

“はくちょう”による X線パルサー
GX 301-2 と Cen X-3 の観測

三谷 健司*

(1984年8月25日受理)

Pulsation and intensity properties of two
X-ray pulsars, GX 301-2 and Cen X-3

By

Kenji MITANI

Abstract: The X-ray astronomy satellite “Hakucho” observed two X-ray pulsars, GX 301-2 and Cen X-3, between March and May, 1982. In this period “Hakucho” observed two flares from GX 301-2, a recurrent X-ray pulsar. The feature of those X-ray flares is consistent with that observed with Ariel-5 and SAS-3. In addition to this flaring variation, the pulsation makes drastic changes and often disappears for a few hours. When the pulse disappears, only the modulation component seems to diminish. The intensity level in non-pulsation state is as strong as nearby pulse bottom intensity. This phenomenon suggests that the flux from GX 301-2 consists of the non-pulsed component which is variable on a timescale of the orbital motion, and the pulsed component whose amplitude changes from pulse to pulse. Thus, in addition to the beamed X-ray radiation GX 301-2 has less variable isotropic X-ray radiation.

“Hakucho” observed the low to high transition from Cen X-3. This phenomenon is the same as that observed with Uhuru and Ariel-5, where they have explained this by a fast change in the X-ray absorption. However, the present analysis suggests that the spectrum at low state cannot be expected as a result from the absorption of the high

* 現所属：日立製作所株式会社

state spectrum. We have found that some excess in low energy range appears at the low state. This excess component from Cen X-3 has not been detected so far, but recently the similar component from Vela X-1 was detected with Tenma. Considering that the soft excess flux is emphasized only at the low state, the emission region of the excess component will be spread out of the absorption matter.

We have found that the intensity variation from the X-ray pulsar has two kinds of properties. One is the type of GX 301-2, accompanying with the orbital motion with a large excentricity, and the other is the type of Cen X-3, which has small excentricity with small orbital period, changing on a timescale as long as that of previous one. Although geometrical systems of these pulsars are different from each other, both the intensity variations will originate from the change of the amount of the infalling gases onto a neutron star.

概 要

X線天文衛星“はくちょう”は1982年3月から5月の間に2つのX線パルサー Cen X-3 と GX 301-2 を観測した。この時、1982年4月と5月に回帰型X線パルサー GX 301-2 からの2回にわたるフレアを観測した。

GX 301-2 からのX線は軌道運動に伴って変動する以外に、X線のパルス成分は全体の強度に関係なくしばしば弱くなり、時にはパルスが検出されない事を見出した。そしてパルスが検出されない時の強度は、前後のパルス成分を持つ時の谷の強度と同程度である。これは、パルスをする成分とパルスをしない成分は独立に変化していると見なすことができる。このことから、GX 301-2 の輻射は、強度変動の穏やかな、等方的なX線と、強度変化の激しいビーム状のX線とからなっていると解釈することができる。

一方、Cen X-3 では、X線強度が強い状態から弱い状態への遷移現象を観測した。このような遷移現象は、過去においても観測されており、これまでは単純に中性ガスによるX線吸収量の変化によると考えられていた。ところが、X線強度が弱い状態のスペクトルの低エネルギー側での強度は、強度が強い状態での低エネルギー側のスペクトルを中性ガスで吸収したと仮定したのでは、期待されるべき強度を有意に越えている。このような低エネルギー側での強度過剰は、これまでに見出されていない性質である。このスペクトルは、連星の食中に観測されるスペクトルと良く似て、 $kT \sim 6 \text{ keV}$ の高温プラズマによる熱制動輻射として矛盾しない。また、低エネルギー側の成分

は、X線強度が弱い状態でも観測され、吸収の影響を受けない領域から出ていると考えられる。この軟 X線成分の1部には Cen X-3 と関係しない拡散 X線成分が混入していることも考えられる。

このように、X線パルサーの数日の時間尺度での強度変化には、質的に異なる2つの形態が有ることが判明した。1つは GX 301-2 のように大きな離心率を持つ軌道運動に伴う変化であり、もう1つは Cen X-3 のように離心率も軌道周期も小さいが前者と同程度に長い時間尺度での変化である。これらは、中性子星の置かれている環境により多少の差異はあるが、どちらも主星からの物質流入量や周辺の X線吸収量の変化に起因している。両者に共通することは、X線強度が弱くなると低エネルギー側 (≤ 3 keV) にパルスをしらない成分が目立ってくることである。又、X線パルサーは一般にパルスをしらない成分を持っていることが分かった。特に、GX 301-2 の場合、この成分が一見してパルスをする成分と独立に変動する。

1. 序

Giacconi et al. [1] による X線パルサー Cen X-3 の最初の発見以来、これまでに 25 個の X線パルサーが発見されてきた。X線パルサーの周期は、電波パルサーと異なり 69 msec から 894 sec の間に幅広く分布している [2]。これらの X線パルサーは $L_x \geq 10^{33}$ erg/sec を持つ銀河 X線源の $\sim 15\%$ を占め [3]、多くの場合が早期型超巨星を主星とする大質量連星系に属している ($\sim 90\%$)。この種の系は、小質量連星系と比べて系全体の年齢が若く、中性子星の磁場が強いと考えられている。

X線パルサーは、そのパルスの正確さ、周期変化の様子、放射の非等方性などから電波パルサーと同様に、強い磁場を持ち回転する中性子星であると考えられている [4]。X線パルサーのパルス周期は軌道運動によるドップラー効果のため、平均値のまわりを軌道周期で周期変動することが知られている。このため、パルス周期のドップラー変動を解析することにより、連星系の軌道要素が決定され、系の大きさや中性子星の質量が推定できる。このような解析から得られる系の大きさは軌道長半径 $\approx 10^{12} - 10^{13}$ cm、相手の星の質量 $\approx 10 - 20 M_{\odot}$ であり、中性子星の質量は $M_x \approx 1.4 M_{\odot}$ となる。このようにして得られた中性子星の質量は、中性子星のモデルから期待される質量と矛盾しない [2]。

しかし、X線パルサーのパルス周期は長い時間尺度では一定ではなく、1年程度の時間尺度で見ると変化していることがはっきりする。これは、主星から流入する降着物質により角運動量が供給されるためである。連星系では、降着ガスが公転と同じ角運動量を持つことが期待されるので、全ての X線パルサーは、長い時間尺度でパルス周期が短くなると考えられてきた。このようなパルス周期が長時間に短くなる傾向は、X線パルサーの発見からまもなくして確認された。しかし、観測が進むにつれて、いくつかの X線パルサーでは数年の時間尺度でパルス周期が長くなる傾向も発見された。これは、中性子星に働く流入物質からのトルクが、中性子星の回転に対して逆向きに働くためと考えられる。

X線パルサーからの輻射は、パルスの構造からビーム状に絞られた強いX線であることが考えられている。この時、輻射されるX線は相手の星から降着する物質が中性子星表面で重力エネルギーを解放することにより作り出されると考えられている。ビーム状の輻射構造は、球対称に降着する物質からの等方的なX線輻射としては説明できず、何等かの原因で中性子星表面の限られた領域に降着した物質による非等方的な輻射により作られると考えられる。物質を局所的に集約するための媒介としては強い双極子的な磁場が存在すると考えられる。

この磁場は、X線パルサー Her X-1 から発見されたサイクロトロン線のエネルギー[5] や X線パルサーのスペクトルが非熱的である事などから、中性子星表面での磁場の強さは $B \geq 10^{12}$ G であると予想される。このような強磁場の存在のため、主星から流入した物質は、磁気圧力と物質の圧力が釣り合うアルファベータ表面より内側では磁力線に沿って磁極に流れ込む。このようにして中性子星表面付近に到達した物質は、それまでに獲得した重力エネルギーを解放し、X線を輻射する。この時、輻射されたX線は、強磁場中でのトムソン散乱の影響を受け、光学的深さの小さい方向に放出される。

X線パルサーからの観測的情報としては、X線強度、パルス周期、スペクトル、パルス波形などが得られる。これらの量の間には特別な強い相関は見出されていないが、Vela X-1 や Cen X-3 などいくつかのX線パルサーではX線の平均強度の増加に伴ってパルス波形が変化したり、パルス周期の変化率が増加する現象が見出されている[7]。また、X線スペクトルもX線強度の減少に伴いスペクトル中の低エネルギー側での吸収が増加する事がいくつかのパルサーで指摘されている。これらの量の相関は主星から降着する物質の量的変化や角運動量の変化を反映し、磁極付近でのX線の輻射方向が時期的に変化することが考えられる。

ここでは、これらの問題点の中からX線強度の変化とスペクトル間の関係及びX線強度とパルス波形の変化に注目する。パルサーのX線強度はパルス周期以外の時間尺度でも一定ではなく、軌道周期や、他の時間尺度で変動している。このうち、軌道周期に伴う変動はGX 301-2などの軌道離心率の大きなX線パルサーに見られ、軌道周期より長い時間尺度での強度変化は、Cen X-3 や Her X-1 などで観測されている。ここではX線強度の変化や、それに伴うパルス波形、スペクトルの変化等について2つのX線パルサーGX 301-2 と Cen X-3 を取り上げ、その変化が何に起因するかを考察する。

長楕円軌道で長周期(41.5日)を持つGX 301-2は、その軌道運動に伴ってX線強度が1桁以上変化する。この変化は主星と中性子星との相対距離の変化に伴う中性子星への降着ガスの量的変化を反映するものである。この種のX線パルサーは、軌道運動に比べて短い時間尺度でも不規則な強度変化を示しているが、特に、GX 301-2の場合は数時間の時間尺度でX線強度が激しく変化することが“はくちょう”により指摘された。しかも、パルスの振幅と平均強度の比が、強度とは無関係に激しく変化していることが分かった。

一方、Cen X-3は短周期の典型的なX線パルサーであり、軌道運動に伴う主星による食が観測される。このため、 ~ 2.1 日の周期で食中(~ 12 時間)にX線パルスが見られなくなる。X線パルスの波形や強度は上記の食を除き、2 \sim 3日の時間尺度では比較的安定して

いる。ところが、もう少し長い時間尺度で見ると、X 線強度が徐々に変化し、2 週間程度で X 線が消失する状態が存在する。この変化は、主星からのガス放出の性質を反映するものと考えられる。

本論文では、“はくちょう” による Cen X-3 と GX 301-2 の観測結果を解析し、X 線パルサーの性質を詳しく調べた。特に、X 線パルサーが共通に持っている降着ガスの変化に伴う X 線強度の変化の性質や、X 線パルスの波形の変化の性質を詳細に追及した。

2. 観 測

X 線天文衛星“はくちょう”は、1982年3月から5月にかけて、2つの X 線パルサー GX 301-2 と Cen X-3 を観測した。この期間中の観測は、“はくちょう”に搭載された3種の比例計数管により行った。このうち、2つの比例計数管の入射窓前にはすだれコリメーターがあり、視野はそれぞれ FWHM 17.6° (CMC-1), 5.8° (FMC-1) である。もう1つはすだれコリメーターがなく、視野は 5.8° (FMC-2) である。この内 CMC-1, FMC-1 は主に位置の決定とバックグラウンド (BGD) のモニターに用いられた。一方、X 線強度やパルス周期の解析は FMC-2 を用いて行なった。この時、主に用いたエネルギー領域は 1-9 keV と 9-22 keV である。

GX 301-2 の観測は、Watson, Warwick and Corbet [7] による回帰性の予測に基づき 1982年4月6日から4月20日までと、5月16日から5月21日までの2期間にわたって観測した。GX 301-2 は、FMC-2 の視野の中心から 2° 以内に入っていた。GX 301-2 の近くには 4 U 1145-61 (297 sec のパルサー)、GX 304-1 (272 sec のパルサー) などがある。しかし、上記期間中にはどちらのパルスも有意には観測されなかった。ただし、これらの X 線源の影響を考慮するため、BGD は 5月15日に赤経 = 197.4°, 赤緯 = -57.7° の方向に自転軸が向いている時に測定した強度を用いた。又、White and Swank [8] が指摘した α Cru は大変軟かい X 線源であり、“はくちょう”の感度では ≤ 1.4 c/s である。スペクトルの観測は、5月17日から18日にかけて4回行った。

Cen X-3 の観測は、1982年3月16日から3月30日の間に行なった。この間、Cen X-3 は FMC-2 の視野の中心から 3° 以内に入っていた。データはすべて可視時間中のもので、全観測期間中の 53% は PH (パルスハイト) モードで観測した。この近くには 4 U 1118-61 (405 sec パルサー)、4 U 1145-61 (292 sec のパルサー) などがある。しかし、上記期間中にはどちらのパルスも観測されなかった。又、4 U 1118-61 は“はくちょう”の感度では ≤ 1 c/s 以下である。

3. データ解析と結果

多くの X 線パルサーは、長期間に X 線強度が大きく変動することが知られている。この変動の一つとして軌道運動に伴う強度変化が見られるが、その他にも軌道周期より長い時間尺度での変動が観測されている。本論文では主として「はくちょう」で観測した X 線パルサーのうち GX 301-2 と Cen X-3 の2つを取り上げる。この2つは、どちらも、O, B 型の超巨星を主星に持つ典型的な X 線パルサーであり、軌道運動に伴う X 線強度の変化

と共にそれ以外の時間尺度での強度変化を示している。以下に GX 301-2 と Cen X-3 の X 線強度についての観測結果及び新しく得られた性質を述べる。

3.1 GX 301-2 [9]

「はくちょう」は、GX 301-2 を 1982 年 4 月 6 日から 4 月 20 日までと、5 月 16 日から 5 月 21 日までの 2 期間に亘って観測した。衛星の姿勢は、CMC-1 及び FMC-1 により解析を行った。図 1 に、FMC-2 の 1-22 keV のエネルギー帯で観測した光度曲線を示す。バックグラウンドは近くの X 線源 3 A 1239-599, GX 304-1 等の影響を考慮するために 5 月 15 日に、赤経=197.4°, 赤緯=-57.7° の方向に自転軸が向いている時に測定した強度を用いた。各時間のバックグラウンドの変動の目安は、CMC-1 及び FMC-1 によりモニターしている。各データの集積時間は 10~30 分である。各点の誤差は主に他の X 線源や太陽 X 線の地球大気による散乱等による影響の不確実性を考慮したバックグラウンドで、単純な統計誤差より大きい。全体の強度変化は、4 月 8 日から 9 日にかけてと、5 月 19 日から 20 日にかけて 2 回のフレアを示している。フレアのピークは、Watson, Warwick and Corbet [8] が Ariel-5 のデータから出した 41.5 日周期のフレアピークから外挿した予想ピーク位置と矛盾しない。このフレアピークは、周期解析により算出した GX 301-2 の近星点通

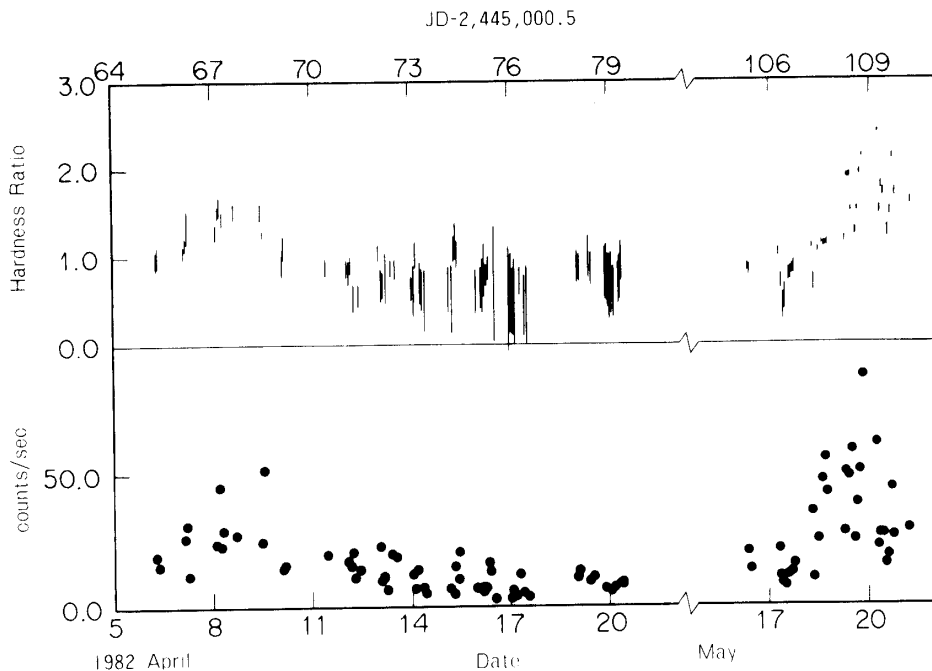


図 1 GX 301-2 の光度曲線。

下段：各観測時間帯の平均強度。各点の誤差は近くの X 線源や、地球磁気圏に入射する高エネルギー粒子や宇宙線、太陽 X 線の地球大気での散乱などによるバックグラウンドの不確実性を考慮した。

上段：9-22 keV での X 線強度を 1-9 keV での X 線強度で割ったものである。これはスペクトルの硬さを表わす量である。

過時刻よりも1~2日先だっているように見える [10]. このことは過去の観測でも見られている [8] さらにスペクトルの硬さ $F(9-22 \text{ keV})/F(1-9 \text{ keV})$ も図に示す. これは強度の増加に伴いスペクトルが硬くなることを示している. ここで注意すべきは, 図1の光度曲線は全体のフレアによる長周期の強度変化とは別に短い時間尺度でも不確定性を考慮した誤差以上に変動していることである. この強度変化は以下に示すようにパルス振幅が短時間に変動していることに起因している.

図2には FMC-2 で観測した10~30分ごとの一連の隣り合う各データの24秒/ビンにまとめた強度を示した. この図ではバックグラウンドの強度レベルを0にとってある. 隣り合う各データの間の時間間隔は, 約1時間程度である. この図の強度は視野補正をしていないが, 各データの観測条件はほぼ同じである. この図は, GX 301-2 のパルス振幅やパルス波形の変化をよく表している. 通常 GX 301-2 からのパルス波形は主パルスと副パルスの典型的な2つ山構造を示している(図2中, 4月8日4時23分 UT, 5月18日6時26分 UT など). しかし, この2つ山のパルス波形は時間の経過に伴い複雑な変化をしている. 特に主パルスと副パルスの相対強度は大きく変化している. さらに, パルスの振幅は各日ごとに変動している. 観測された X線強度の中には700秒周期のパルスがほとんど見られないものがある(例えば, 4月8日6時00分 UT, 5月18日8時20分 UT, 5月20日8時40分 UT など). さらに4月9日(図2b)には, 前半ではほとんどパルスが見られないにもかかわらず, 13時30分 UT から突然大きな振幅のパルスが現われている(図2中, A). 又, 5月19日には一つの主パルスだけ, あるいは一つのインターパルスだけがその前後のパルス振幅に比べて数倍の強度に増加している(図2中, B, C). これらのことはパルスの振幅が1パルス程度から1~2時間の短い時間尺度で変化していることを示している. このように, 図1に現われた短時間の強度変化はパルスの振幅が変動していることに起因している.

一方, パルスの谷の強度は, 隣り合うデータどうしでは, B, C などの特殊な時期を除いてほぼ同程度になっている. また, パルスが見えない時にも, およそパルスの谷での強度に相当する程度の有意な強度が存在している. このことは, パルスの谷及びパルスが見えない時の強度の変動の時間尺度が少なくとも1~2時間よりも長いことを示している. ところが, 4月8日から4月9日にかけて, あるいは5月18日から5月20日にかけての長い時間尺度で見るとパルスの谷の強度は変化している. これは図1の光度曲線の全体的な傾向によく似たフレアを示している. すなわち, フレアの持続時間程度の時間尺度で見るとパルスの谷やパルスが見えない時の強度も変動している.

そこで短時間のパルス振幅の変動の性質を調べるために平均強度とパルス振幅の平均強度に対する割合の相関をとってみた. ここで, パルス振幅の割合を表わすパラメーター

$$f = a/F,$$

を導入した. 今後, f をパルス振幅率と呼ぶ. ここで, a はパルス振幅を表わすパラメーターであり, F は平均強度である. これは, パルス周期 P で重ね合わせた1-22 keV での強度曲線をフーリエ解析にかけ, 基本波と倍波に対応するパワーの和の平方根をとった. 此時, 3倍波以上の成分の寄与はほとんどの場合上記の a の5%以下であったので, a には含め

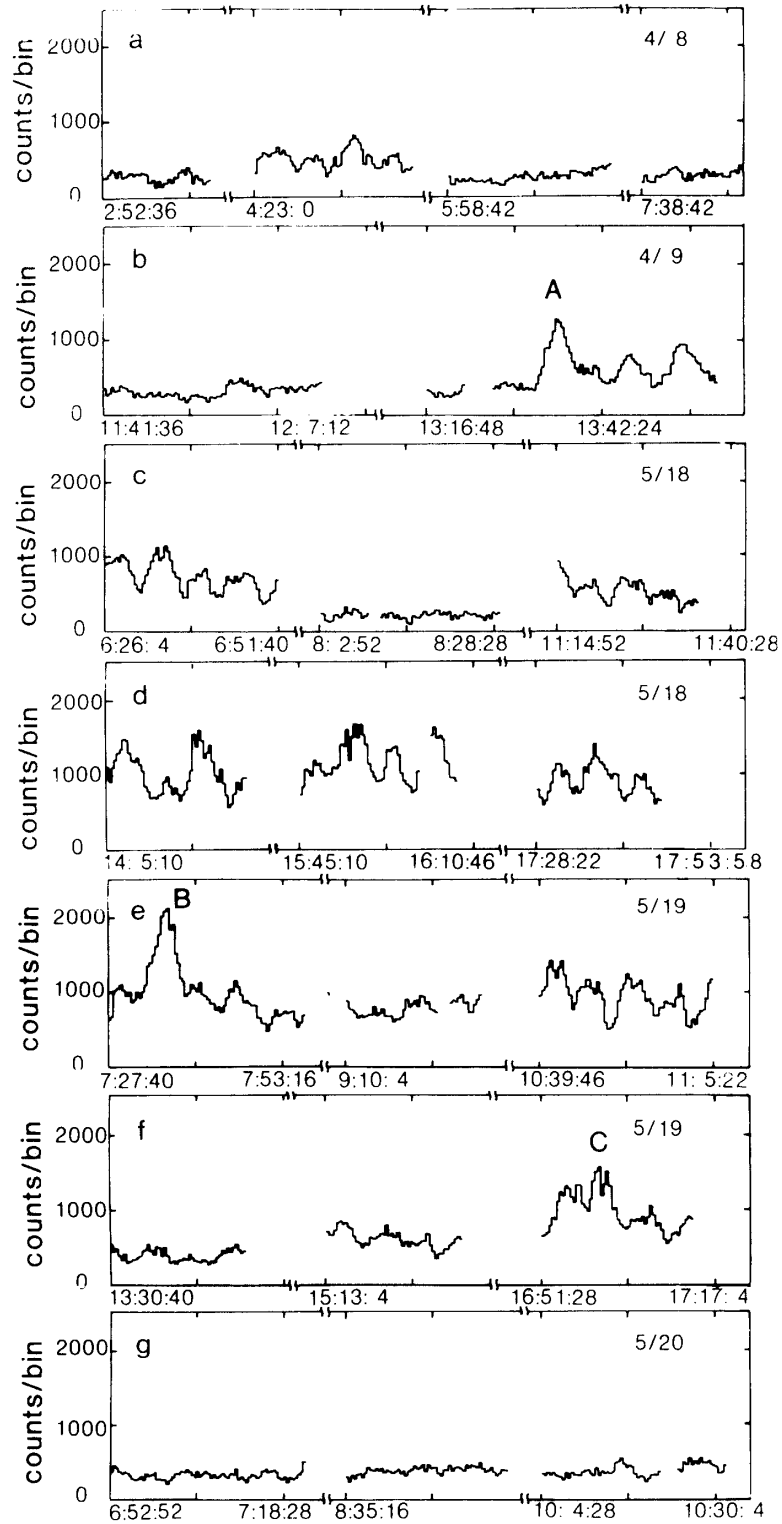


図2 GX 301-2 の生データ

各観測時間帯で連続して計測した 12 sec/bin での X 線強度。図中 A, B, C は X 線強度が突然変化したもの。

なかった。又、ポアソン統計に基づく白色雑音成分の推定値を a から差し引いた。 F はこの間の 1-22 keV での平均強度である。このようにして得たパルス振幅率 f と平均強度 F との相関図を図 3 に示す。 f の誤差は主として BGD の不確定性による。図 3 から f は 0.0 から 0.5 までの値に分布しており、 f と F の間の相関は見出されない (相関係数 = -0.04)。今、もし、パルスをしている GX 301-2 の強度に他の X 線源からパルスしない成分が加わるなら、図 3 は正の相関を持つはずである。さらに、 f はどの強度でもバラついている。このことから、パルスの谷の強度が全体の強度の増加に伴って増加していると共に、パルス振幅の強度に対する割合がどの強度でも同程度に変動していることが分る。このことは図 2 に示した事実と矛盾しない。

ここで、より詳細にパルスの振幅の変動を解析するために f とパルス波形のエネルギー依存性を各強度、及び各 f について調べた。ここでデータの統計精度を上げるために、図 3 の f - F 平面を a) $f < 0.2, F \leq 30$ c/s, a') $f < 0.2, 30 < F < 50$ c/s, b) $f < 0.2, F \geq 50$ c/s, c) $f > 0.2, F \leq 30$ c/s, c') $f > 0.2, 30 < F < 50$ c/s, d) $f > 0.2, F \geq 50$ c/s の 6 つに分類した。図 4 には FMC-2 の 3-6 keV, 6-10 keV, 9-22 keV の 3 つのエネルギー帯で重ね合わせたパルス波形を示す。各 f - F 領域でのデータ点の重ね合わせに際しては、周期解析により得られる予想パルス到着時刻、及びその時刻で予想される見かけのパルス周期を用いた。この図から $E = 6$ keV 以上のエネルギー帯では、どの図でも過去の観測と同様に二つ山の波形が見られる。さらに、この時の各エネルギー帯で計算されるパルス振幅率

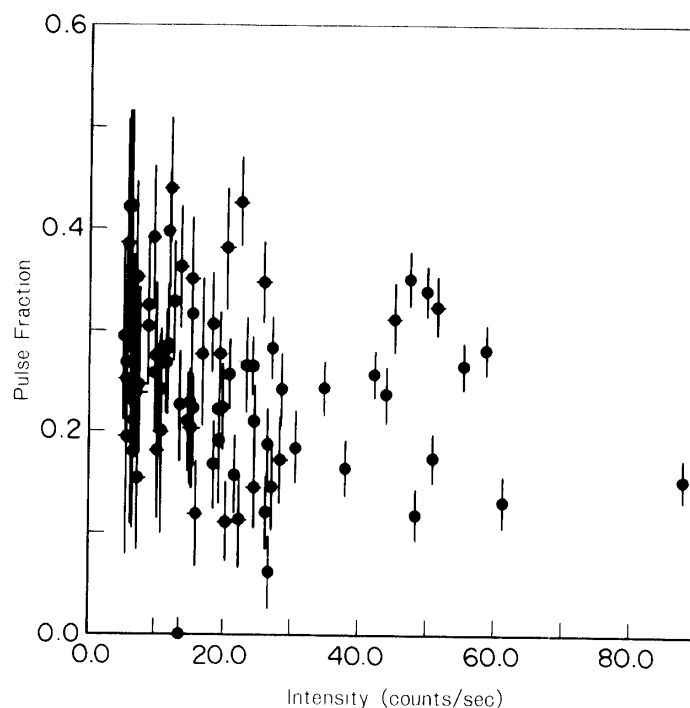


図 3 パルスの振幅率 f と平均強度 F との相関。

f_L (3-6 keV), f_M (6-10 keV), f_H (9-22 keV)の値を表1に示す. この時の誤差は, 主に, バックグラウンドの不確定性による. ここで, a-dの各 f - F 領域での平均の観測条件はほぼ同等であるから, 相互比較のための誤差はもっと小さくてよい.

個々の f - F 領域でのパルス振幅率 f が同じ領域すなわち図4中 a 対 b あるいは c 対 d のパルス波形を比較すると, 各エネルギー帯で強度によらず良く似ており, $E \geq 6$ keV 以上のエネルギー帯でのパルス振幅率 f_M 及び f_H は同程度である. これに対して $E \leq 6$ keV のエネルギー帯でのパルス振幅率 f_L は強度の増加に伴い大きくなっている. 次に同じ強度領域, すなわち図4中 a 対 c, あるいは b 対 d での $f_{(L,M,H)}$ を比較すると各エネルギー帯でのパルス振幅率の比はほぼ一定で,

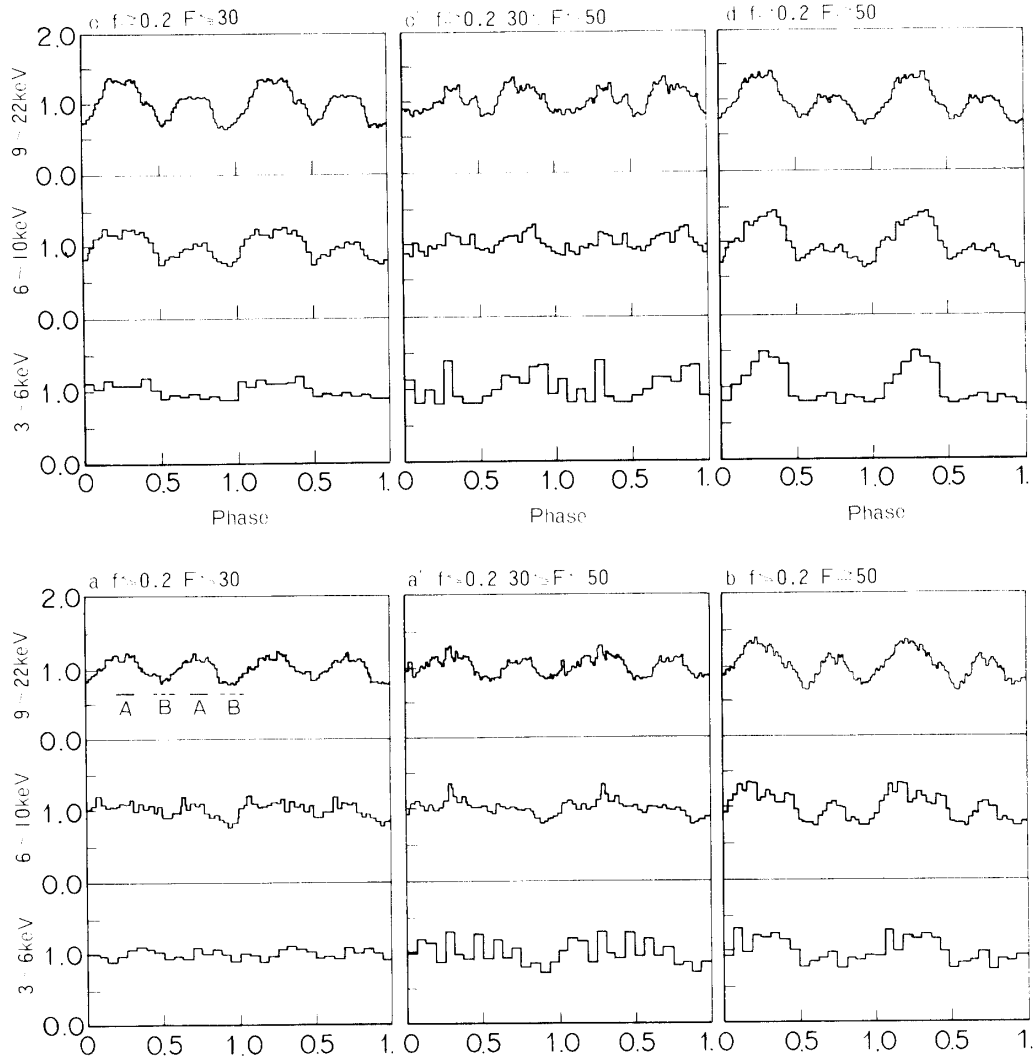


図4 f - F 平面を6分割した時の各部分でのパルス波形.

各図の重ね合わせは, 連星運動によるパルスのドップラー効果を補正してある.

$$f_{(L,M,H)}^a/f_{(L,M,H)}^c \sim f_{(L,M,H)}^b/f_{(L,M,H)}^d \sim 1/2$$

である。このパルス振幅率の増加は、図 4 c, および d において一方の山が強くなっていることと関連していると考えられる。

ここで、近くの X 線源の影響を考慮するために 4 月 16 日から 20 日にかけて GX 301-2 の強度が 3 c/s 以下になった時のデータをバックグラウンドとして同じ解析を行った。この時のバックグラウンドは上の a-d の平均の観測時間とほぼ同じ条件で得られたものである。従って、この中には近くの X 線源からの影響のみならず、GX 301-2 自身からの強度も含まれている。これはこれまでのバックグラウンドに比較して約 10% 大きくなっている。この時の f は、表 1 の括弧内に示した。この大きめのバックグラウンドを用いた解析でも図 4 に示した傾向は変わらない。このことから、強度が低い時に低エネルギー帯ほどパルス振幅の割合が小さくなる傾向は GX 301-2 独自の特徴であると考えられる。

表 1 各強度に対するパルス振幅率*

	a	b	c	d
	$f \leq 0.2$		$f > 0.2$	
	$F \leq 30$	$F \geq 50$	$F \leq 30$	$F \geq 50$
$f_L(3-6 \text{ keV})$	0.05 ± 0.07 (0.08 ± 0.11)	0.14 ± 0.05 (0.18 ± 0.06)	0.11 ± 0.07 (0.16 ± 0.10)	0.31 ± 0.04 (0.36 ± 0.04)
$f_M(6-10 \text{ keV})$	0.09 ± 0.04 (0.12 ± 0.05)	0.12 ± 0.02 (0.13 ± 0.02)	0.20 ± 0.04 (0.26 ± 0.06)	0.31 ± 0.02 (0.33 ± 0.02)
$f_H(9-22 \text{ keV})$	0.17 ± 0.04 (0.19 ± 0.04)	0.18 ± 0.02 (0.19 ± 0.02)	0.30 ± 0.04 (0.35 ± 0.05)	0.29 ± 0.02 (0.30 ± 0.02)

* f - F 平面を 6 つに分類したときの a, b, c, d の 4 領域でのパルス振幅率。

誤差は 1 パラメータ-90% に対するものである。括弧内は不確定性を考慮したバックグラウンドを用いた場合の値である。

PH モードでの観測は、5 月 17 日と 18 日の 2 日にわたり 4 回行われた。このうち、1 回は地球大気による散乱 X 線の影響を受けていると考えられるため、解析から除外した。残る 3 回の観測のうち 2 回は 1-22 keV のパルス振幅率 $f \sim 0.09$ であり、1 回は $f \sim 0.05$ であった。さらに $f \sim 0.09$ の 2 回の観測における平均強度はどちらも誤差の範囲内で同程度であった。そこで $f \sim 0.09$ の 2 回の観測で得られたデータを周期解析により得られる予想パルス到着時刻と予想パルス周期を用いて重ね合わせた。この重ね合わせにより各パルス位相でのスペクトルが得られる。このうちパルスピークでのスペクトルとパルスの谷でのスペクトルを図 5 A, B に示す。さらに対応するパルス位相は図 4 a に示す。また図 5 c には、ほとんどパルスが見られなかった $f \sim 0.05$ の観測データの全パルス位相の平均のスペクトルを示した。この時用いたバックグラウンドは GX 301-2 から十分離れた領域で得た強度を用いた。

図 5 から $E \leq 4.5 \text{ keV}$ での強度は A, B, C, と同程度である。このことは、図 4 にお

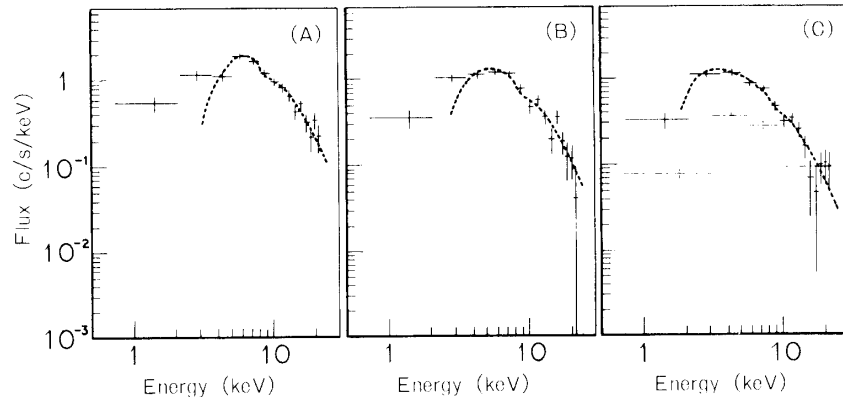


図5 GX 301-2のスペクトル

- A) パルスがはっきり見られる時のパルスピーク, C) の鎖線はPCモードで得られた強度の弱いときのスペクトル。
 B) パルスの谷, C) パルスが弱い時の平均。図中の曲線はデータに合った最適

いて $E \leq 6$ keV でのパルス振幅率が $E \geq 6$ keV に比較して小さいことに対応している。これに対し、 $E \geq 4.5$ keV での強度は A が最も大きく、C は B に比較して小さくなっている。これは、パルスの振幅に対応するスペクトル (パルスの山と谷の差に対応) が $E \geq 4.5$ keV で目立つことを意味している。これらのスペクトルは黒体放射や熱制動放射では説明しがたい。それ故に巾乗則のスペクトルによる χ^2 検定を行った。この結果 A、B のスペクトルについて自由度 8 ($E \geq 4.5$ keV) に対し、それぞれ $\chi^2 = 6.9, 10.8$ となった。この時の各パラメータの最適値は表 2 に与える。

図 5 c のスペクトルは、 $2 \text{ keV} \leq E \leq 20 \text{ keV}$ の範囲で単一の巾乗則のスペクトル、及び中性ガスと鉄による吸収で良く合っている。一方、A、B のスペクトルに対しては単一の巾乗則のスペクトルに中性ガスの吸収を入れたスペクトルでは、自由度 9 に対してそれぞれ $\chi^2 = 21.5, 14.6$ と、合いが悪くなっている。この原因は、 $E = 4.5$ keV での強度が高エネルギー

表 2 3つの状態に対するX線スペクトルのパラメーター*

	Condition	α	$N_{\text{H}}(10^{23}\text{cm}^{-2})$	$N_{\text{Fe}}(10^{19}\text{cm}^{-2})$	χ^2 (d.o.f.)	Normalization
A)	Pulsation peak	$1.4^{+0.26}_{-0.30}$	$3.0^{+1.02}_{-0.81}$	$1.5^{+1.6}_{-1.5}$	6.9 (8)	43.9 ± 1.2
B)	Pulsation valley	$1.4^{+0.28}_{-0.30}$	$1.7^{+0.92}_{-0.74}$	$1.5^{+1.8}_{-1.5}$	10.8 (8)	23.9 ± 1.0
C)	Nonpulsation	$1.3^{+0.23}_{-0.16}$	$0.2^{+0.22}_{-0.20}$	$1.0^{+2.0}_{-1.0}$	7.9 (9)	10.3 ± 0.3

* GX301-2 の 3 つのスペクトルに対する最適パラメーター。

α : スペクトルの巾指数, N_{H} は中性ガスの視線方向に積分した単位面積あたりの密度, N_{Fe} は鉄の視線方向に積分した単位面積あたりの密度である。

側から延長したスペクトルの吸収により、予想される強度よりも大きいためである。そこで、 $E \leq 4$ keV での強度過剰の影響を除くために $E \geq 4$ keV についてのみ巾乗則のスペクトルによる χ^2 検定を行った。この結果、A, B のスペクトルについて自由度 8 に対してそれぞれ $\chi^2 = 6.9, 10.8$ となった。この原因は Hall et al. [11] も指摘しているように、 $E \geq 4.5$ keV でのスペクトルとは別に、 $E \leq 4.5$ keV で目立つ軟らかい成分が存在するためである。ここで N_{Fe} の値は 3 つのスペクトルに対して誤差の範囲で同程度である (表 2 参照)。さらに A に対する N_{Fe} の値は、 N_H から宇宙組成により期待される量と矛盾しない。また巾指数 α も 3 つのスペクトルに対して、誤差の範囲で一致している。このことから、パルス振幅に対応する $E \geq 4.5$ keV のスペクトルが増加することによりパルスが出現することになる。このことは、図 4、及び表 1 に現われる傾向と一致する。

最近、White and Swank [9] は OSO-8 及び HEAO-1, A 2 のデータの再解析を行い、高エネルギー側とは別の軟らかい成分が $E \leq 4$ keV に存在することを確認した。White and Swank [9] は、この成分が時間的に有意な変動を示さないこと、及び Einstein の観測で $E \leq 4$ keV での軟らかい成分が存在しないことなどから、この成分は近くにある別の X 線源 (α Cru という B 型星) からの X 線と考えるのがもっともらしいと結論している。ところが普通の星からの X 線は GX 301-2 の軟成分よりももっと軟らかいとも考えられる。そこで、この成分が GX 301-2 独自のものかどうか検証するために以下の方法で PC (パルスカウンタ) モード 1-3 keV 帯での強度を算出した。

PC モードでの FMC-2 は 1-9 keV, 9-22 keV のエネルギー帯と 3-6 keV, 6-10 keV のエネルギー帯の 4 つのエネルギー帯を持っている。そこで、1-3 keV のエネルギー帯での強度を計算するためには 6-10 keV での強度を 6-9 keV の強度と 9-10 keV との強度に分離する必要がある。このため 6-10 keV で、ある特定のスペクトルを仮定して各エネルギー帯での強度を計算した。

- ① 入射スペクトルは図 5 A で χ^2 検定した時の最適パラメータを仮定する。
- ② このスペクトルに計数効率とエネルギー分解能をかけ、スペクトルの再配分をおこない、6-9 keV と 6-10 keV のそれぞれのエネルギー帯で期待される強度比を計算する。
- ③ 実際に観測された 6-10 keV での強度に②から得られる強度比をかけることにより、6-9 keV で予想される強度を計算する。
- ④ 1-9 keV で観測された強度から 3-6 keV 及び 6-9 keV での強度をひくことにより、1-3 keV で予想される強度を計算する。

この計算により得られた 1-3 keV での光度曲線を図 6 に示す。図 6 は、1-3 keV の X 線が他の X 線源からの洩れ込みではなく、GX 301-2 自身からのものであることを強く証拠づけている。この理由として、第一には 1-3 keV の X 線強度が $E \geq 3$ keV の強度によく相関して変化し、特に、 ≥ 3 keV と同様の 2 回のフレアがきれいに見えていることがあげられる。もし、他の X 線源からの洩れ込みが主であるなら、こうした傾向にはならないであろう。さらに、第 2 には、1-3 keV で予想される洩れ込みの上限値は 0.3 c/s 程度 (GX 301-2 が十分に弱くなったときの信号強度に対応) であるのに対し、図 6 の X 線強度がそれよりはるかに大きいことがあげられる。これらのことから、 ≤ 3 keV での X 線も大部分

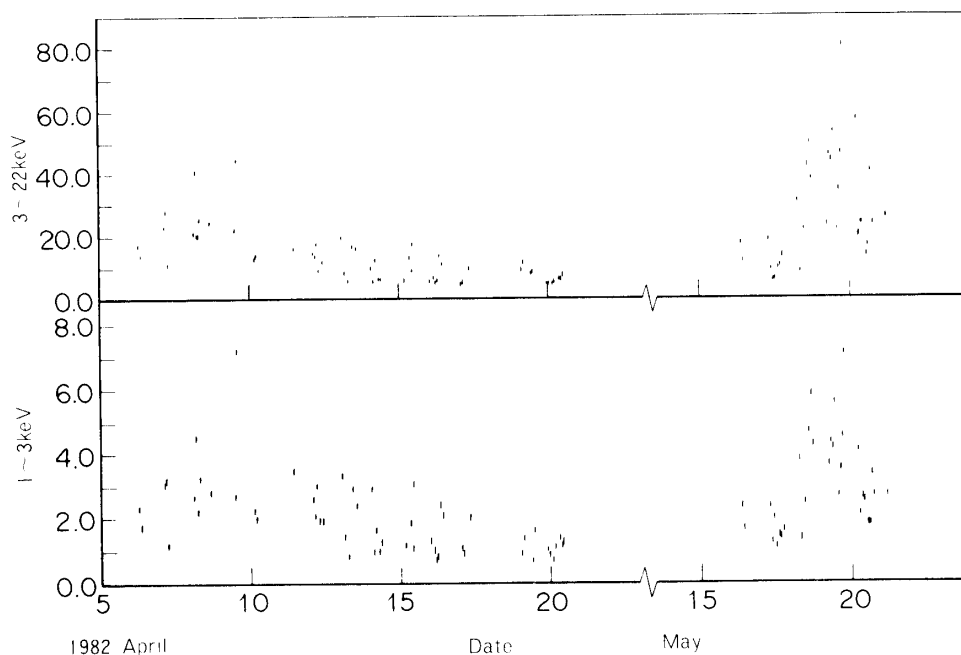


図6 GX 301-2からの1-3 keVでの光度曲線

GX 301-2 自身からきていると結論できる。なお参考のために、GX 301-2 が十分弱くなった時の PC モード 4 バンドのスペクトルを、図 5 c に鎖線で示す。この時の衛星の姿勢は、PH モード観測時とほぼ同じであった。もし、視野内に別の有意な X 線源があれば、鎖線のスペクトルによりはっきりと姿を現すはずである。しかし、破線のスペクトルの形は、実線のものと似ており、単に GX 301-2 が弱くなったと考えて矛盾がない。このこともまた、洩れ込みの可能性を否定する材料となろう。

ここで、パルス振幅の変動が何に起因するかをみる一つの手段として f に周期性があるかどうかを解析した。このために、Ponman[12]により開発された時間間隔の不規則な時系列に対する周期解析の方法を用いた。この結果、4月分のデータでは11.5時間の周期に対応するわずかなパワーが現れたが、5月分のデータには有意なパワーはなかった。さらに通常の重ね合せの方法による周期解析も行ったが、0.2日から3日の周期性に対応する f の変動は最大17%であった。これは f が0.0から0.5まで平均値0.25のまわりで100%変動する観測結果に対して無視できる値である。このことから、パルス振幅率の変動のほとんどは周期的原因によるものでないことがわかる。

以上の解析結果をまとめると以下のようなものである。

- (1) パルス振幅率 f は X 線強度によらず 0.0 から 0.5 の値で時間的に変動する。
- (2) パルス波形は f が大きくなると二つ山の一方が目立ってくる。
- (3) 2~3時間の時間尺度でパルス振幅は変動しているが、パルスの谷の強度は変わらない。パルスがほとんど無くなる時の強度も、この時間尺度ではパルスの谷の強度と同程度である。

- (4) 約1日の時間尺度では、パルスの山及び谷で共に X 線強度が変化している。
- (5) X 線強度が弱くなると低エネルギー帯で f が小さくなる。
- (6) スペクトルには $E \leq 4 \text{ keV}$ で目立つ軟らかい X 線成分と $E \geq 4 \text{ keV}$ で目立つ硬い X 線成分がある。前者はほとんどパルスしていない。
- (7) パルス振幅率には有意な周期性がない。

3.2 GX 301-2 のパルス変動に対する考察 [9]

GX 301-2 は図 2 において示したようにパルス振幅が数時間の時間尺度で変動している。さらにこの図からパルスがほとんど見えない時があり、その時にも有意な強度が存在すること、及び、パルスがはっきり現われている時のパルスの谷の強度がその前後のパルスが現れない時の強度にほぼ等しいことを見てきた。このことからパルスが弱くなるのは、もともとある一定強度の X 線がなまされてパルスが無くなるものではないことが分る。なぜなら、もしパルスがなまされるのであれば平均強度は変化しないし、パルスがなくなる時の強度レベルはパルスの谷よりも高くなるはずである。さらに、図 5 においてパルスがはっきり見える時のパルスピークのスペクトルにはパルスが見えない時のスペクトルより硬い成分が現れている。このことから単純な吸収でパルスが無くなったのでもないことが分る。これらのことから、パルス振幅率の変化は GX 301-2 にはパルスする成分 (P 成分) とパルスしない成分 (NP 成分) の 2 つの X 線成分が存在すると考えれば説明できる。すなわち、図 2 におけるように NP 成分がそれほど大きな変化をしないまま、 P 成分が数時間の時間尺度で変動していることを示唆している。一方、長い時間尺度でみると NP 成分も変動している。このことは、図 3 において f と F の間に相関が無いことと矛盾しない。なぜなら、もし NP 成分が一定であるなら図 3 は正の相関を持つはずである。このことから、 NP 成分は他の X 線源からの影響ではないと結論できる。

P 成分の変動の時間尺度は中性子星表面近傍での種々の時間尺度 (自由落下 $\sim 10^{-3} \text{ sec}$, 冷却 $\sim 10^{-2} \text{ sec}$, クーロン相互作用 $\sim 10^{-3} \text{ sec}$) に比較して長い。従って P 成分の変動は中性子星表面での物理量のゆらぎでは説明できない。一方、光学観測により主星からの距離 $r \approx 2R_c$ (R_c : 主星の半径) のところで星風の速度 $V \approx 300 \text{ km/s}$ であることが見出されている [13]。これから WRA 977 の星風にゆらぎがあれば P 成分の変動の時間尺度は説明できる。すなわち、星風の空間的ゆらぎの大きさ $r \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}$ であれば中性子星の物質降着率の時間尺度 $\tau = r/V \sim 3 \times 10^3 - 3 \times 10^4 \text{ sec}$ となり、 P 成分の変動の時間尺度と矛盾しない。この星風のゆらぎの可能性について Lamers et al. [14] は通常の O, B 型の星において $r \sim 2R_c$ の距離で 2 種類の速度、密度の異なる星風の成分が存在することを見出している。

パルス振幅の平均強度に対する割合 f は平均強度 F に対しほとんど無関係にバラついている (図 3)。この f の変動の範囲は 0.0 から 0.5 であることから P 成分と NP 成分の強度はどの強度レベルでも同程度である。このことは NP 成分が重力エネルギーの解放により作られるとすると、 P 成分同様中性子星表面から出ていることを示唆している。従って NP 成分の輻射領域は中性子星全体あるいは回転軸に対して軸対称に分布していることが予想される。さらに図 4 で $E \leq 4 \text{ keV}$ では P 成分が目立たず NP 成分が目立つこと

から、*NP* 成分は *P* 成分より軟らかいことが分る。また図 6 から *NP* 成分は *P* 成分より軟らかい性質を保ちながら 41.5 日周期のフレアに従っていることが分る。

図 3 において、強度が増加しても、パルス振幅率が増加しないことを見た。従って、GX 301-2 では、LMC X-4 や 4 U 1700-37 などのようにある強度を超えた時のみに *P* 成分が現れるのではなく、どのような強度でも *P* 成分と *NP* 成分がほぼ同程度の比率で存在することを示している。すなわち、*P* 成分と *NP* 成分への強度分配は物質降着率の変化だけをパラメータとした物質流入の形状的变化[15]や X 線ビームの形状的变化[11], [16], [17]だけでは説明できない。また、中性子星のまわりでの散乱やアルフベン表面での X 線の再輻射 [18] などにより、*NP* 成分を作り出すとすれば *P* 成分が消えたあとも数時間の時間尺度で $E > 1$ keV に *NP* 成分を残すためには中性子星表面近傍に光学的深さの非常に大きなものが必要となる。しかし、この場合のスペクトルは黒体輻射に近くなることが予想され、図 5 c のスペクトルと矛盾する。

P 成分の変動を説明するための一つの可能性として、White and Swank [9] は Arons and Lea [15] のモデルに角運動量を持ち込むことを示唆した。すなわち、星風の空間的ゆらぎに伴い、中性子星に持ち込む角運動量が増加する。流入物質の角運動量が無視できる場合は、Rayleigh-Taylor 不安定性によりほぼ球対称な形で物質が中性子星表面に落下する。この時流入物質の持ち込む角運動量が増加すると降着ガス円盤が形成され流入物質の密度が増加する。このため Rayleigh-Taylor 不安定性により磁気圏に浸透した物質が Kelvin-Helmholz 不安定性を受けて分解することになる。このため、中性子星に対して角運動量が無視できる場合は *NP* 成分が優勢であったものが、角運動量が増加するにつれて *P* 成分が現れることになる。しかし、角運動量が小さい時でも物質流入量が多くなれば、Kelvin-Helmholz 不安定性が優勢になることが期待されることから [15] それだけではどの強度でも *P* 成分と *NP* 成分の比率が同程度であることは説明できない。もし Arons and Lea [15] の基本概念を用いようとするれば、軌道の位相に応じた磁気圏の構造的な変化により、Kelvin-Helmholz 不安定性が生じる物質の密度の閾値の変化等を考慮することが必要である。しかし、これまでのところ、このような議論はなされていない。また、 $E \leq 4$ keV では *P* 成分より *NP* 成分が優勢になることから、*NP* 成分が *P* 成分より吸収が少なくなければならない。これらのことを合せて説明するためにはアルフベン表面上及び磁気圏内の物質の分布やプラズマ中の X 線の伝播について詳細な議論が要求される。

今後は *P* 成分と *NP* 成分の性質を観測的により詳しく解析すると共に、中性子星周辺の物理現象をより詳しく議論することが必要であろう。

3.3 Cen X-3 [20]

Cen X-3 の観測は 1981 年 3 月 16 日から 3 月 26 日まで [19] と 1982 年 3 月 16 日から 3 月 30 日まで [20] 「はくちょう」により、また 1983 年 4 月 4 日から 4 月 6 日まで「てんま」により行われた。ここでは、1982 年 3 月 16 日から 3 月 30 日の観測を取り上げる。この期間中 Cen X-3 は衛星の自転軸から 3° 以内に入っており、全観測期間中の 53% は PH モードで観測した。データはすべて可視時間中のものである。

1) 光度曲線

図7に FMC-2, 1-22 keV で観測した光度曲線を示す. 各点のデータの集積時間は約8分である. この時の BGD は Cen X-3 から十分離れた位置で得た値を用いた. 3月29日以前は Cen X-3 からの強度は $F_x \leq 15$ c/s (=67 m Crab flux) で強度が低い状態にあり, $E \leq 9$ keV では有意なパルス成分は観測されなかった. ところが3月20日になると急激に強度が増加し, 強度の高い状態 ($F_x \geq 20$ c/s) に変化していった. 以後3月22日に見られる強度の減衰以外は, 徐々に強度が増加している.

食中にも $F_x \sim 5$ c/s の強度が観測されたがパルスはなく, どのデータからも RMC (回転すだれコリメーター) で有意な強度が得られなかった. この強度は Cen X-3 の近くに多くの X線源があり (表3参照), Cen X-3 固有のものとは断定できないが, どの期間にもほぼ一定であった. また, この期間中のスペクトルの硬さ (PCモード: $F(9-22 \text{ keV})/F(1-9 \text{ keV})$, PHモード: $F(9.5-22 \text{ keV})/F(1-9.5 \text{ keV})$) の変化を図7に示す. PCモードと PHモードは直接比較できないが, どちらのモードでも強度が低い状態では硬く, 強度

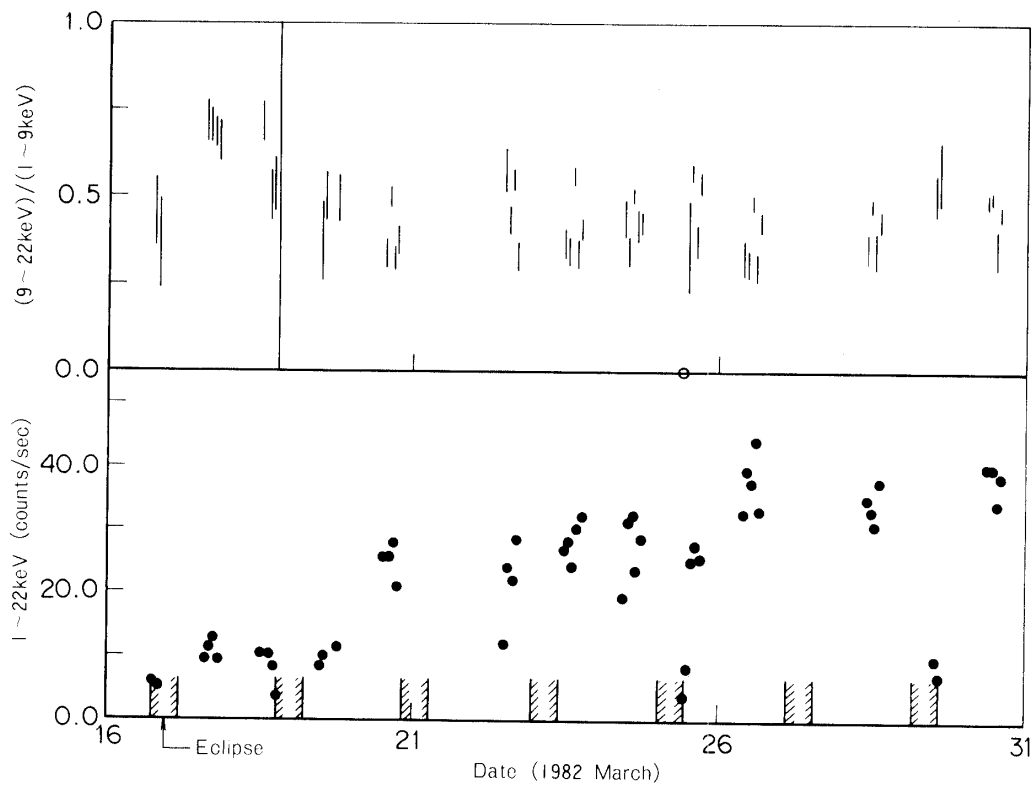


図7 Cen X-3 の光度曲線.

下段: 各観測時間帯の平均強度. 各点の誤差を縦棒で示す. 上段: 9-22 keV での X線強度を 1-9 keV での X線強度で割ったものである. これはスペクトルの硬さを表わす量である.

表3 Cen X-3の近くにあるX線源*

Source	Spectrum	Index(kT)	Flux	Note	
A1118-61	power law	~0.9	$\leq 10^{34}$ erg/s/kpc ²	pulsar	1.2°
4U1145-61	power law	~1.52	$\leq 10^{34}$ erg/s/kpc ²	pulsar	3.5°
1E1145.1-6141	?	—	$\leq 10^{34}$ erg/s/kpc ²	pulsar	3.4°
3U1134-61	?	—	$\sim 10^{34}$ erg/s/kpc ²	?	2.2°
G292.0+1.8	thermal	~4 keV	$\sim 10^{34}$ erg/s/kpc ²	SNR	1.5°
G292.3+0.7	radio source	—	—	SNR(radio)	0.45°

* Cen X-3の近くのX線源

Spectrum は用いたスペクトル函数, Index(kT)は power law の場合はスペクトル指数 ; thermal の場合は keV 単位で計った温度, Flux は 1 kpc に統一した光度である。

の増加に伴って軟らかくなっている。食中の強度は極めて軟らかく、 $E \geq 10$ keV ではほとんど検出されない。

2) スペクトル

PH モードでの観測は3月18日以降衛星が日陰に入り BGD が安定している時に行われた。これを受信周回ごとに平均のスペクトルを計算し、 χ^2 の検定により、

- | | |
|---------------------------------------|-----------|
| (a) 食 | 2 周/27 周 |
| (b) $F_x \geq 30$ c/s で軟らかいもの (H 状態) | 12 周/27 周 |
| (c) $F_x \leq 15$ c/s で硬いもの (L 状態) | 4 周/27 周 |
| (d) $F_x \sim 20$ c/s で比較的硬いもの (M 状態) | 6 周/27 周 |

の4種に分類した。ここで、27周中3周は上のどの状態にも分類されなかった。図8に a, b, d の3つのスペクトルを示す。また図4と図9に各スペクトルのパラメータの最適値を示す。

(a) 食

$E \geq 10$ keV ではほとんど強度がなく、 $T \sim 6.4$ keV の制動輻射によく合う。但し、巾乗則スペクトルも否定できず、この場合は $\alpha \sim 2.6$, $N_H \sim 6 \times 10^{22}$ cm⁻², $\chi^2 = 2.6$ となる。また、「てんま」の1984年3月の観測では F_e の H_e 型イオンから輻射される $E \sim 6.7$ keV の輝線が得られた。ここで、食中での強度に対する他のX線源の影響を考察する。

食中に観測された強度に対して距離を d kpc として吸収を受けない状態のX線光度を計算した。これは

$$L_x \sim 7.5 \times 10^{34} (d/\text{kpc})^2 \text{ erg/sec},$$

である。これに対し近くのX線源の光度は $\sim 10^{34} (d/1 \text{ kpc})^2 \text{ erg/sec}$ である(表3参照)。ここで4U1145-61, 1E1145.1-6141, A1118-61はパルサーであり食中に受かったスペクトルに比べて硬いスペクトルを持つことから除外できる。残る影響は3U1134-61とGX292.0+1.8であるが、これらの距離を d kpc とした時の光度は $\sim 10^{34} (d/1 \text{ kpc})^2 \text{ erg/sec}$ であり、離角を考慮すると上の光度の1/3以下である。また、G292.4+0.7は電波でしか観測されていない超新星の名残りである。さらにEinsteinの観測ではCen X-3の食

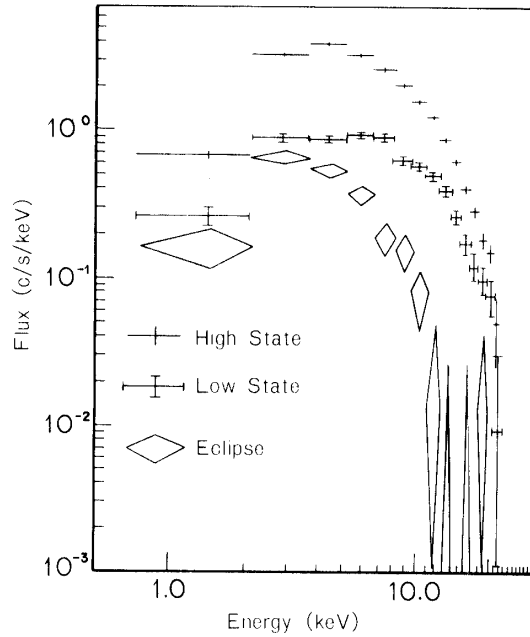


図8 Cen X-3 のスペクトル
L 状態, H 状態, 食中に観測される 3 種類
のスペクトルである。

表4 Cen X-3 に対する X線スペクトルパラメーター*

	State	Spectrum	Index or kT	$N_H(10^{22} \text{cm}^{-2})$	$E_c(\text{keV})$	E_F	χ^2	d. o. f.
a	eclipse	free-free	$6.4^{+6.3}_{-2.1} \text{ keV}$	$2.4^{+3.5}_{-2.0}$			2.0	5
b	H state	power law	1.3 ± 0.1	3.5 ± 0.7	14.0 ± 1.2	12.0 ± 1.5	6.9	8
c	M state	power law	1.1 ± 0.1	5.5 ± 0.7	14.0 ± 1.0	9.0 ± 2.0	9.4	8
d	L state	power law	1.3	8.6 ± 1.2	14.0	12.0	4.6	5

* Cen X-3 の 4 つのスペクトルに対する最適パラメーター。

α : スペクトルの巾指数, N_H は中性ガスの視線方向に積分した単位面積あたりの密度, N_{Fe} は鉄の視線方向に積分した単位面積あたりの密度, E_c はカットオフ・エネルギー, E_F は減衰率である。X線の光子スペクトルを次のように表わす;

$$F_x(E) = \begin{cases} CE^{-\alpha} & (E \leq E_c) \\ CE^{-\alpha} \exp\{-(E_c - E)/E_F\} & (E > E_c) \end{cases}$$

ガスによる吸収の効果; $\exp[-N_{Fe} \sigma_{Fe} - N_H \sigma_H]$

中の強度が有意に観測されており [21] この強度は Uhuru で観測した, X線強度がたいへん弱い時期 (extended low state) での食中の強度 [22] と同程度である。又, Uhuru の得た X線強度が強い時の食中の強度は OSO-8, 「はくちょう」, 「てんま」の観測した強度と同程度である。これらのことから, 食中の強度が Cen X-3 固有のものである可能性が高いと考えられる。ただし, Cen X-3 近くの広がった領域からくる拡散 X線成分の混入は否定できない。

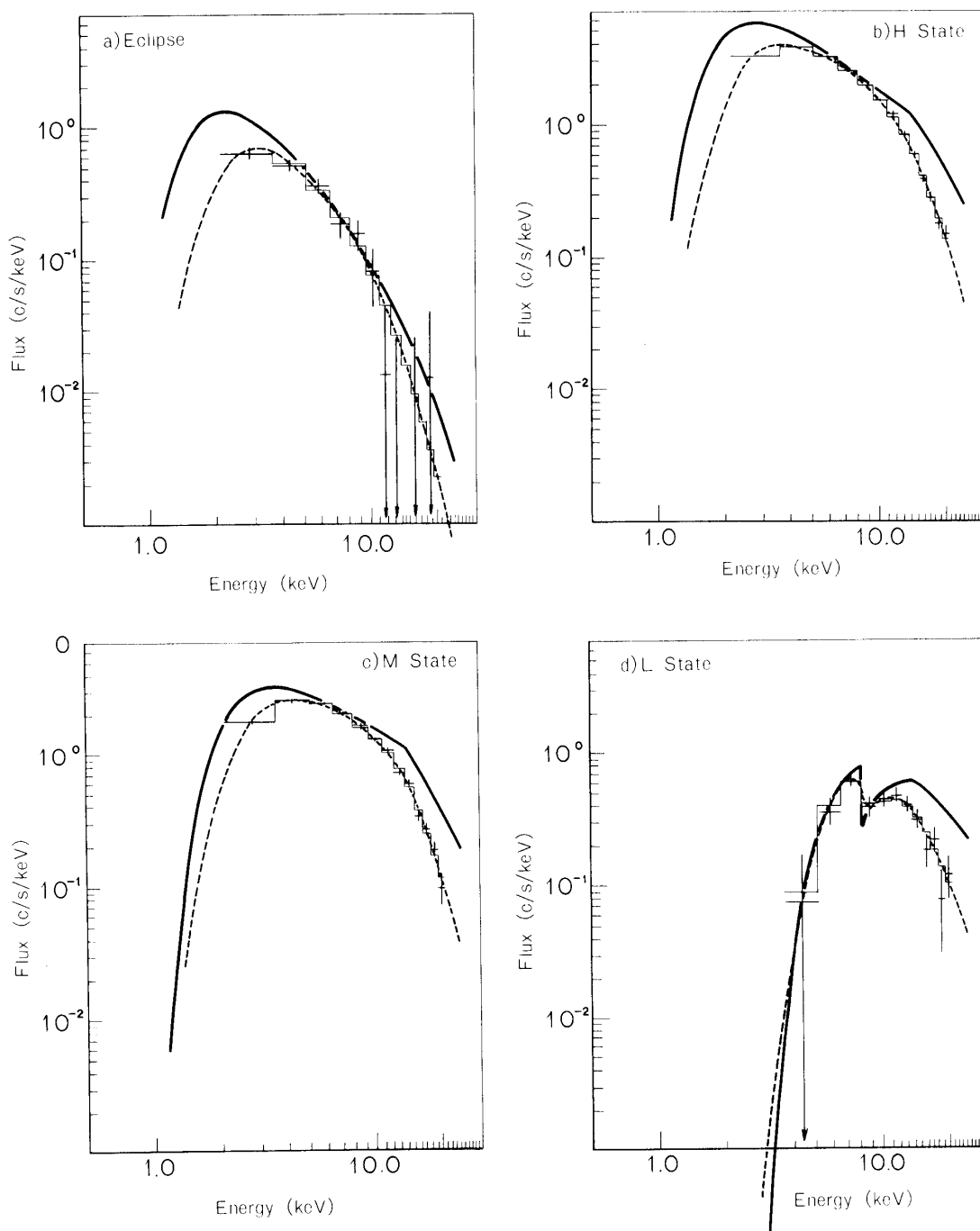


図9 Cen X-3の4つの状態のスペクトルに対する χ^2 検定。

a: 食中に観測されるスペクトル, b: H状態, c: M状態, d: L状態から食中に観測されるスペクトルの1.47倍を引いたもの。実線は入射スペクトル, 破線は計数効率を掛けたもの。

(b) H 状態

この時のスペクトルは巾乗則と高エネルギー側での指数関数的減衰のスペクトルでよく合い、 $\alpha \sim 1.3$, $N_H \approx 3.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, $E_C \sim 14 \text{ keV}$, $E_F \sim 12 \text{ keV}$ である。この値は White, Swank and Holt [3] が得た $\alpha \sim 1.16$, $E_C \sim 11 \text{ keV}$, $E_F \sim 8 \text{ keV}$ と比較して多少大きめであるが、観測時期、観測機器の違いなどから考えて矛盾する値ではない。この時の吸収を受けない時の X 線光度は Cen X-3 の距離を $d \sim 8 \text{ kpc}$ にすると

$$L_X = 5 \times 10^{37} \text{ erg/sec},$$

である。

(c) L 状態

この中には3月22日に見られる強度の減衰した時のスペクトルが含まれている。スペクトルの χ^2 検定に対しては、黒体放射では自由度 10 に対して $\chi^2 = 127.3$, 巾乗則と高エネルギー側での、指数関数的減衰のスペクトルでは自由度 8 に対して $\chi^2 = 20.3$ でどちらのスペクトルもあわない。これは、高エネルギー側で合わせたモデルスペクトルより $E \leq 5 \text{ keV}$ での観測値が大きいためである。そこで、高エネルギー側で合わせたモデルスペクトルを $E \leq 5 \text{ keV}$ に外挿して観測値との差を取ってみた。この時の、差のスペクトルは食中に観測されたスペクトルと良く似た形をしている。ここで Schreier et al. [22] は L 状態と H 状態の強度のちがいは、周りを囲むガスの電離度が異なるために X 線の受ける吸収が変化するためであろうと示唆している。そこで、このモデルを確認するために H 状態の最適スペクトルの α , E_C , E_F に各パラメーターを固定して N を変えてスペクトルの χ^2 検定を行った。この時、 F_e の柱密度 N_{Fe} は宇宙組成を仮定して計算した。この結果は $N_H \sim 5.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ で自由度 7 に対して $\chi^2 = 16.2$ となり H 状態でのスペクトルの中性ガスによる吸収は除外される。この原因は低エネルギー側での強度が中性ガスの吸収から予測される強度と比較して多いためである。そこでもう一度 L 状態と食中に観測された強度のスペクトルを比較すると $E \leq 5 \text{ keV}$ では L 状態の強度と食中に観測された強度の比が各パルスハイト・チャンネルでほぼ一定である。さらに、L 状態では $E \leq 5 \text{ keV}$ で有意なパルスは見られない。そこで、 $E \leq 5 \text{ keV}$ では食中のスペクトルがそのまま少し強くなって L 状態のスペクトルになったと仮定し、この増加の割合を示す係数を算出した。この結果、係数 = 1.47 ± 0.16 で自由度 2 に対して $\chi^2 = 1.34$ となった。そこで、食中の強度にこの係数を掛けて L 状態から差し引いた。この残りの強度に対し、H 状態の α , E_C , E_F を固定して N_H のみをかえた χ^2 検定を行ったところ、 $N_H \sim 8.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ の時自由度 7 に対して $\chi^2 = 4.6$ を得た。すなわち、食以外での $E \leq 5 \text{ keV}$ の強度が食中に見られるスペクトルと良く似た形であり、食中と比較して増加していると考えればよい。こうすることにより、L 状態の残りの強度のスペクトルは、H 状態のスペクトルの中性ガスによる吸収で説明できる。

このように L 状態でのスペクトルを H 状態のスペクトルの中性ガスによる吸収として説明するためには、上で仮定したように、食中に見られる軟 X 線成分と似た形のスペクトルを持つ X 線が食以外で増加することが必要となる。このような軟 X 線成分の変化はこれまでの Cen X-3 の観測では見出されていない。

(d) M 状態

この時のスペクトルは、H 状態に比べて低エネルギー側での強度が減少している。これに対して $E \geq 9$ keV での強度は H 状態とほとんど変わらない。この時のスペクトルも H 状態と同じく巾乗則型と高エネルギー側での指数関数的減衰のスペクトルに良く合う。この時のスペクトルの各パラメーターは $\alpha \sim 1.1$, $N_H \sim 5.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, $E_c \sim 14.0$ keV, $E_F \sim 9.0$ keV である。ここでこの M 状態が L 状態と同様に H 状態のスペクトルからの中性ガスにより吸収したものとして χ^2 検定を行うと $N_H \sim 7.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ の時自由度 8 に対して $\chi^2 = 19.5$ となる。これは観測された $E \leq 5$ keV での強度が中性ガスによる吸収から予測される強度よりも大きいためである。このように M 状態は L 状態と基本的には同じである。ただし、吸収量は L 状態と比較して減少していると考えられる。

このように L 状態では食中に観測されるものと同じ形をしたスペクトルを持つ X 線が食中に比べて増加しているという仮定を入れれば Schreier et al. [22] の示唆したように L 状態と H 状態の強度の違いは中性ガスによる吸収の変化として説明できる。一方 M 状態では E_c が H 状態とほぼ同じ値であるにもかかわらず α と E_F が H 状態に比較して小さくなっている。これは H 状態のスペクトルが中性ガスによる吸収を受けて低エネルギー側が減少したものに食成分と同じ形の軟らかい成分が加わったため見かけ上 α , E_F が小さな値になっていると考えることができる。さらに図 8 及び HEAO-1, LED による長期間の観測 [23] から L 状態から H 状態までを比較して高エネルギー側では強度は変動しているがスペクトルの形はほとんど変化していない。これは $E \geq 10$ keV では中性ガスによる吸収断面積よりもエネルギー依存性の悪いトムソン散乱断面積の方が大きくなるためである。このように Cen X-3 のスペクトルは、一定のパルスをするスペクトル成分が変動する中性ガス（主に中性子星の周辺）による吸収を受けたものと、軟 X 線成分との和でほぼ説明できそうである。

3) パルス波形

周期解析により計算されるパルスの位相原点の時刻とその時の見かけのパルス周期を用いて、上の 4 種のデータをそれぞれパルス周期で重ね合せた。このうち、L 状態と H 状態の 4 つのエネルギー帯に分割したパルス波形を図 10 に示す。

H 状態でのパルス波形は $E \leq 5$ keV ではパルスの立ち上がりが急でピークから後では、穏やかに減少している。この時、パルスピークとパルスの谷の中間にふくらみ（インターパルス）が見られる。このインターパルスは高エネルギー側になると見えなくなり、パルス波形も対称な正弦波形的になる。このパルスピークの位相はエネルギーの増加に伴って遅れているように見える。一方、L 状態では食中の成分を考慮しても $E \leq 5$ keV では有意なパルスは見られないが、 $E \geq 5$ keV では正弦波的な弱いパルスが見られる。また、L 状態での $E \geq 5$ keV でのパルスピークは H 状態での $E \geq 14$ keV でのパルスピークの位相と一致している。なお、食中には有意なパルスは見られなかった。

3.4 Cen X-3 からのスペクトル変化

図 9 において Cen X-3 の L 状態の X 線スペクトルは、食中に観測されるスペクトルとよく似た形のスペクトル強度が増加しているとすれば H 状態でのスペクトルの中性ガス

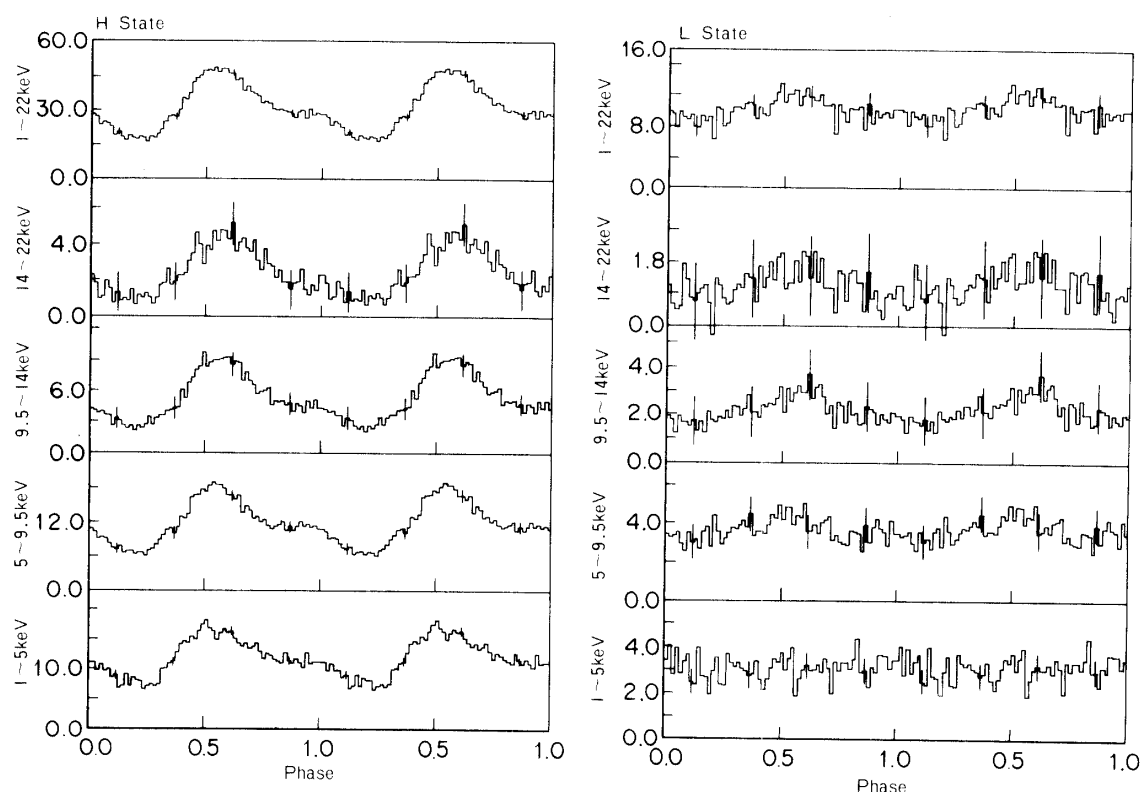


図10 Cen X-3 のパルス波形

左図：強度の強い時 (H 状態)

右図：強度の弱い時 (L 状態)

による吸収として説明できることを示した。このことは低エネルギーの成分の食以外での増加を除けば Schreier et al. [19] の示唆した中性子星周辺のガス構造と矛盾しない。この時 M 状態及び L 状態から食中に観測される強度を単純に差し引いただけでは H 状態のスペクトルの中性ガスによる吸収に比べて低エネルギー側に余分な強度が残る。

これに対して

- i) 吸収帯が電離していれば、それが中性である時に比べて低エネルギー側での吸収が相対的に弱くなる [24].
- ii) 食中に観測された軟 X 線成分が実際に増加している。

という2つの可能性がある。ここで、この低エネルギー側での強度過剰が、吸収帯が電離しているためとしても「てんま」で観測した場合には $E \sim 2-3$ keV 付近に S_i , S などの元素の K -吸収端が現れるはずである。「てんま」による観測では Cen X-3 の L, M 状態の観測は得られなかったが、Vela X-1 の観測で Cen X-3 の L 状態と似た形のスペクトルが観測された。しかし、このスペクトルには $E \sim 2-3$ keV 付近に S_i , S などの K -吸収端はない。このことから、この低エネルギー側での強度過剰は食中に観測された軟 X 線成分が実際に増加していると考えられる。一方、L 状態でしかこの軟 X 線成分が目立たないこと(図9)、及び、パルス成分が大きな吸収を受けていることからこの成分の輻射領域は吸収帯よ

りも外になければならない。さらに、食中に見られる軟 X 線成分が同じ根源だとすると、この輻射領域は $r \sim 10^{12}$ cm 程度の大きさを持つ必要がある。このことから、軟 X 線成分は主星と中性子星を囲むロッシュロブ付近、あるいはその外 ($r \geq 10^{12}$ cm) の領域で輻射していると考えられる。さらに、L, M 状態で軟 X 線が目立ち、食中に比較して増加していることから中性子星近傍に食中には見られない輻射領域があり、食以外ではこの軟 X 線成分の輻射強度が強くなっていることが期待される。

ここで、この軟 X 線成分の起源は何かを考察してみる。

一つの可能性としては、大きく広がった領域に高温プラズマが分布しており、このプラズマが $kT \sim 6$ keV の光学的に薄い熱輻射をしていることが考えられる。

Schreier et al. [22] は、食中の熱輻射成分は主星から放出された高密度ガスが中性子星近傍でパルサーからの X 線により加熱され高温になることにより輻射されると考えた ($kT \sim 6$ keV)。この高温ガスは冷却時間より十分速く、 $r \approx 10^{12}$ cm の大きさに拡がり、そこで熱輻射をすることになる。この場合、食中でも十分強い X 線強度が残っていることから、輻射による冷却時間は Cen X-3 の軌道周期 $\sim 10^5$ sec 程度もしくはそれよりも長くなければならない。しかし、それだけではパルサーの強度が一桁変わっても食中の強度がほとんど変わらないことは説明できない。なぜなら、パルサーの強度がほとんど観測されない状態ではパルサーの強度が弱くなっているか、電離度の低い大量のガスに囲まれていることが期待されるため、熱輻射成分も強度が同程度減衰することが期待される。このことを説明するためには、パルサーからの X 線による加熱に加えて別のエネルギー源が必要となる。この熱源の 1 つの可能性として、パルサーの軌道周期の変化に伴うエネルギーの解放が考えられる。しかし、Cen X-3 の軌道周期の変化により解放されるエネルギー E_{orb} は

$$\dot{E}_{orb} = -2/3 \cdot \dot{P}_{orb}/P_{orb} \cdot E_{orb},$$

$$E_{orb} = 1/2 \cdot M \cdot (2\pi GM/P_{orb})^{2/3},$$

により与えられる。ここで M は慣性質量であり $M \sim 1.3 M_{\odot}$ 程度、 $\dot{P}_{orb}/P_{orb} = 5.6 \times 10^{-4}$ sec $^{-1}$ 、 $P_{orb} = 1.8 \times 10^5$ sec を代入すると、 $\dot{E}_{orb} = 10^{35}$ erg/sec となる。この値は食中に観測される X 線光度 $L_X \sim 5 \times 10^{36}$ erg/sec (距離は 10 kpc とした) に比べて一桁以上小さい。従って、Cen X-3 の軌道回転エネルギーの減少率では食中に観測される X 線強度を説明できない。残る可能性はパルサーからの X 線により加熱されたガスが対流などにより吸収帯外部に断熱的に放出されることや、Herz, Joss and Rappaport [25] により考察された光学的深さの厚いガスによるトムソン散乱などが考えられるが、モデル依存性が強く、これらの可能性については今後詳しい観測と議論を要するであろう。

食中の軟 X 線成分は Cen X-3 と直接関係ない附近の拡散 X 線成分の混入も考えられるが、全てが混入したものではない。詳しいことは今後の観測に待たなければならない。

5. 議 論

一般に X 線パルサーの強度はパルス周期以外の時間尺度でも変動している。その中には軌道周期に伴う強度変化に加えて、軌道周期より短い時間尺度での変動と軌道周期より長い時間尺度での変動が観測されている。

軌道周期に伴う X 線強度の変動は X 線パルサーの軌道運動のようすや軌道面と我々の視線方向のなす角により異なっている。このうち、GX 301-2 や A 0538-66, A 0535+26 のように離心率の大きな楕円軌道を持つ X 線パルサーは、近星点通過の前後で X 線強度が数倍以上増加することが観測されている。このような X 線強度の変動のしかたは、主星と中性子星との間の相対距離が軌道位相により変化するために中性子星に流入する物質の降着率が変化することを反映している。Okuda and Sakashita[26]は主星から等方的に放出された星風の密度が主星から距離の増加に伴い減少するために、中性子星が近星点を通過する時に X 線強度が最大になることを示唆した。しかし、GX 301-2 の場合、近星点通過時刻、にかなりの不確定性があるが、フレアピークは近星点通過時刻とかならずしも一致していない。これに対して Watson, Warwick and Corbet[8]や White and Swank[9]は近星点では中性ガスによる吸収が大きくなるために X 線強度が減少することを示唆している。しかし、図 1 に示すように「はくちょう」で観測したスペクトルの硬さは強度のピークで最大になっている。ここでもし、近星点通過時刻に吸収が増加して強度が減少するのであれば、スペクトルの硬さは強度のピークよりも後でさらに増加するはずである。また、White and Swank[9]が指摘したような軟らかい X 線を輻射する他の X 線源が近くにあったとしても、その寄与による 1-9 keV での強度は ≤ 1.3 c/s である。この軟 X 線成分を取り除いたとしても、強度のピークの後で吸収が増加するのであれば、スペクトルの硬さはフレアピークの後でより硬くなる傾向を持つはずである。しかし、結果はそうっていない。従ってフレアピーク後の強度減少は中性ガスによる吸収とは考えにくい。

このようなフレアピークと近星点通過時刻が一致しないという現象は A 0535+26 でも観測されている。A 0535+26 は約 110 日の周期の内数日から数 10 日 X 線が観測されるが、その他の時期には有意な X 線強度が観測されていない。さらに、フレアの強度や期間は時期により異なり、出現するはずの時期に強度が観測されないことがある。フレアの開始時も 110 日の周期から予想される位相とズレることがしばしばある。一方、光学観測から A 0535+26 の主星は Be 型であることが知られている。この種の星は赤道面に広がったガス円盤(extended envelope)が存在している。このような物質分布の考察から Shibazaki[27]は中性子星の軌道面とガス円盤が一致しないことを考慮し、中性子星がこの円盤を横切るときに X 線が増加することを示唆した。このモデルではフレアの位相は近星点通過の時期には限定されない。GX 301-2 の場合も、光学観測から広がったガス円盤の存在が示唆されている[13]。このことから BX 301-2 のフレアのピークと近星通過時刻がほぼ一致したことは、上のモデルで説明できる可能性が高い。このことを確かめるためには今後より精密な軌道要素の決定が必要である。

Cen X-3 や Her X-1, Vela X-1 などのように軌道傾射角の大きな系では、他の X 線源や普通の星から成る食連星系同様の食が現われる。この時、X 線パルサーの強度は、食の持続時間より短い時間(遷移時間帯：軌道周期の $\leq 1/50$) で徐々に X 線強度が変化することがある。この時、「はくちょう」による Vela X-1 の観測や「てんま」による Cen X-3 の観測では食に入る時の遷移時間帯に吸収が次第に増加することが観測されている。このような変化を詳細に観測することにより、主星の周りのガスの分布が解明されるであろう。

これに対して、他の時間尺度での強度変化には、ほとんどの場合周期性が見られない。さらに、強度変動の割合や時間尺度は、個々の X 線パルサーで異なっている。GX 301-2 に見られる短時間の強度変化は他の X 線パルサーではそれほど顕著ではないが、軌道周期やパルス周期の長い X 線パルサーにはこの種の変動の傾向が見られる。特に、4 U 1907+09 では GX 301-2 と同様にパルス振幅の増加に伴って X 線強度が増加している。この時、パルスが強い時のパルス位相はパルスが弱い時のパルス位相と一致している。このことから 4 U 1097+09 でのパルス振幅の変動は、GX 301-2 と同様に星風のゆらぎが原因であると考えられる。しかし、4 U 1097+09 に GX 301-2 に見られるパルス成分と非パルス成分が存在するかどうかはまだ解析が行われていない。このような短い時間尺度での X 線強度の変動は星風のゆらぎが主な原因であろう。この星風のゆらぎは長周期の X 線パルサーの長期間にわたるパルス周期の複雑な変動に反映している。しかし、GX 301-2 に見られるようなパルスしない X 線成分は、他の X 線パルサーでは確認されていない。

Cen X-3 に見られる軌道周期より長い時間尺度での変動は、X 線パルサーの持つもう一つの一般的な性質で、変動の時間尺度や周期性は、個々の X 線パルサーで異なっている。「はくちょう」が観測した Cen X-3 での強度変化は、中性子星近傍に分布した中性ガス雲の X 線吸収量の変化により引き起こされる。この時、これらのガス雲の外側には、さらに広がった熱いガス雲があり、食中及び強度の低い状態では外側のガス雲から熱輻射が目立ってくると考えられる。食中のこの成分は、Cen X-3 以外の X 線源が混入したとも考えられるが、これまでに知られている X 線源ではその強度や強度変化を説明できない。

このような、X 線吸収量の変化とは別に、中性子星への物質降着率が変化していると考えられる例がいくつか存在する。Uhuru 等による観測では、Cen X-3 からの強度が 1~2 週間の時間尺度で変化することが確認された[22]、[23]。この時の強度の変化は、X 線の中性ガスによる吸収の変化としては説明できず、主星からの物質流入量が増加したと考えられる。

Cen X-3 の長期間変動に似た X 線強度変化は、Her X-1 では 35 日の周期性のある性質として見つかっている。この変動の原因は、降着ガス円盤の歳差運動であると考えられてきた[28]。しかし、1983 年 5 月の「てんま」の観測では、35 日周期から予想されるのとは異なった時期に強度の減少が見られた。さらに、「てんま」の観測から約 35 日後に行った EXOSAT の観測では、有意な X 線強度のパルスが見られなかった。このことから、Her X-1 の強度変化は、降着ガス円盤の歳差運動だけでは説明できず、主星からの物質流入量の変化も考える必要がある[29]。また、A 0538-66 では軌道周期 (16.6 日) の 2 倍の周期でフレアのピーク強度が変動している[30]。Charls[30]はこの変動について、軌道離心率が大きいため連星軌道の 2 周のうち 1 周は主星の半径が小さく X 線星への物質流入量が少ないが、2 周めになると前の物質流入量が増加することを示唆している。又、EXOSAT により GX 301-2 の観測では、Her X-1 と同じく X 線強度が観測されるべき時期にこの X 線パルサーからの X 線がほとんど観測されなかった[31]。これは主星から X 線星への物質流入がなんらかの原因で大幅に減少したためと考えられる。このように、X 線パルサーの軌道周期より長い時間尺度での強度変動の原因としては、X 線吸収量の変化のほかに、

主星から X 線パルサーへの流入物質の量的変化が考えられる。

このように X 線パルサーは種々の時間尺度での強度変化の原因は連星系の軌道運動によるものと主星自体の性質によるものがある。本論文ではこれらの原因の大筋をつかむことができた。しかし、今後はより精密な観測と多くの X 線パルサーの結果から総合的な解析が必要であろう。即ち、軌道運動又はそれ以外の時間尺度の変動は軌道位相を正確に決定すると共に連星周期全体にわたって X 線強度、スペクトル等を詳細に調査することがのぞましい。軌道周期より長い変動は光学観測による主星の物理量の観測と同時に X 線を観測することも重要である。

謝 辞

この研究を進めるにあたり、終始変らぬ温かい御指導と御鞭達を与えて下さった井上雄二教授並びに三好蕃助教授、宇宙科学研究所受託大学院生として快く受け入れ、X 線天文衛星「はくちょう」のデータ解析を御指導下さった宇宙科学研究所松岡勝助教授並びに種々の解析における指針を与えて下さった田中靖郎教授、本論文作成にあたり、種々の示唆を与えて下さった小田稔教授並びに小川原嘉明助教授、「はくちょう」のデータ解析において種々のソフトウェアを提供し、また有益な議論をして下さった小山勝二氏、村上敏夫氏、井上一氏並びに牧島一夫氏、さらにはこの研究に協力して下さった河合誠之氏他「はくちょう」チームの方々々に心から感謝する次第です。

なお、本論文は、筆者が受託大学院学生として宇宙科学研究所で行った研究を、京都産業大学学位論文として提出したものを一部訂正したものです。ここに、受託学生の間にお世話になった宇宙科学研究所の方々々に深く謝意を表します。

参 考 文 献

- [1] Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E., Tananbaum, H., 1971, *Astrophys. J. Letters*, **167**, 67.
- [2] Joss, P. C., and Rapaport, S. A., 1982, preprint; *Ann. Rev. Antron Antrophys.*, **22**, in press.
- [3] White, N. E., Swank, J. H., and Holt, S. S., 1983, *Astrophys. J.*, **270**, 711.
- [4] Davidson, K., and Ostriker, J. P., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 585.
- [5] Trümper, J., Pietsch, W., Rappin, C., Voges, W., Staubert, R., and Kendziorra, E., 1978, *Antrophys. J. Letters*, **219**, L105.
- [6] van der Klis, M., Bonnet-Bidaud, J. M., and Obba, N. R., 1980, *Astron. Astrophys.*, **88**, 8.
- [7] Watson, M. G., Warwick, K. S., and Corbet, R. H. D., 1982, *M. N. R. a. S.*, **199**, 915.
- [8] White, N. E., and Swank, J. H., 1983, preprint.
- [9] Mitani, K., Matsuoka, M., Makishima, K., and Inoue, H., 1984, *Astrophys. Space Sci.*, **20**, 330.
- [10] Kawai, N., Makishima, K., Matsuoka, M., Mitani, K., Murakami, T., Nagase, F., 1983, preprint.

- [11] Hall, R., Ricketts, M. J., and Kloss, R., 1982, Proc. of Workshop on Accreting Neutron Star, Max-Planck- Institute, Garching, July, 19-23, 1982.
- [12] Ponman, J., 1982, M. N. R. a. S., **196**, 583.
- [13] Parkes, G. E., Mason, K. O., Mudin, P. G., and Cuhane, J. L., 1980, M. N. R. a. S., **191**, 547.
- [14] Lamers, H. J. G. L. M., Gathier, R., and Snow, T. P. Jr., 1982, *Astrophys. J.*, **258**, 186.
- [15] Arons, J., and Lea, S. M., 1980, *Astrophys. J.*, **235**, 1016.
- [16] Wang, Y. M., and Welter, G. L., 1981, *Astron. Astrophys.*, **102**, 97.
- [17] Nagel, W., 1983a, *Astrophys. J.*, **251**, 278 ; Nagel, W., 1983b, *Astrophys. J.*, **251**, 288.
- [18] McCray, R. A., Shull, J. M., Boynton, P. E., Deeter, J. E., Colt. S. S., and White, N. E., 1982, *Astrophys. J.*, **262**, 301.
- [19] Murakami, T., Inoue, H., Kawai, N., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Oda, M., Ogawara, Y., Ohashi, T., Shibazaki, N., Tanaka, Y., Makino, F., Hayakawa, S., Kunieda, H., Makishima, H., Masai, K., Nagase, F., Tawara, Y., Miyamoto, S., Tsunemi, H., Yamashita, K., and Kondo, I., 1983, *Astrophys. J.*, **264**, 563.
- [20] Lieu, R., Venkatesan, D., and Mitani, K., 1984, *Astrophys. J.*, in press.
- [21] Swank, J. H., 1983, private communication.
- [22] Schreier, E. J., Swartz, K., and Giacconi, R., 1978, *Astrophys. J.*, **204**, 539.
- [23] Howe, S. K., Primini, F. A., Bauty, M. W., Lang, F. L., Levin, A. M., and Lewin, W. H. G., 1983, *Astrophys. J.*, **272**, 678.
- [24] Kallman, T. R., and White, N. E., 1982, *Astrophys. J. Letters*, **261**, L35.
- [25] Hertz, R., Joss, P. C., and Rappaport, S., 1978, *Astrophys. J.*, **224**, 614.
- [26] Okuda, T., and Sakashita, S., 1977, *Astrophys. Space, Sci.*, **47**, 385.
- [27] Shibazaki, N., 1982, Proc. of a Workshop on Accreting Neutron Stars, Max-Planck- Institute, Garching, July, 19-23, 1982.
- [28] Gerend, D., and Boynton, P. E., 1976, *Astrophys. J.*, **209**, 562.
- [29] Kondo, Y., van Flander, T. C., and Wolff, C. L., 1983, *Astrophys. J.*, **716**, 121.
- [30] Charles, P., 1983, *Sky and Telescope*, June, 1983, 497.
- [31] IAU Cir. 3841, 1983.