛盾しない。再び、驚くべきことに、 $T_{in}$  すなわちこの成分の形をきめるパラメータは異なる X 線源について、よく似た値になっている (表 1)。

このことは、四つの X 線源の総てのスペクトルが同じ二つのスペクトル成分の和で表されることを示している。また、その時の強度によって X 線源のスペクトルの形は変化するが、これは両成分の配合比の変化によると考えられる。この考えを確かめるために、時間変動から求めた差のスペクトルと軟らかい成分の、それぞれの平均スペクトルを各 X 線源について作り、これらの黒体放射の温度と降着円盤のモデルの形を決める温度  $T_{in}$  を求め (表 1)、総ての観測されたスペクトルをこれらの

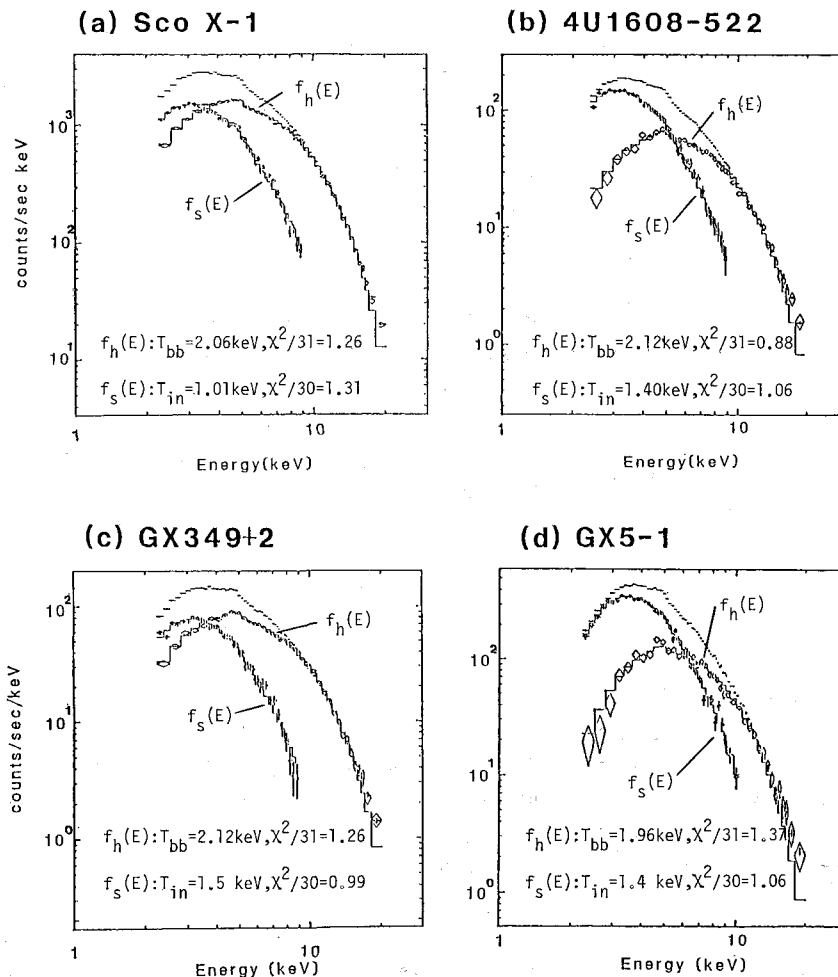


図 3 時間変動を利用して、観測されたスペクトルを二つの成分 ( $f_s(E)$ ,  $f_h(E)$ ) に分解した例。階段関数はベスト・フィットの黒体放射モデルと降着円盤モデルを表す。

温度に形を固定した二成分の和でフィットした。したがって、フィットのパラメータは両成分の強度、二つだけである。この結果、どのX線源もよくフィットされた。図4にフィットの結果得られた両成分の強度の変化の例を示した。黒体放射の成分が変動し、軟らかい成分が安定であることをよく示している。

以上、数十分の時間尺度での変動について述べた。一つのX線源 GX5-1 からは、他に約一分間にわたってX線の光度が約二分の一に減少するという現象がいくつか観測された(図5)。これを dip と呼ぶ。この dip のスペクトルは、2 でスペクトルを分解して求めた軟らかい成分とよく似ていて、降着円盤のマルチ・カラーのモデルでよくフィットすることができる(図6)。したがって、dip は変動する黒体放射の成分がほとんど消えてし

まって、軟らかい成分がそのまま見えているものと解釈される。

5. 物理的解釈

四つの小質量X線源の観測された総てのスペクトルは、形を固定された二つのスペクトル成分の和によって必要かつ十分に表すことができた。この二つの成分の時間変動の性質と、スペクトルの形を決める二つのパラメータ(黒体放射成分の温度と、降着円盤のマルチ・カラーのモデルに含まれる最も高い温度)は、四つの異なるX線源についてほとんど同じであった。したがってこれは、これらの小質量X線源に共通のごく基本的な性質であると考えるべきであろう。

3 において既に述べたように、質量降着に伴って解放

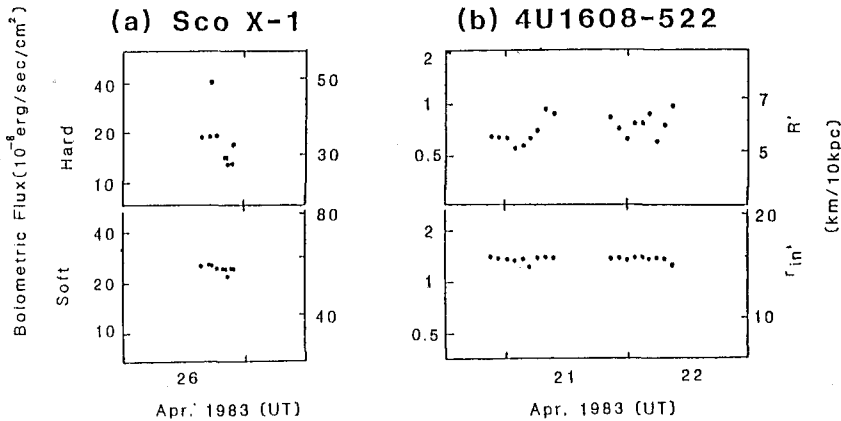


図4 二成分の形を固定して行ったフィットで得られた二成分の強度変化。黒体放射の成分(上段)は、軟らかい成分(下段)にくらべて変動が大きい。

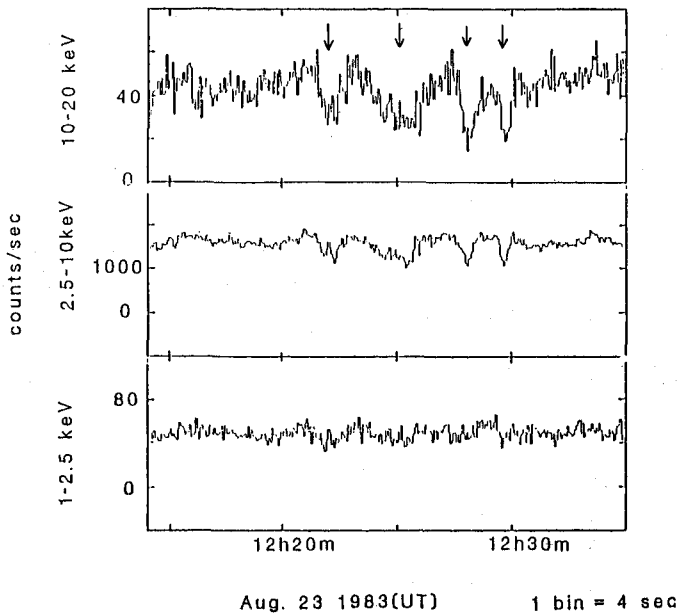


図5 dip が観測された GX5-1 のデータの例。明らかに dip 中のスペクトルは軟らかくなっている。

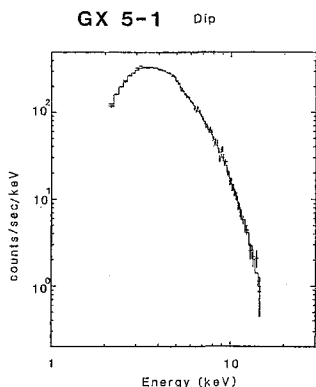


図 6 GX5-1 の dip 中のスペクトルと降着円盤のマルチ・カラーのモデルによるフィット (階段関数).

される重力エネルギーの半分は降着円盤で解放され、残りはケプラー運動の運動エネルギーとして中性子星表面まで持ち込まれる。中性子星表面でのケプラー運動の速さは中性子星の自転の速さに比べて非常に速い。ゆえに、落ちてきた物質が中性子星表面に落ち着くためには、この運動エネルギーを解放することが必要となる。このエネルギーの解放が、中性子星の表面のごく近くの薄い境界層で行われれば、ここから黒体放射の形でエネルギーが放射されると予想される。中性子星の回りで降着円盤が光学的に薄い時には、ここでの熱エネルギーが放射されずに中性子星に持ち込まれるため、一般に中性子星表面からの放射の全光度は、降着円盤の全光度に等しいか、または大きい。降着円盤の全光度は (1) 式から  $4\pi r_{in}^2 \sigma T_{in}^4$  で与えられ、一方、中性子星表面の放射体の面積は  $4\pi r_{in}^2$  よりも小さい。したがって中性子星表面からの黒体放射の温度は、必ず降着円盤内の最も高い温度  $T_{in}$  よりも高い。一方、観測された両成分の強度から適当な距離を仮定して、黒体放射成分の面積と、光学的に厚い降着円盤の最内部の半径の二乗を、視線方向に垂直な面に投影した値を求めると、それぞれ  $10^{11-12} \text{ cm}^2$  と  $10^{12-13} \text{ cm}^2$  なる。したがって、観測された二成分をそれぞれ、中性子星表面と中性子星の近くまで達している光学的に厚い降着円盤からの放射と解釈することは、非常にもらしい。軟らかい成分のいくつかは、黒体放射でもフィット可能であったが、これは他の実験で Sco X-1 から観測されている 1 keV 以下のスペクトルと矛盾する。

軟らかい成分が安定であることは、質量降着そのものが、 $r_{in}$  まで安定であることを示唆している。 $r_{in}$  の内側では、物質の流れは不安定で、黒体放射成分の大きな変動を引き起し、ときには dip のように一時的に中性子星表面の成分が消えてしまうこともある。この不安定性は、これから解決しなければならない問題である。一

方、黒体放射成分は温度を一定に保ったまま強度のみ変化する。これはエディントンの限界により理解できるであろう。中性子星表面の放射領域の単位面積当りの放射はエディントンの限界に達して、かつ物質は中性子星の赤道付近に降ろうとするために、中性子星表面への降着率の変化にともなって、中性子星の赤道を含む帯状の放射領域の面積が変化すると考えられる。実際、2 keV という温度は中性子星表面のエディントンの限界に対応する黒体放射の温度を超えている。この差は放射の色温度と有効温度の差であると考えられる。

## 6. 終りに

「てんま」の観測により小質量連星系の実体に大きく迫ることができた (と、少なくとも筆者らは考えている)。そして、それは中性子星と降着円盤という非常に単純な考えであった。しかし新たに  $r_{in}$  と中性子星表面の間の質量降着の不安定性という問題が生じた。中性子星表面への質量降着の不安定性や、中性子星表面に物質が落ちる前に降着物質が一時溜められることが必要であることは、X線バーストの観測から示唆されていた。したがって、これはX線バーストとも絡んだ重要かつ面白い問題である。この問題の解決のためには、観測と並んで理論的な研究が待たれる所である。

## お知らせ

### 三菱財団自然科学研究助成募集

上記について三菱財団より本会宛に募集要項が来ています。応募を希望される方は学会事務所に御連絡下さるか、個別に下記宛「三菱財団自然科学助成応募要項」を御請求下さい。

宛先 財団法人 三菱財団

〒100 東京都千代田区丸の内 2-5-2

三菱ビル 15 階 Tel. 03-214-5754

助成の金額は総額約 1 億 5 千万円、1 件 2 千万円以内、研究期間は原則として 1 年、応募締切は昭和 60 年 5 月 20 日 (月)。

## 訃報

本会元評議員、広島大学名誉教授村上忠敬氏は去る 2 月 11 日午後 8 時 30 分 77 歳で逝去されました。

謹んで御冥福をお祈りするとともに会員諸氏にお知らせ致します。