

# 「たんせい4号」による太陽フレアX線輝線 スペクトルの観測\*

田中捷雄\*\*・渡辺鉄哉\*\*・西 恵三\*\*  
守山史生\*\*・宮崎英昭\*\*

Observations of Soft X-ray Line Emissions,  
from Solar Flares by Tansei 4 Satellite

By

Katsuo TANAKA, Tetsuya WATANBE, Keizo NISHI,  
Fumio MORIYAMA, and Hideaki MIYAZAKI

**Abstract:** Observations of soft X-ray line emissions of highly ionized iron and calcium have been made by Bragg spectrometer (LiF) aboard Tansei 4 satellite. Two wave length regions: 1.8–2.0A and 3.1–3.25A are measured simultaneously with spectral resolution of 0.005 A. A combination of high sensitivity and high time resolution measurements enabled to detect initial heating phase of flares.

Rapid shift of the peak intensity in the iron line spectrun from 1,885A region to 1.865A region together with  $K_{\alpha}$  emission has been observed at the very initial phase of impulsive flares in coincidence with hard X-ray and microwave bursts. This indicates that individual heating occurs in less than 10 seconds simultaneously with the production of high energy electrons. Rapid increase of turbulence during the heating phase has been found from line broadening of FeXXV resonance line. It is also found that temperature and emission measure of soft X-ray emitting plasma increase and decrease simultaneously for small flares contrary to previous results by soft X-ray continuum emission. Plasma compression has been suggested for the heating mechanism of flares.

## 1. 序 論

1980年2月17日に打ち上げられた試験衛星「たんせい4号」(MS-T4)に搭載された

---

\* 宇宙研特別事業費による研究論文

\*\* 東京大学東京天文台

X線ブラック分光器は太陽フレアから放射されるX線輝線スペクトルの観測を順調に続けている。この装置は結晶のブラッグ反射を用いて天体からのX線の分光観測を行うものとしては我国初めての試みであり、1981年に打ち上げられるASTRO-Aの飛しょう実験と重ねたものであった。X線結晶分光器を用いてフレアの高温度プラズマの分光診断をする実験は10年以上前から米国、ソ連で始められ[1]、波長分解能、時間分解能を改良しつくり返されてきた。フレアは1分以下の短い時間に変化する激しい現象なので高い時間分解能が要求されるが、そのような観測は現太陽極大期になって初めて試みられた。まず1979年米国のP 78-1衛星が30秒の時間分解能で1千万度以上で放射される1.85 Å付近の鉄輝線と約一千万度で放射される3.2 Å付近のカルシウム輝線の観測を始め、1980年2月14日に打ち上げられたSMM (Solar Maximum Mission) では同じ波長域のスペクトルをわん曲型結晶と位置検出型比例計数管の組合せにより同時に検出するという強力手段により時間分解能を飛躍させた。SMMに続いて打ち上げられたたんせい4号の分光器は、衛星のスピンをういて波長走査を行うユニークな方法を試みており、時間分解能をスピン周期の半分(最高6秒)にまで上げる事に成功した。現在この3つの衛星により成果を競い合っている訳だがP 78-1とSMMが波長分解能に重点をおいてGeを分光結晶として使用しているのに対し、たんせい4号では波長分解能は劣るが反射能の極めて良いLiF結晶を用いて感度の非常に秀れた観測をめざした。LiFの反射能はGeに比べて約20倍良い。その結果、X線強度が低いフレアの立ち上り時の輝線スペクトルを受ける事に初めて成功した。たんせい4号の分光器では、温度上昇中のスペクトル分析が可能であり、フレアプラズマの加熱過程と対するはっきりした描像が得られたと考えられる。6月1日までののべ30日間に渡る集中観測により約160個のフレアがうかりその後も観測を継続中であるが、現在までに解析された約20個のフレアについての共通する性質及び導出されたフレアプラズマの加熱の特長について報告する。

## 2. 装 置

分光器は衛星に固定された2つのLiF結晶(ユニット1)と1つのNa(Tl)シンチレーションカウンタ及び電気系(ユニット2)からなる。分光方法は、衛星のスピン軸を太陽から僅少角(約1.3度)オフセットさせておく事によりX線の分光結晶へのブラッグ入射角をスピンにより周期的に変化させ自動的に波長走査を行う方式である[2]。2つの結晶はそれぞれ鉄輝線の密集する1.85 Å付近と、カルシウム輝線の3.2 Å付近を同時に走査する。この方法では走査波長範囲、波長分散度は衛星のスピン軸とフレアのなす角度によって僅かに変動する一方、時間分解能、感度、波長分散度はスピン周期に大幅に依存する。標準的なスピン離角1.3度での走査波長範囲は1.8-2.0 Åと3.1-3.25 Åであり、 $n$  rpm ( $n=1\sim 5$ で運用)のスピン周期での時間分解能は $30/n$ 秒、感度は鉄、カルシウムの波長域でそれぞれ $0.69/n$  cm<sup>2</sup>S\*、 $0.26/n$  cm<sup>2</sup>Sである(\*注 地球軌道で1輝線につき $I$  ph/cm<sup>2</sup>Sのフラックスがあったとき $0.69 I/n$ のカウントが得られる)。結晶のRocking Curveに対応する波長分解能は1.8 Åで約0.005 Åであるが実際に得られる波長間隔は衛星の2種類のデータサンプル時間250 msと32 msに応じて鉄波長域(1.88 Å)で0.0021

nAと0.00026 nA, カルシウム波長域 (3.17 Å) でそれぞれ0.0015 nA, 0.00018 nA となる。短いサンプル時間の時と低いスピンドレートの時にのみ結晶固有の分解能が得られる。この場合を高分散スペクトルと呼び低分散スペクトルと区別する事にする。分光器の諸性能を表1に示した。前に述べたように波長分解能は中程度であるが感度-時間分解能の組合せでは今までの衛星観測の中で一番秀れた性能を有する。

第1表 分光器の諸性能

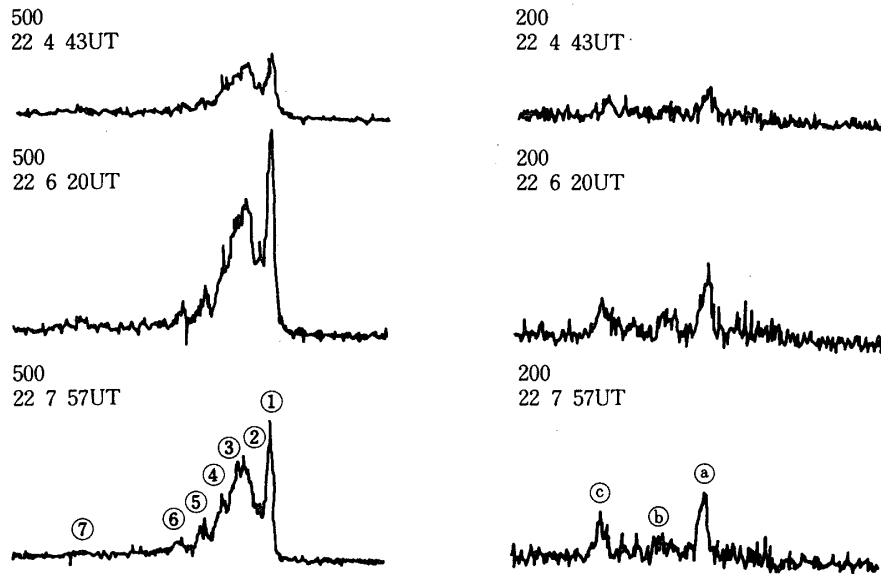
	チャンネル1	チャンネル2
結晶	LiF (2d = 4.026 Å)	LiF (2d = 4.026 Å)
結晶とりつけ角度	28.0°	52.1°
結晶分解能	0.0052 Å	0.0036 Å
波長範囲	1.8 - 2.0 Å	3.1 - 3.25 Å
有効面積	5.3 cm <sup>2</sup>	3.0 cm <sup>2</sup>
検出器効率	0.94	0.80
感度	0.69 / n cm <sup>2</sup> S	0.26 / n cm <sup>2</sup> S
積分反射能	428 × 10 <sup>-6</sup> rad	

## 3. データ解析法

図1に分解能0.005 Åのスペクトル例を示す。鉄輝線は1.85 Åから1.94 Åの間に約7本のピークがみられ Doschek et al. [3] の P78-1 の高分解能観測との比較から表2のように同定される。これらのピークは、1.85 Å Fe XXV を除いて更に細かい輝線が多数ブ

第2表 同定された輝線 (番号, 符号は1図を参照; 鉄輝線の文字分類は[4]による。

① 1.85 Å	Fe <sup>+24</sup> (w): $^1S_0 - ^1P_1$
② 1.855 Å	Fe <sup>+24</sup> (x): $^1S_0 - ^3P_2 + Fe^{+23}(t)$
③ 1.865 Å	Fe <sup>+23</sup> (q, k, r, j)
④ 1.875 Å	Fe <sup>+22</sup> : $1s^2 2s - 1s 2s 2p$
⑤ 1.885 Å	Fe <sup>+21</sup> : $1s^2 2s^2 2p - 1s 2s^2 2p^2$
⑥ 1.895 Å	Fe <sup>+20</sup> : $1s^2 2s^2 2p^2 - 1s 2s^2 2p^3$
⑦ 1.935 Å	Kα
⑧ 3.177 Å	Ca <sup>+18</sup> : $^1S_0 - ^1P_1$
⑨ 3.19 - 3.195 Å	Ca <sup>+18</sup> : $^1S - ^3P$
⑩ 3.21 Å	Ca <sup>+18</sup> : $^1S_0 - ^3P_1$

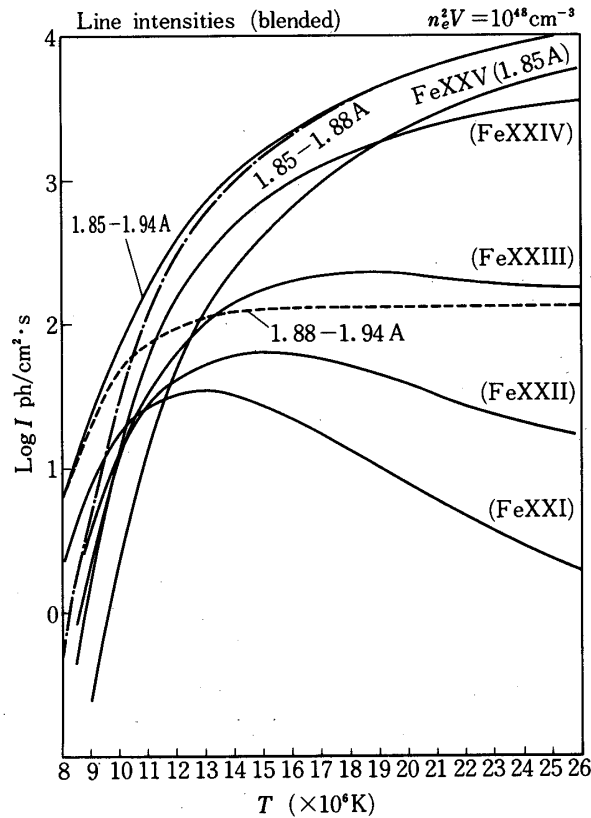


第1図 鉄輝線域 (1.8 - 2.0 Å), カルシウム輝線域 (3.1 - 3.25 Å) のスペクトル同定は表1参照.

ブレンドしているが、大体は長波長から短波長にかけて Fe XXI → Fe XXV の電離シーケンスの順に分布しており、1.935 Å の  $K_{\alpha}$  の線を除く輝線の相対強度は電離温度をよく反映すると思われる。カルシウム輝線にみられる3つのピークは短波長から順に Ca XIX (He-like) の共鳴線, intercombination line, forbidden line に対応する。但し、後2者には satellite line がかなり多数ブレンドしている。

ブレンドがあるため Gabriel [4] により提案された He-like の共鳴線と2電子再結合線の強度比から電子温度を求める診断は行えない。Doschek et al. [3] の結果からフレアの鉄輝線スペクトルはかなりよく電離平衡にあると予想されるので電離平衡を仮定しての解析を行った。このために、1.85 - 1.94 Å に存在すると考えられる39本のスペクトル線を考慮に入れて電離平衡時における輝線強度の温度依存を表2の7波長域、1.85 - 1.88 Å (主として Fe XXV, XXIV, XXIII) 及び 1.88 - 1.94 Å (主として Fe XXII, XXI, XX) の2波長域、1.85 - 1.94 Å の全域について計算した (図2, (5), (6))。

一方、得られたデータについては(1) 1.85 - 1.94 Å の鉄輝線全強度(2) 3.1 - 3.3 Å のカルシウム輝線全強度(3) 1.85 - 1.88 Å と 1.88 - 1.94 Å の2波長帯の強度比、(4) 1.93 - 1.94 Å ( $K_{\alpha}$  線) の全鉄輝線群に対する強度比、の4つの量の時間変化をプロットし(図3)、(3) の強度化を計算値と比べて温度を導き、この温度を用いて(1) の全強度からエミッションメジャー ( $N_e^2 V$  以下 EM と省略する) を求めた。こうして求めた温度は一種の電離



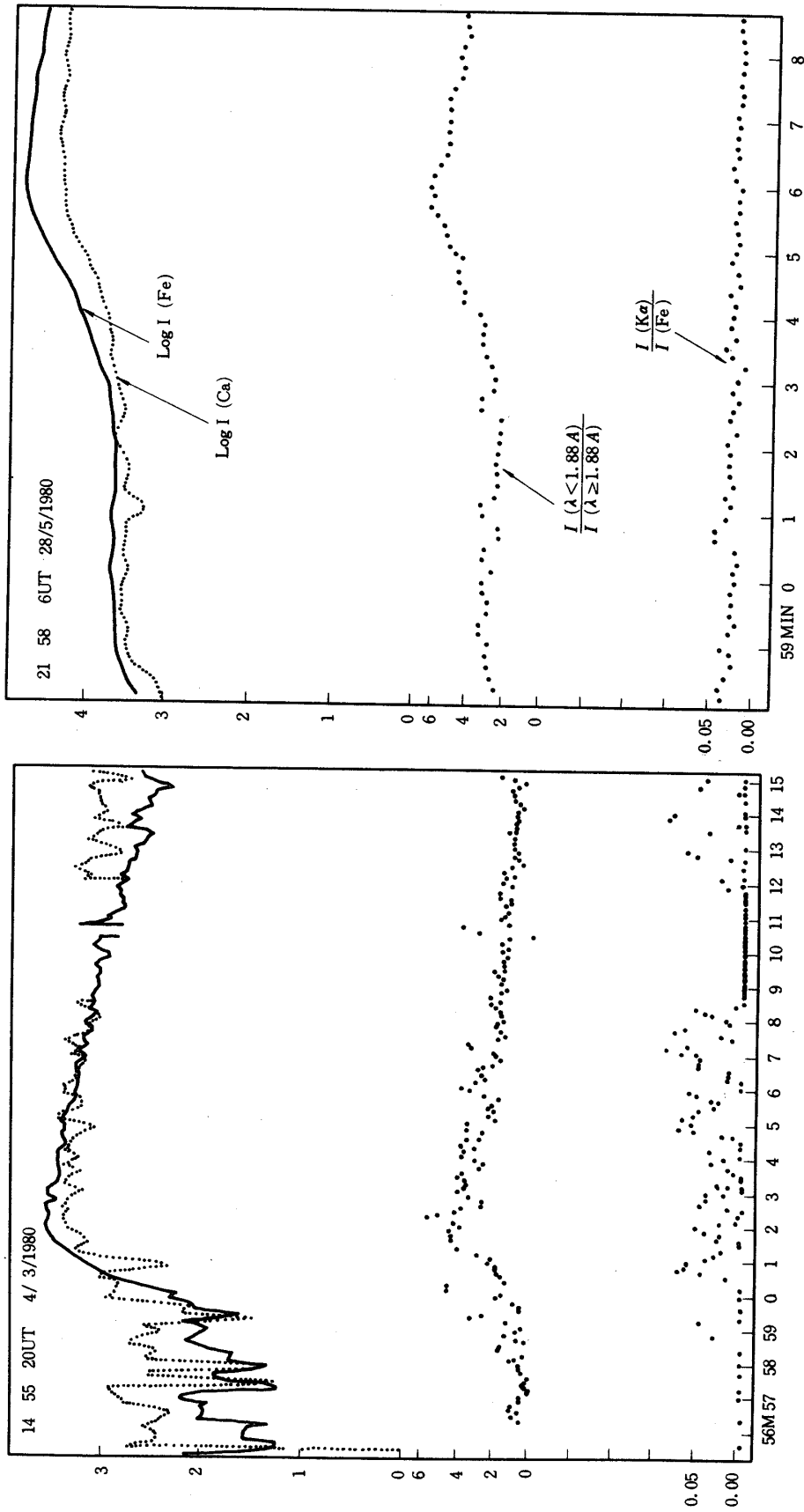
第2図 電離平衡を仮定して計算した各輝線強度

温度である。強度比を出す際 1.88 Å を境にした理由は、この波長が丁度 Ca XIX の 3.177 Å の強い輝線と Bragg 角度が一致し同時にサンプルされるので低分散スペクトルの場合でも正確に波長分離が行えるためである。温度と EM の時間変化の例は図 8 に示される。

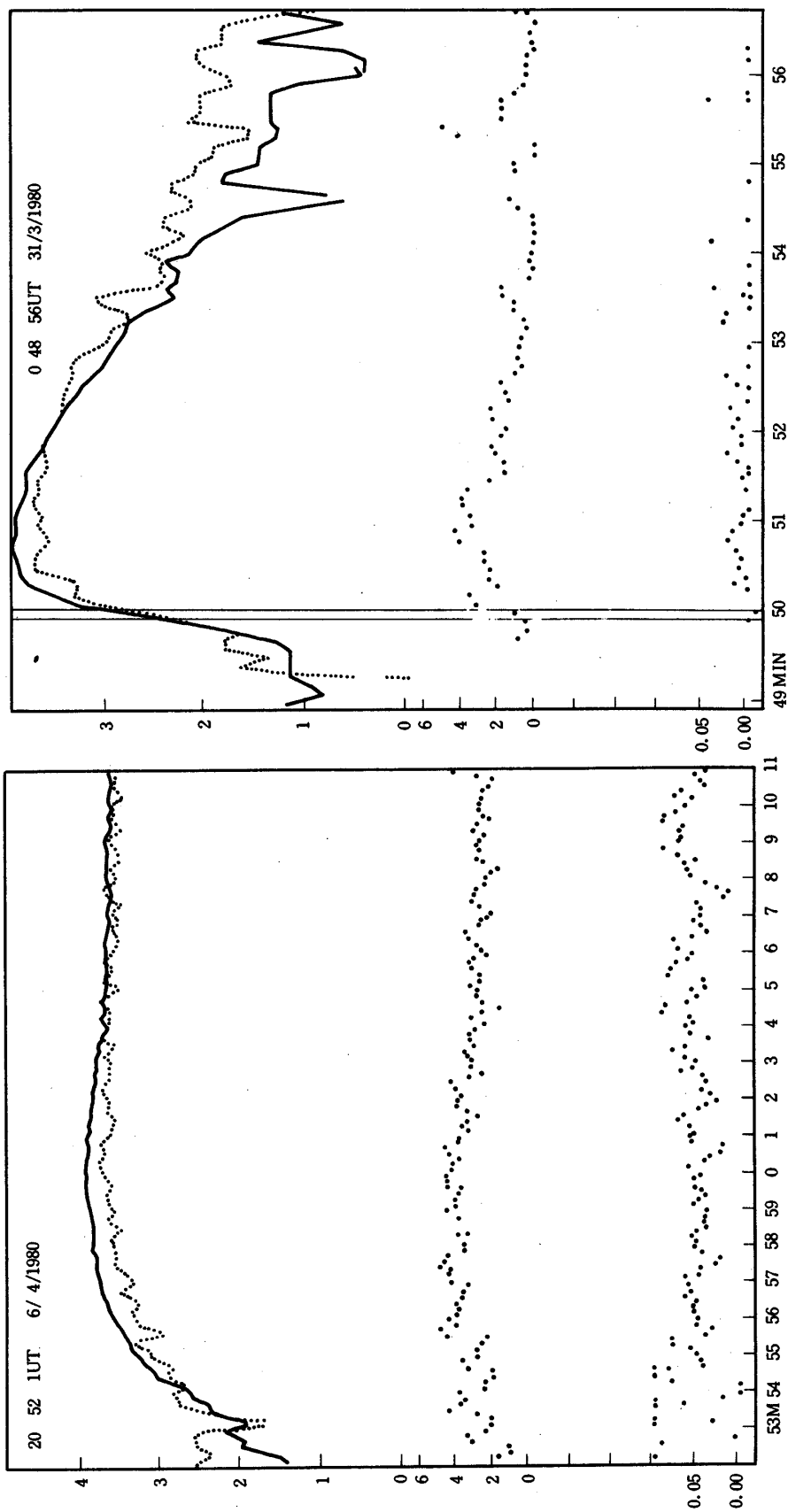
高分散データについては表 2 の 7 波長域について時間変化をプロットし (図 6) 各波長域間の強度比と計算値を比べて温度を求めるか (図 9 の下)、又はあらかじめ 3 つの温度を仮定してそれぞれの温度に対するエミッションメジャーを求める方法により解析した。

#### 4. 輝線全強度の時間変化

今まで軟 X 線フレアの時間的変化は連続スペクトルの広波長域帯強度により調べられただけで、輝線スペクトルによる解析は今回が初めてである。図 3 の例にみるように鉄輝線がみえ出すのは全強度が  $10 \text{ photon/cm}^2 \text{ S}$  程度になったときで温度は 900 - 1000 万度、EM は  $5 \cdot 10^{46} - 10^{47} \text{ cm}^{-3}$  ぐらいである。この時点では硬 X 線やマイクロ波のバーストはまだ始まっていないのが普通である (図 12 参照)。鉄輝線強度のピーク値は  $10^3 \text{ ph/cm}^2 \text{ S}$  (X 線分類で C-class) から  $10^{5.5} \text{ ph/cm}^2 \text{ S}$  (X2-class) に分布する。たんせい 4 号が今ま



第 3 図 強度の時間変化の例 (横軸は分単位), 上から鉄輝線全強度 (実線), カルシウム輝線全強度 (破線), 対数スケール,  $I(1.85-1.88 \text{ \AA}) / I(1.88-1.93 \text{ \AA})$  (真中)  $I(K\alpha) / I(1.85-1.94 \text{ \AA})$  下.



第3図 (その2)

でに受けたフレアはほとんどが M1 - class 以下の小フレアでこれ以上の大きなフレアは、M2.8, M6.9, M8, X2.2 の4つのみである。

鉄輝線強度の時間変化は様々であるが、共通している事はみえ出してから30秒～4分間平らな又は非常にゆっくりした上昇期間がある事である。大部分のフレアではこの初相は1分程度続きその後強度は急上昇する。初相だけで終るフレアもある。急上昇の時間は30秒～6分に分布し小フレアの典型では約2分である。増加率は対数スケールで毎分0.4 - 2.1で初相の最大増加率0.15 / min と区別される。1.0 / min 以上の増加率のフレアはかなり急な立ち上りを示すと言える。一般に初相の短いフレアは立ち上りも急である。強度の減少率は一般に増加率よりもかなり小さく最大減少率は-0.7 / min である。立ち上りの速いフレアは下り方も速い傾向がみられる。この傾向は最大強度には依らない。概して小フレアの強度の時間プロフィールは時間の縮尺により相似形を示すといえる。一般に強度の減少時間は立ち上り時間の4～5倍である。一番短いフレアでも鉄輝線のみえている時間は6分程度である。カルシウム輝線では鉄輝線と比べて急上昇率、減少率共に小さく、ピークもより平坦でピークに達する時刻も1分程度遅れる事もしばしばある。ピーク時の鉄輝線とカルシウム輝線の強度比は約2ではぼ一定であるが初相のみで終るフレアではこの比は逆転する事がある。全輝線強度の時間変化の特長は連続スペクトルのそれと概して同じであるといえる。

## 5. スペクトルの時間変化

### 5.1 一般的な特長

図4は、立ち上りの比較的ゆるやかなフレア (M2.8) の高分散鉄スペクトルの時間変化を示す。立ち上りの時から1.865 Å 付近 (Fe XXIV が主) にピークがあり、強度の上昇と共に1.85 Å の Fe XXV 共鳴線の相対強度が増し強度の減少時には又元に戻る。図4の例では立ち上り時において1.85 Å と1.865 Å の強度は逆転する。図6には図4のスペクトルを6波長域に分けた時の各波長率の強度変化が示されるが Fe XXV の相対強度の増大が顕著である。Fe XXIII, XXII, XXI 及び  $K\alpha$  間の相対強度がフレアの全期間ほとんど不変である事が注目される。

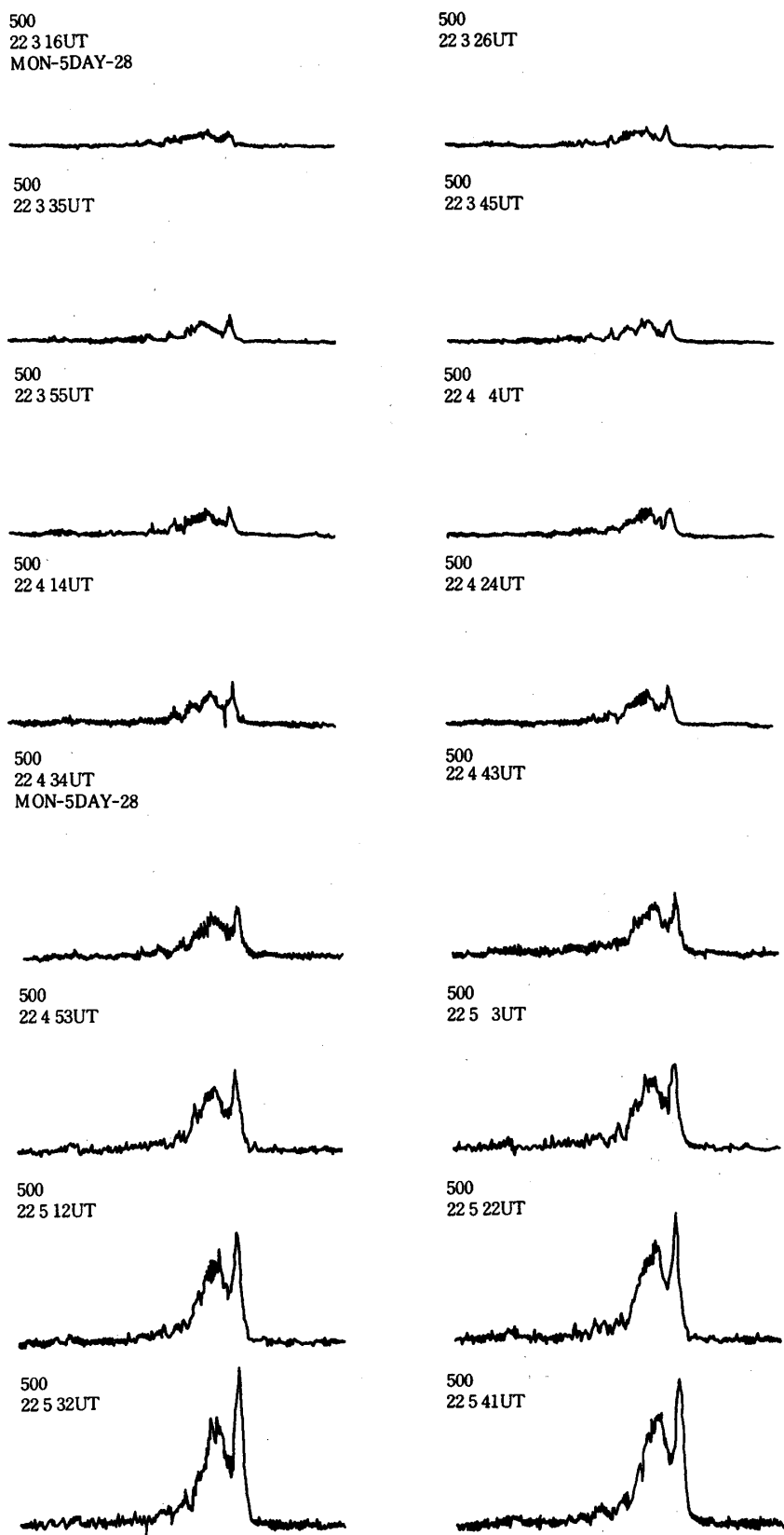
低分散スペクトル (図5) では Fe XXV がはっきり分離しない場合が多いが、短波長域 (1.88 - 1.88 Å) の長波長域 (1.88 - 1.94 Å) に対する相対強度がフレアの立ち上り時に増大するのがはっきり分る。図3 (中) からこの相対強度は鉄輝線全強度 (図3上) と極めて相似的な時間変化を示す事が分る。但しこの関係は M6.9, X2.2 の大フレアについては例外で、相対強度の方が全強度に比べて1分程度早くピークに達する。

Fe XXV や短波長帯の相対強度の増加はプラズマ全体としての温度の上昇を意味するのでプラズマの加熱期が鉄輝線でとらえられたといえる。

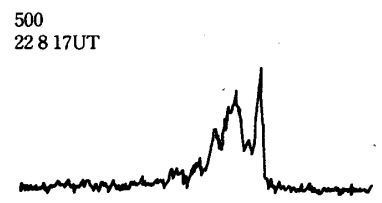
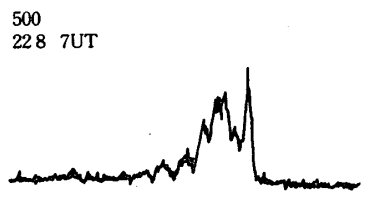
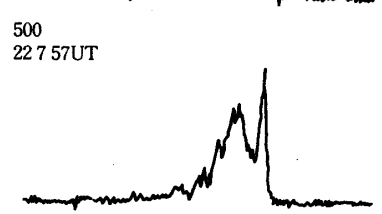
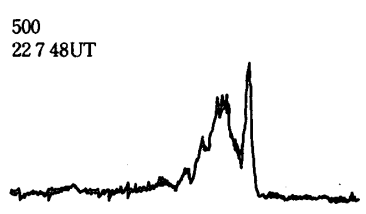
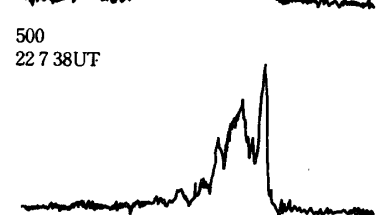
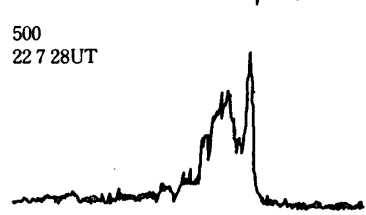
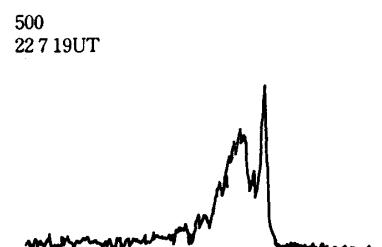
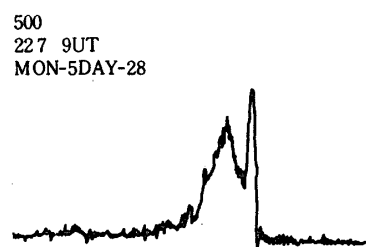
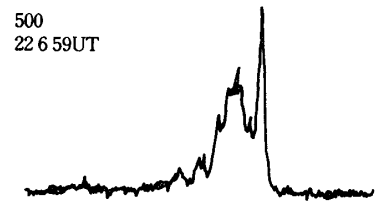
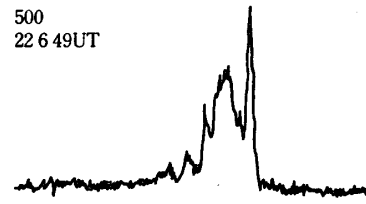
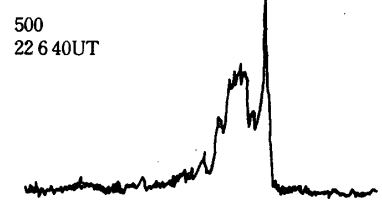
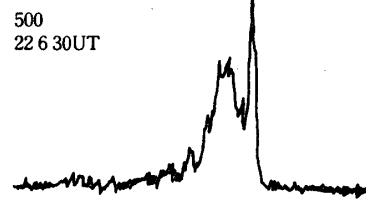
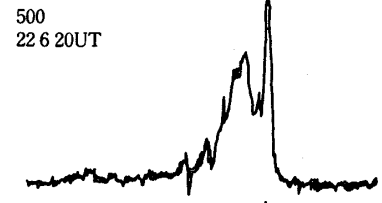
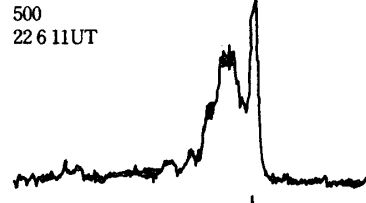
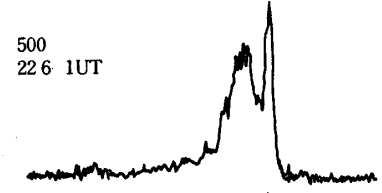
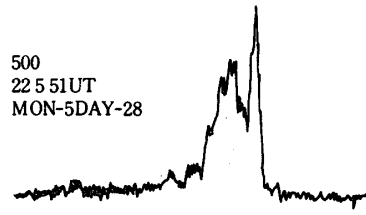
### 5.2 急激な波長シフト

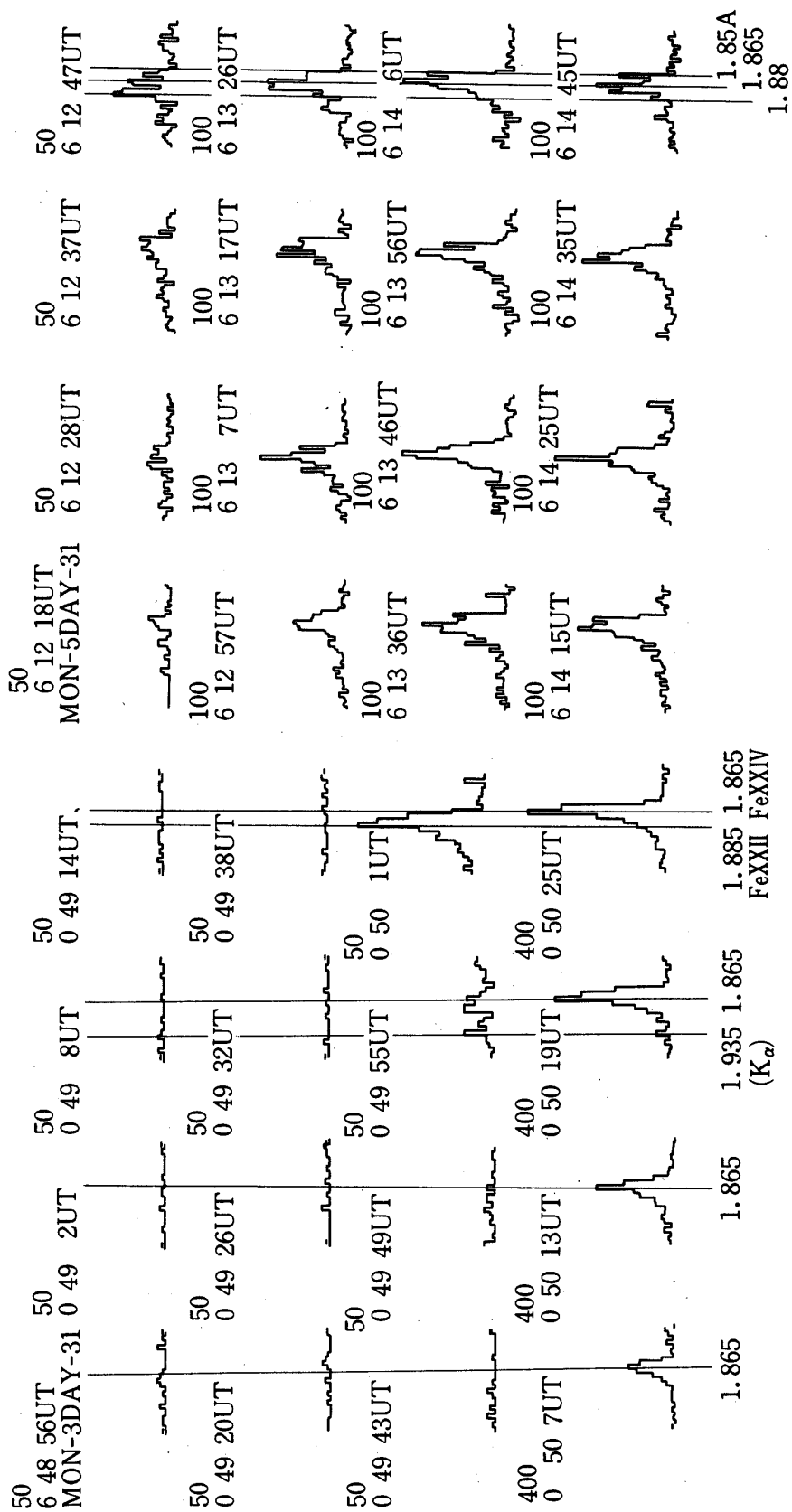
プラズマが加熱される時低い温度でみられる低い電離状態のイオンが次第に高い電離状態のイオンに移っていく事が予想される。しかし、大抵のフレアでは鉄輝線が見え出す時から1.865 Å 付近に強度ピークがあり、始めから既に Fe XXIV 特長にまで電離が進んでいる事を暗示する。しかし初相が短く立ち上りが極めて速いフレアについては、その初期において



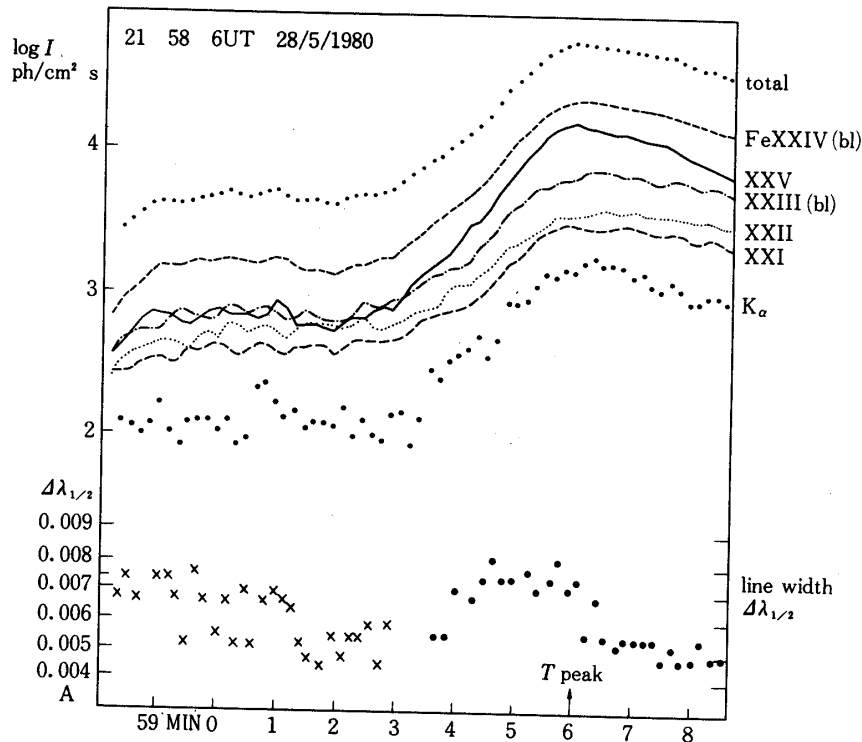


第4図 高分散鉄スペクトルの時間変化（1980年5月28日22UT）





第5図 低分散鉄スペクトルの時間変化左3月31日0:49UT(図5a)右5月31日6:12UT(図5b)



第 6 図 5 月 28 日 22 UT フレアの各波長域強度変化と線幅の変化

強度分布のピークが低電離イオンの長波長側から高電離イオンの短波長側へと急速に移動する現象が見つかった。このような例は約 3 例あり、いずれも低分散スペクトルで得られている (図 5)。図 5 a の例ではこの変化は立ち上りの 12 秒間にだけみられた。まず 0:49:55 UT には 1.935 Å ( $K_{\alpha}$ ) と 1.885 Å に 2 つのピークが現われ、次の 6 秒後には強度が 4 倍になると共に 1.885 Å が単一のピークになり、更に 6 秒後には強度が 3 倍になりピークは 1.865 Å (Fe XXIV) に移動した。このフレアのマイクロ波 (17 GHz) バーストをみると非常にシャープな継続時間 20 秒程のスパイクが 00:49:51 UT に始っており、00:50:05 UT にピークに達している。波長シフトのみられる直前にバーストが始まる事が分る。図 5 b の例でも 1.88 Å から 1.865 Å への移動は 6 秒で終わっている。移動の時刻は硬 X 線のバーストのスパイクと正確に一致している (図 12 a 参照)。もう一つの例では最初 1.89 Å にピークがあったスペクトルがやはり 6 秒後に 1.865 Å に移動するが 12 秒後には  $K_{\alpha}$  が強く放射され 25 秒後には 1.88 Å が再度ピークになり、その後は 1.865 Å ピークとなって強度が増大している。この例では初めの 25 秒間全強度は一定であった。強度が一定である事は初めに加熱されたプラズマがすぐ冷却し同じか別のプラズマ塊に再度加熱が起る事を意味するかもしれない。これらの例は初めの加熱が起る時小プラズマ塊が 10 秒以内の短時間で加

熱される事を物語るだろう。

急激な波長シフトが起きた後ピークが不変である事からプラズマ全体が同時に加熱されるのではなく、小プラズマ塊が次々に加熱され高温部へつけ加わると考えられる。

### 5.3 輝線幅の変化

スペクトルの分解能はブラッグ結晶に固有な幅 0.005 Å で制限を受けるが、図4のデータをみると Fe XXV 1.85 Å の輝線幅が強度上昇時からピークにかけて増大する様子が分る。この輝線の全半値幅の時間変化は図6(下)に示される。強度の平坦な初相においても一度幅が増大するようにみえるが、この時期の線プロファイルはカウント数が少く精度が悪いので確かでない。強度上昇時に幅は 0.0075 Å にまで急に増え、約 1.5 分後強度極大直後に急に減少する。この輝線幅の増大期には個々の線幅が広いためスペクトル全体がはっきりしたピークに分離できない事が分る。(図4)。分光器の機器幅を補正するとピーク時の真の幅は 0.0056 Å となり、ドップラー幅とするとイオン温度は  $5 \times 10^8$  度にも達する。イオン温度が電子温度の 10 倍以上あるとは考えられず、幅は 220 km/s 程度の乱流によるとすべきであろう。

### 5.4 $K_{\alpha}$ 線の強度

1.935 Å の  $K_{\alpha}$  線の放射される機構として2つ考えられている。

(1) Fe<sup>+21</sup> (B-like) より低いステージのイオンのK殻電子が電子衛星衝突によりたたき出された後、2P電子が1Sにおちる時に放射される。比較的低温のプラズマが急に加熱されるか非熱的電子が急に形成される時に起る。

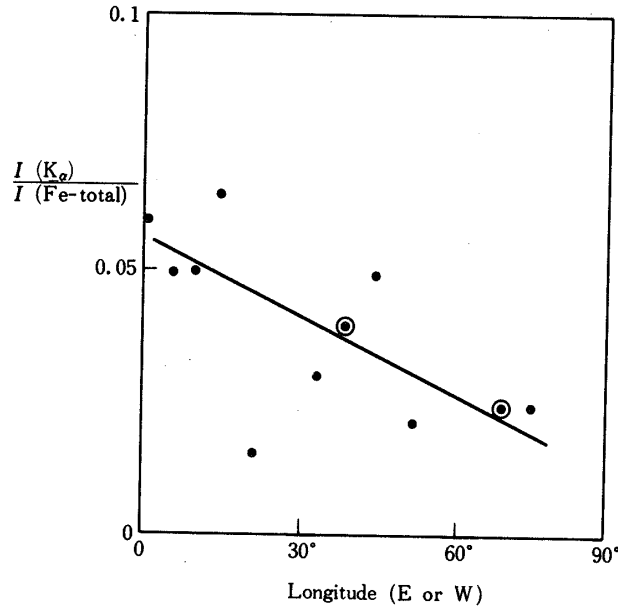
(2) X線の輻射により彩層光球の Fe II がK殻電離を起す時に放射される。 $K_{\alpha}$  線の放射量は電離を起すエネルギーのX線のフラックスに比例するはずである。

5.2で説明した急激な波長シフトに伴う  $K_{\alpha}$  線放射は(1)によるものであろう。その際急激な加熱によって発生した高温電子の衝突によるか硬X線バーストをになう高エネルギー電子の衝突によるのかは現在までの解析では仲々区別しにくい。一方、 $K_{\alpha}$  線はフレアの全期間に渡ってみられ、その鉄輝線全強度に対する比はほぼ一定である事が分る。(図3下) 大きなフレアでこの比が非常によく一定値を保つ場合が2例ある。他の例ではフレアの初期と末期にこの比が大きくなる場合が多い。鉄輝線全強度はほぼK殻電離X線(約7 KeV)量と比例するだろうから、これらの事実は(2)による  $K_{\alpha}$  線放射を支持するようにみえる。多分フレア初期の加熱期と末期の冷却期に(1)の機構が加わるのかもしれない。

フレア毎に  $K_{\alpha}$  線の全鉄輝線強度に対する比の平均値をフレアの場合の太陽中心からの経度距離に対してプロットすると(図7)、太陽中心から同縁へ向って比が減少する傾向がみられる。これは(2)のX線照射モデルに有利な要因であるが、定量的解析はまだなされていない。

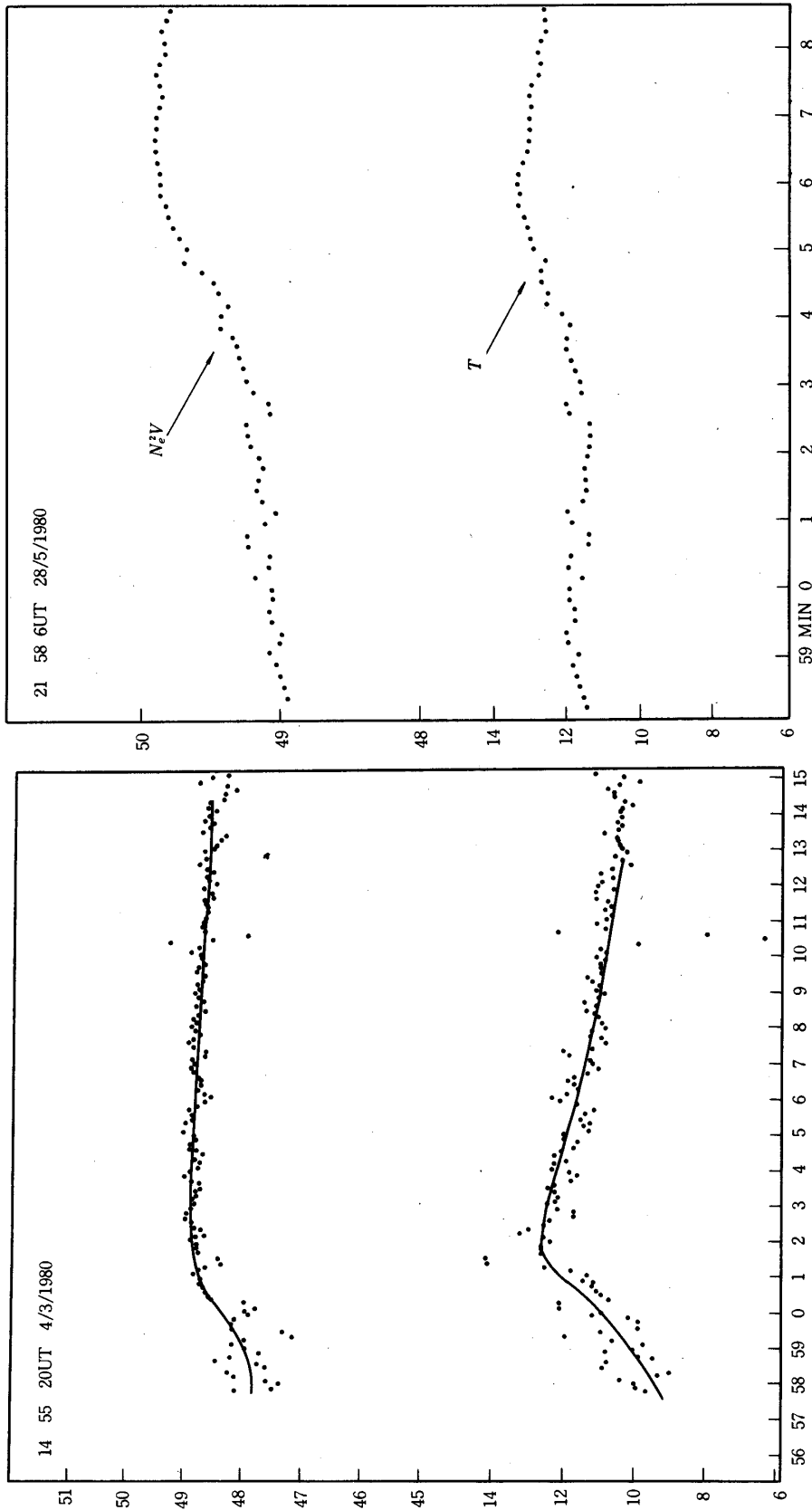
## 6. 温度とエミッションメジャー (EM)

従来の連続スペクトルの解析においては、フレアの初期に温度の極大があり温度下降時にEMが極大に達するという結果が報告されている [7]。この2つの極大時間のずれが今までの加熱機構のモデルに影響を与えていたといえなくはない。鉄輝線の電離平衡による解析

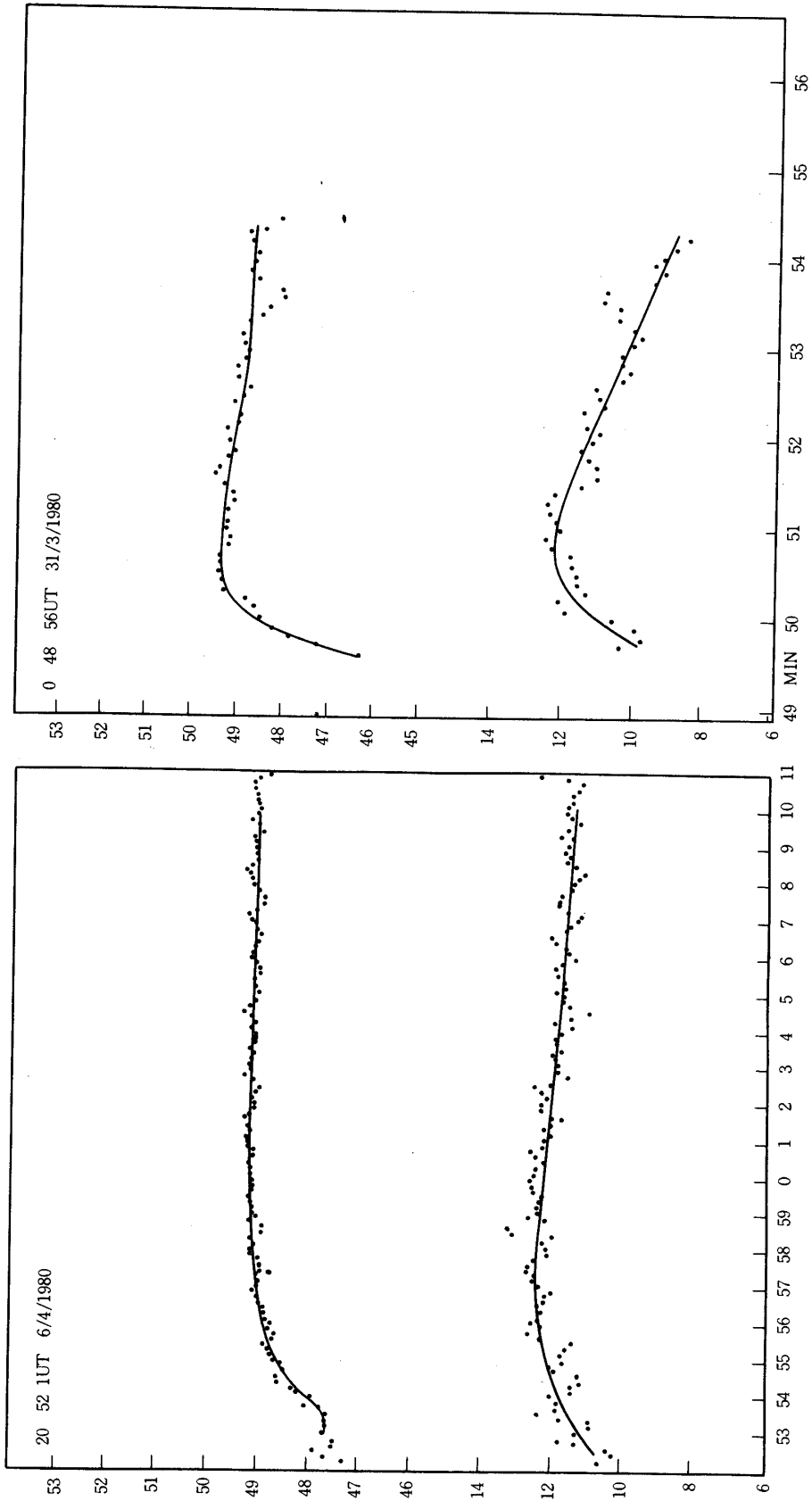
第7図  $K_\alpha$  の相対強度とフレアの位置の関係

によって求めた温度、EMの時間変化は図8 a, bに示されるがM6.9, X2.2の2つの大フレア(図8 b)を除くすべての小フレアについて温度とEMの時間変化の様子は大変相似である事が判明した。一般的に大きなフレアでは温度の極大時間がEMの極大時間に1~2分先行するのに対し、小さなフレアでは両者はかなりよい精度で一致するといえる。スカイラブの結果により、小さなフレアでは少数のループが同時にX線で光るのに対し、大フレアでは沢山のループが時間的にずれて次々に光っていくのがみられる。従って、一本のループの中での基本的なパターンとして、温度とEMが時間的に同様に変化すると考えれば、大きなフレアでの両者のずれは次のように説明できる。多数のループが次々にフレアになっていく時、初めにフレアになるループほど極大温度が高く、従って温度の極大は最初のループ中での加熱のピーク時に一致するのに対し、EMは時間的に異なった発達を示す複数のループが加算的に寄与するために初めより複数のループが現われた時にピークになるであろう。今までの連続スペクトルの解析でこの事が見つからなかった理由としては、連続スペクトルには鉄輝線が出るより低い温度のプラズマまでが寄与する効果によるか又は今までの解析では小フレアが避けられてきたと考えられるかもしれない。再吟味が必要とされる。

温度とEMの増大及び減少の仕方の関係は、図10のT(t) - EM(t)相関図からうかがえる。この図で時間は矢印の方向に進んでおり、増大時と減少時に同じパスを通らない事が分る。温度が極大に達してからEMだけが増え、その後上昇時とほぼ平行なパスを通り減少する。もし純粋に断熱的な変化をするならば図中に示された $r-1$  ( $r=5/3$ )の勾配に

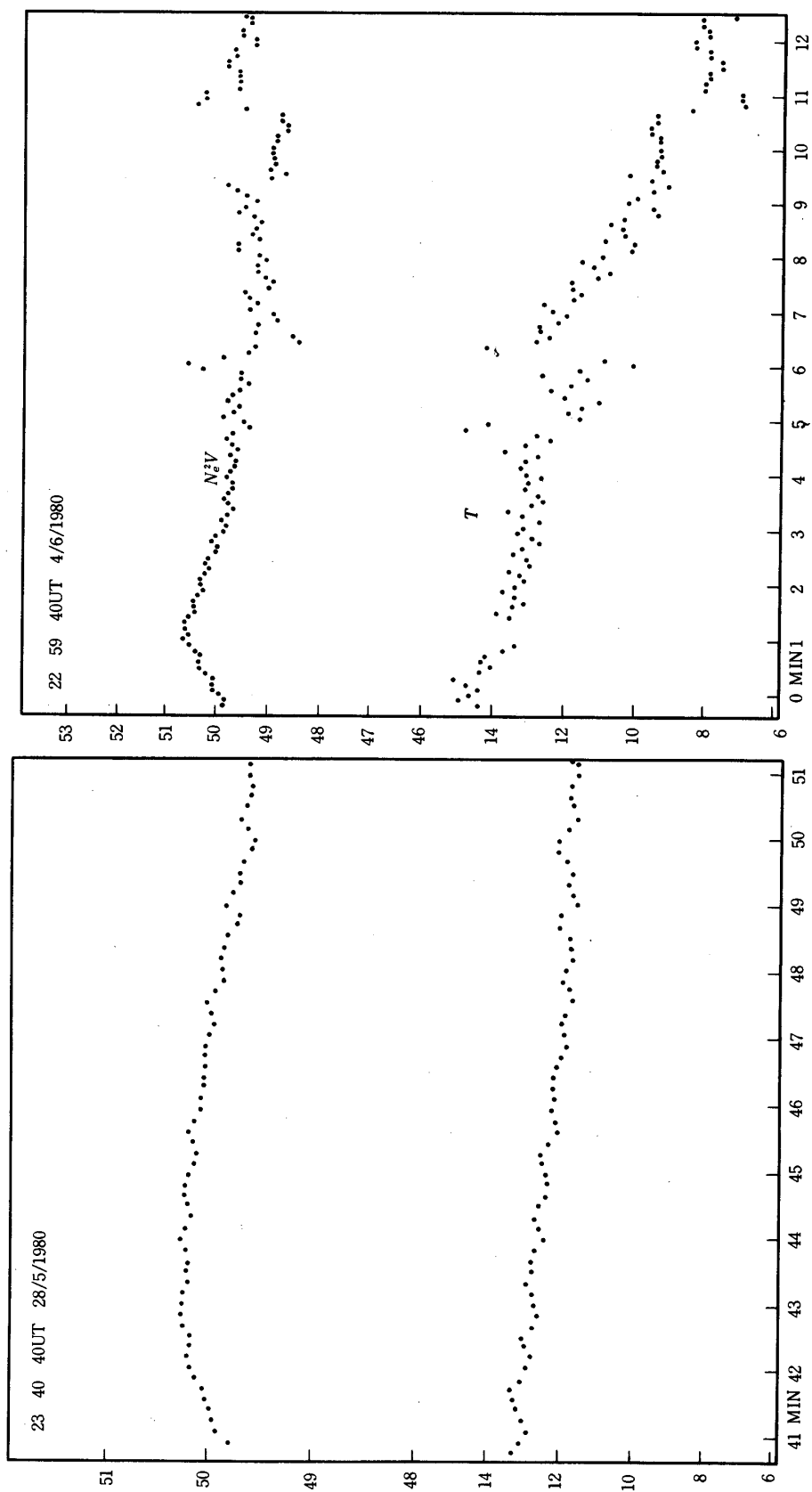


第8a図 図3のフレアに対応するエミッションメジャー（上、対数スケール）と温度（下、 $10^6$  K単位）の時間変化

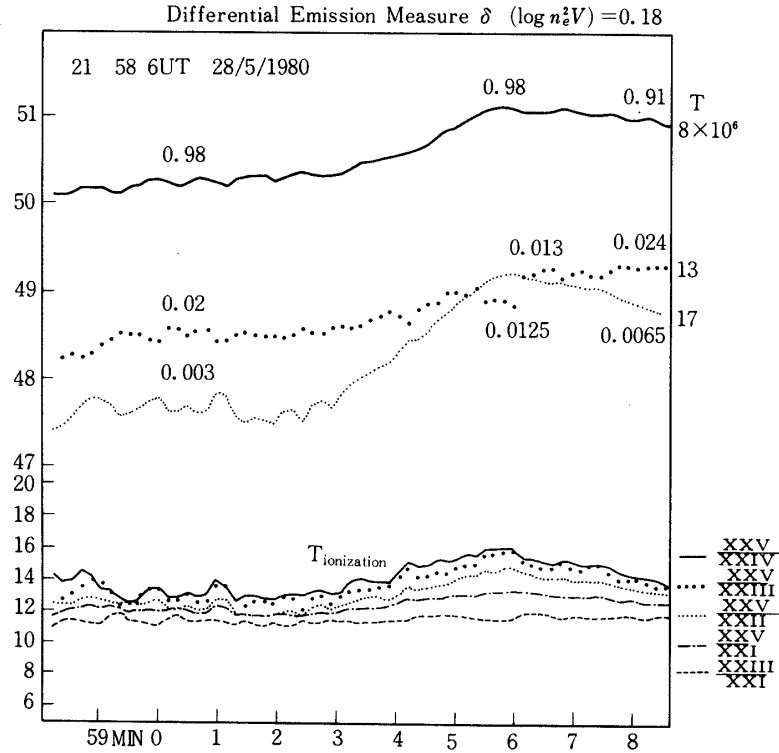


第8図 (その2)





第8b図 TのピークがEMピークに先行する例左 X2.2フレア 右 M6.9フレア

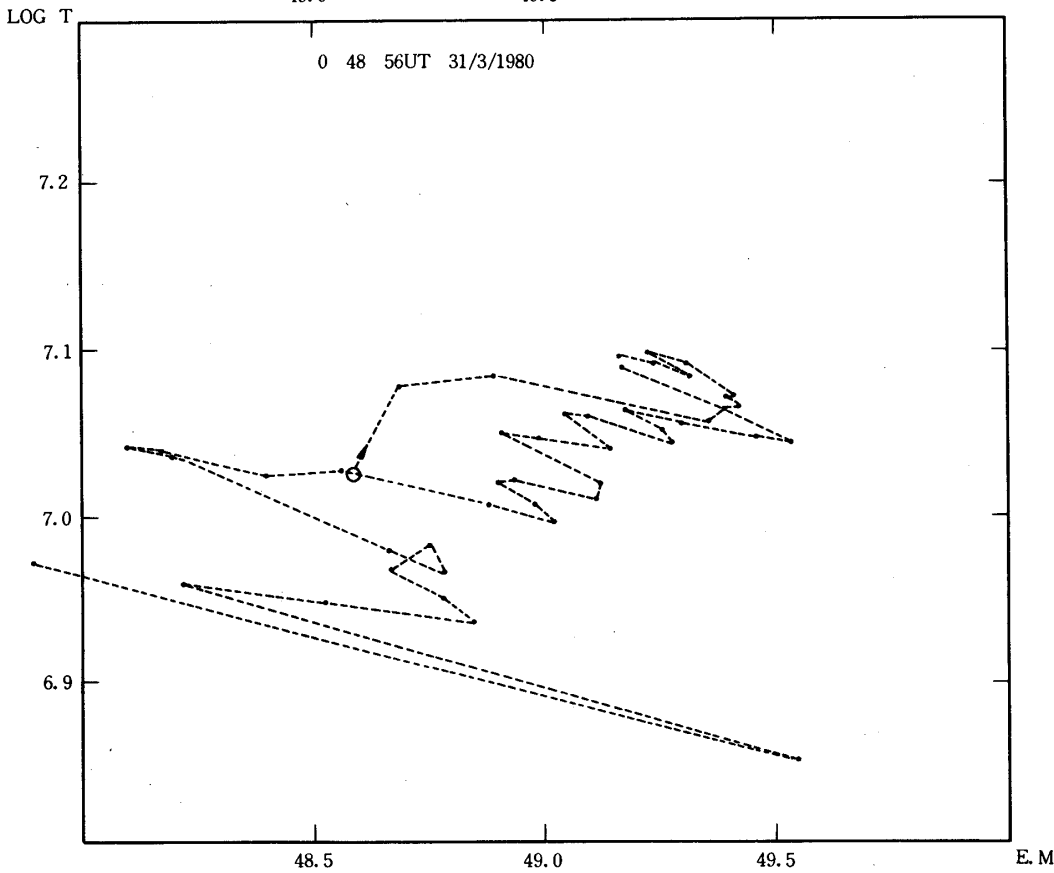
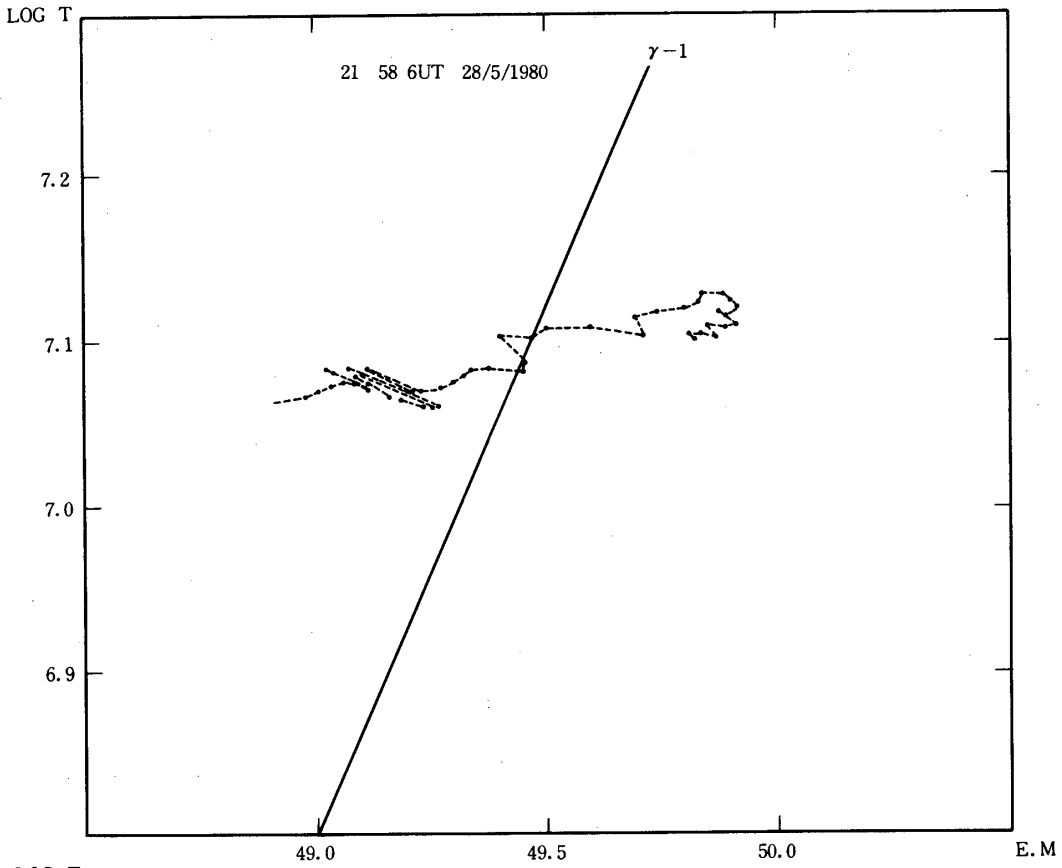


第 9 図 3 温度のエミッションメジャー (上)  
色々な電離温度 (下)

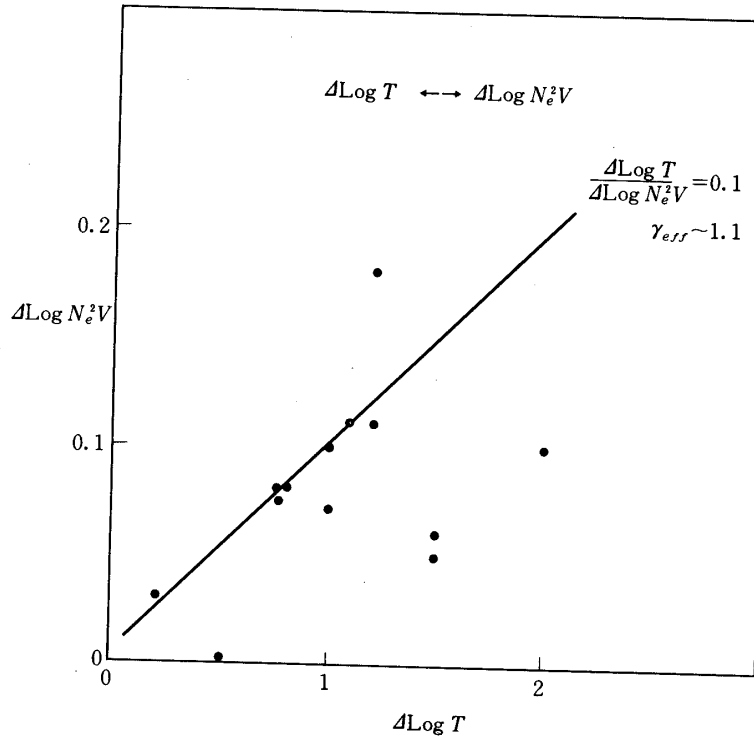
沿って上昇, 下降するであろう. 上昇時, 下降時の有効  $r$  は 1.1 程度である. 温度極大後の EM のシフトは質量の供給を意味するかもしれない. この新たな質量増加はループ内の熱流による彩層物質の蒸発と考えるのが妥当であろう [8].

各フレア毎の温度上昇度 (初めの温度と極大温度の比) と EM の増加度の相関をみたのが図 11 である. きれいな相関があるとは言えないが  $r = 1.1$  の線にのるといえそうである. 断熱変化というよりはかなり等温変化に近い.

単一の温度, EM による記述はプラズマが非均質である時には定性的にしか正しくない. 図 6 の高分散データについて色々な輝線間の強度比から電離温度を求めてみると, 図 9 (下) のように異なるイオンの組合せから求めた電離温度は互いに上昇の仕方が異なる結果になった.  $\text{Fe}^{+22}/\text{Fe}^{+20}$ ,  $\text{Fe}^{+21}/\text{Fe}^{+20}$  から求まる温度は時間的に一定であるのに対し  $\text{Fe}^{+24}$  と低いスラージのイオンの相対温度は強度の上昇時に増加する. このばらつきは一見加熱中のプラズマが非電離平衡状態にあるために起るよう考えられるかもしれないが, 実際にプラズマの一樣温度上昇に伴う非平衡電離の計算を実行してみると説明できない事が分った. 計算では温度のばらつき方が逆になる, 即ち低いステージ間の温度の方が高いステージと低



第10図 Log T (t) (たて軸) と Log EM (t) (横軸) の相関図



第11図 各フレアでの  $Ne^2V$  の増加量と  $T$  の増加量の関係. 点線は  $\gamma = 1.1$  の断熱圧縮に相当

いステージのイオン間の温度より高くなると共にこのような大きな温度差は生じない. この現象はむしろフレアの温度が均質でなく色々な温度のプラズマが混在し, その相対量が時間的に変化するという考えで説明されるであろう. 微分的エミッションメジャーの概念を導入して3つの代表的な温度を与え, それぞれの  $EM(T_i, t)$  を各時間で最小自乗法により求めたのが図9(上)に示される. 3つの温度セットはパラメータとして216組与えその中で誤差が最小になる組  $T \sim 8 \times 10^6, 13 \times 10^6, 17 \times 10^6$  Kを採用した. 3つの温度についての  $EM(T_i, t)$  をみると,  $8 \times 10^6$  Kが97%を占めほとんどのプラズマは温度を変えずに  $EM$  だけ増加した事が分る. 一方,  $17 \times 10^6$  Kの  $EM$  は0.3%から1.3%へ増加するのに対し, 中間温度の  $EM$  の相対値はほとんど不変である事から低温部のプラズマの一部が実際に高温部へと移動した, つまり部分的な加熱が起きた事が推定される.

以上のように, フレアの時の加熱現象はプラズマが一様に加熱されるのではなく, 一部が加熱されるだけで全体としては  $EM$  の増加が著しい現象であるといわねばならない. P 78-1のO VIIのスペクトルの解析結果は, フレア中に電子密度が増大する事を示している. O VIIは200万度で放射され鉄輝線の温度領域とは異なるがフレアが密度増大の現象である事を暗示している. 図6, 9のデータについて乗鞍観測所で得られた  $H\alpha$  のフレア核の面積及び位置からフレアのX線ループの体積を概算すると  $4 \times 10^{26} \text{ cm}^3$  となり,  $EM$  から電子密度を求めると  $N_e \sim 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  となる. このような高い電子密度がフレア前からあったとは

考えられず、フレアの時に凝集が起きたと考えられる。凝集は圧縮により生ずると考えられるが、この圧縮は前にも述べたように全体としてはほぼ等温的に起ると考えるべきであろう。

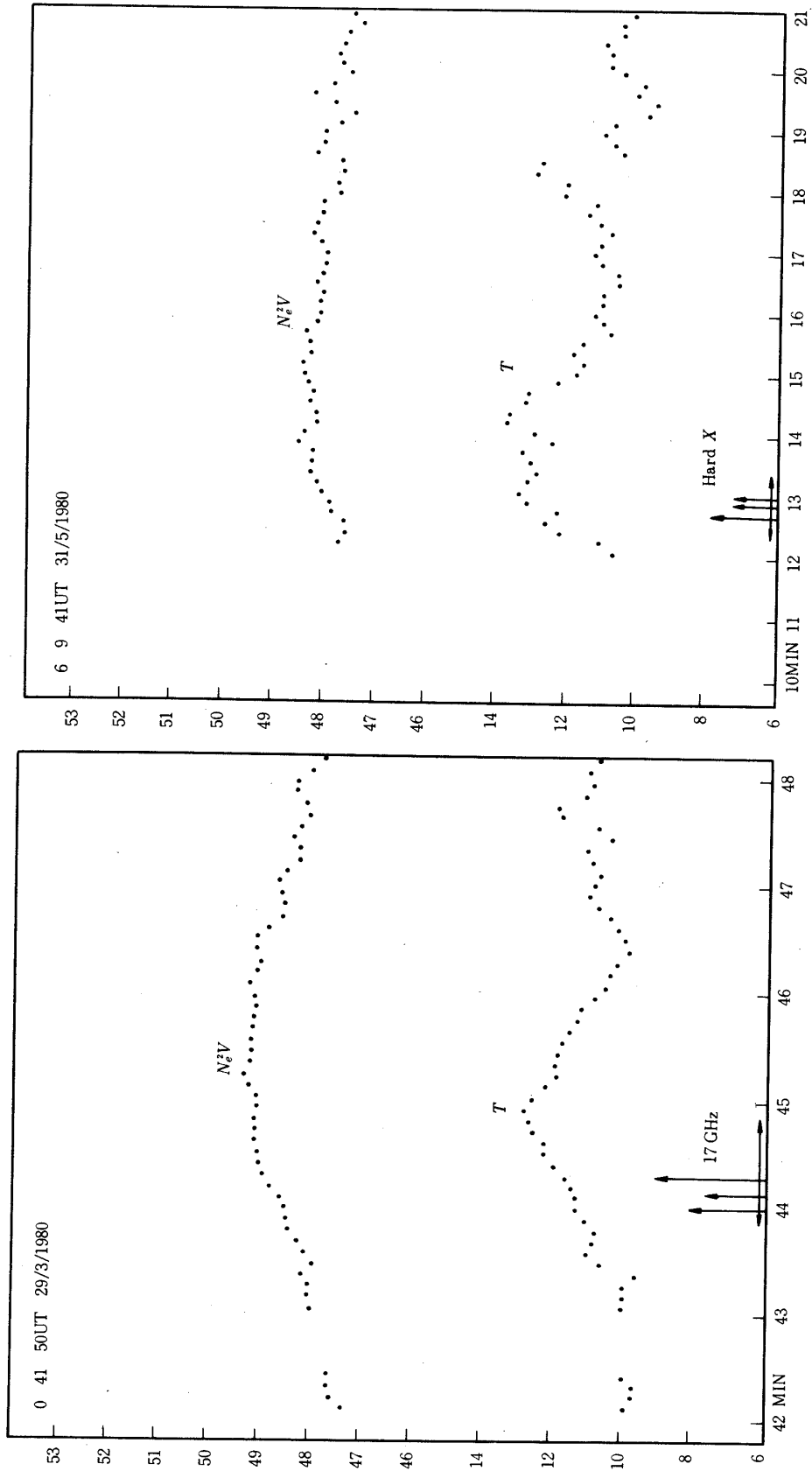
### 7. 硬X線バースト、マイクロ波バーストとの関係

硬X線やコイクに波のバーストはフレアの初期のみに現われ、非熱的電子の加速ないしは超高温プラズマの形成によるものとされている。SMMで得られた硬X線バースト、野辺山太陽電波観測所で得られた17 GHzのバースト数例について鉄輝線のデータと比較してみると、図12に示すようにこれらのバーストは鉄輝線から得られる温度上昇が始まる直後に現われ数個のスパイク状増加を示した後温度がピークに達すると同時に終了する事が分る。この事は加熱の続く期間にのみ高エネルギー電子が形成される事を意味し、加熱と加速の機構の共通性が示される。前にも述べたように、バーストの最初のスパイクとほぼ同時刻に強い $K_{\alpha}$ 線の放射や急激な加熱を意味する輝線の波長シフトがみられる。この事はプラズマの加熱が一見スムーズに起るようにみえているが実際はループの中のあちこちでパルス状に硬X線バーストと呼応して起きている事を思わせる。

### 8. 議論・結論

我々の観測結果は、フレアの初期数分間の加熱期を初めてとらえたと考える。他の衛星で行われている電子温度解析で温度の上昇期がみつからないのは、分光器の感度が小さいため強度の小さな加熱期を観測できないためといえるだろう。30 s ~ 6 minに及ぶ比較的ゆっくりした温度上昇と対照的な現象として、フレアの急な立ち上り時の10秒間にみられる輝線のピークのシフトがあげられる。これは理論的に予想されていた事で[2, 9]、プラズマが急に加熱される時にみられるはずのものである。この波長シフトが起る時間は電子密度に逆比例すると考えられ、観測された6秒程度の時間を説明するには $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 以上の密度が要求される。この密度はEMから導かれる密度とも矛盾しない。又このような高い密度では電離平衡は10秒以内に実現されるので、我々の解析の仮定は正しいといえるだろう。10秒以内の初めの急激な加熱と、その後の数分にわたるゆっくりとした温度の上昇は矛盾しないであろうか。微分エミッションメジャーの解析から分るように、後の温度上昇は全プラズマで起るのではなく、プラズマの高温部の占める割合が徐々に増えていく事を表しているにすぎない。従って、フレアの開始後局所的にあちこちで短時間パルス状に加熱が起き、全体として高温の部分が次第に増えていくと考えれば両者はつじつまが合う。最初にみられるパルス状の加熱が硬X線やマイクロ波のバーストと時間的相関がよい事、硬X線バーストがスパイク状のパルス列からなる事はこの考えを支持するであろう[10]。

加熱の機構として、時間的相関からいって硬X線バーストをになう100 KeV以下の電子の熱化が考えられるかもしれない。しかし、硬X線の大きなバーストの起る前に温度が上昇を始めている場合もあり(図12)、又硬X線バーストが全く出ない鉄輝線フレアもみつまっている。エネルギーの観点からいっても問題がある。むしろ何か共通の機構が100 KeV程度までの加速とともって低エネルギーのプラズマ加熱を同時に引き起すと考える方がよい。その点、加熱と加速の期間中に高温プラズマが大きな乱流を示す事は興味を持たれる。プラズ



第12図 鉄輝線から出したエミッションメジャー(上)温度(下)の時間変化と硬X線バースト(左のフレア), μ-バースト(右のフレア)の関係.

マ乱流による加熱，加速が有力かもしれない．最近，硬X線バーストが数億度以上の高温プラズマからの熱的輻射ではないかという議論がなされており [11]，加熱の方法として断熱圧縮が考えられている．軟X線を放射するもっと温度の低いプラズマも同じような圧縮加熱をうけると考えられるかもしれない．圧縮は非常に局所的に起り，その芯の所でだけ断熱的に圧縮され，周辺部の質量の大きい所，即ち軟X線を出す領域は熱伝導や輻射で熱をながしつつ圧縮されるのでほとんど等温的に変化すると考えて矛盾しない．EMとプラズマ全体を代表する温度が同時にピークに達するという事実は圧縮説を支持するようである．フレアの際にフレア前に比べて極めて大きな密度が得られる事がその根拠となる． $EM = N_e^2 V = N_e V \times N_e$  であるので，全質量 ( $N_e V$ ) 一定とするとEMの増加は密度の増加に他ならず，温度と密度が同時に増加する事になり圧縮で説明される．輻射損失を考慮に入れた圧縮モデルを現在解析中である．圧縮と乱流の増加の関連に関して地上の実験に興味を持たれる．

磁力管の圧縮を起すのはピンチ効果であろう．そのためには磁力管を流れる電流の増加がまず必要であるが，フレア前のゆっくりした温度上昇がこの時期を表わすのではないかと考えられる．我々の観測でもみつかったフレア前の加熱の解明が，今後フレアを解釈する重要な鍵となるであろう．

#### 謝 辞

「たんせい4号」にX線分光器を搭載するに当り，宇宙航空研究所のスタッフの方々の多大なご援助を受けました．又衛星追跡に当っても多くのご支援，助力をいただきました．特に林友直教授，二宮敬虔助教授，大西 氏に謝意を表します．衛星の追跡に協力された宇宙航空研究所，東京天文台のスタッフの方々にも謝意を表します．又この研究のためにそれぞれマイクロ波バースト，硬X線バーストのデータを供給された甲斐敬造助教授，K. Frost博士に謝意を表します．装置は明星電気(株)，理学電機(株)の製作によるものであります．

1980年10月1日

#### 参考文献

- [1] Neupert, W.M.; X-ray from the Sun, *Ann. Rev. of Ast. and Astrophys* 7, 121 (1969).
- [2] Tanaka, K. and Nishi, K.; A crystal spectrometer for observation of the iron line emissions in solar flares, *Jap. J. of Applied Phys.* 17, Supplement 17-2, 461 (1978).
- [3] Doschek, G.A., Kreplin, R.W., and Feldman, U.; High resolution solar flare X-ray spectra, *Astrophys. J. Letters in press* (1980).
- [4] Gabriel, A.H.; Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ion lines, *Monthly Not. R. astr. Soc.* 160, 99 (1972).
- [5] Lotz, W.; Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients, *Z. für Physik* 216, 241 (1968).
- [6] Jacobs, V.L., Davis, J., Kepple P.C. and Blaha M.; The influence of auto ionization accompanied by excitation on dielectronic recombination and ionization equilibrium, *Astrophys. J.* 211, 605 (1977).
- [7] Datlowe, D.W., Hudson, H.S. and Peterson, L.E.; Observations of solar X-ray bursts

- in the energy range 5-15 keV, *Solar Phys.* **35**, 193 (1974).
- [ 8 ] Hirayama, T.; Theoretical model of flares and prominences. I. Evaporating flare model, *Solar Phys.* **34**, 323 (1974).
- [ 9 ] Mewe, R. and J. Sahrijver; Analysis of X-ray line spectra from a transient plasma under solar flare conditions *Astron. Astrophys.* **87**, 261 (1980).
- [10] Zirin, H. and Tanaka, K.; The flares of August 1972, *Solar Phys.* **32**, 173 (1973).
- [11] Mätzler, C., Bai T., Crannell C.J., Frost K.; Adiabatic heating in impulsive solar flares, *Astrophys. J.* **223**, 1058 (1978).