

X線天文学における二次元像合成

村 中 昇

概 要

X線天文学において、X線源の位置決定、拡がりの程度を調べるのにModulation Collimatorが使われてきた。高角分解能をもつ一次元Modulation Collimatorを使って、拡がったX線源の二次元像を得る方法について述べる。S/N比をよくすること、および作成上の容易さの点から二次元Modulation Collimatorより一次元Modulation Collimatorを使った方が観測する上で有利である。ここでは一次元Modulation CollimatorのScanにより得られる多方向の一次元像から、二次元の像を合成する問題を数学的に一般化して取り扱うことにする。

1. ま え が き

拡がりをもつX線源の細かな構造の観測は、X線のenergy spectrum, Fluxの時間変動の観測とともに、X線源およびその周辺で起っている物理現象を理解する上で重要である。拡がりをもつX線源としてはTau X-1(1'), Solar X-ray Flare(3'), Cyg Loop(2°), M87(25'-50')などがある。これらは今までにModulation-Collimator, 細い角分解能をもつSlat-Collimator, Grazing Incident Telescopeなどにより観測されてきた。観測結果によるとTau X-1(Crab-Nebula)は約1分角程度拡がっており、強度は中心部で最も強い(Bowyer et al; 1964, Oda et al; 1967)。これに反してCyg Loopは2°程度拡がり、ring状の強度分布を示している。(Stevens and Garmire; 1973; Rappaport et al 1973) これら2つのSNR(Supernova Remnant)のX線強度空間分布の著しい相違は、energy spectrum上の相違と結びついて、SNRの進化の過程を示してくれる。

Grazing Incident Telescopeは金属面でのSoft X-rayの全反射を利用するもので、5秒角ほどの高角分解能をもつものまでつくられ、太陽面でのSoft X-ray flareの観測に利用されている。反射率はX線のenergyが増大するとかなりわるくなる。太陽系外X線源は、放出X線が星間ガスの吸収をうけるため、Spectral-peakはTelescopeの有効作動範囲の外に出てしまう。したがって現在のところこれを使ってのX線観測は太陽面でのVery soft X-ray flareに限られている。太陽面でのHard X-flareはModulation Collimatorにより観測される(Takakura et al; 1971)。

Modulation Collimatorの一次元のものゝ二次元のものを比較した時、観測されるX線photon数は、Gridsの枚数をKとすると 2^{-k} と 4^{-k} のちがひがある。3-gridsのModulation Collimatorを使った場合、factor 8の相違が生ずる。この統計的な問題に加えて、さらに二次元Modulation Collimatorは2方向に正しくalignmentしなければならぬという工作上的の難しさがある(小田; 1967, Bradt et al 1968)。

以上述べたことから、われわれは現在のところ Soft-Xray から Hard X-ray にわたって (下限は Detector の窓の X-ray 透過率により, 上限は collimator の wire の X 線吸収率による。ほぼ 0.1 KeV ~ 100 KeV の範囲にわたる), X 線像の観測が可能なものとして, 一次元の Modulation Collimator を考え, これを使っての二次元像合成の方法について考えた。一次元像から, 正しい二次元像を得るには, 後に述べるようになるべく多方向にわたって得られた一次元像の組を必要とする。

2. 多方向の一次元像から二次元像を合成する方法

一次元 Modulation Collimator の Scanning Data は, X 線源の Scan 方向の一次元像を与える。(この場合, Modulation Collimator の transmission window のくりかえしの間隔を, X 線源の size より大きくとっておかなければならない) 厳密にいうと transmission window は grids wire の半径, grid の最長距離からきまる有限な幅をもつ。しかしこれは Telescope の分解能と関連した問題であり, ここで議論しようとする二次元像合成の問題とは別の問題である。これは Appendix において議論される。

δ -関数的な window をもつ Collimator で scan して得られる一次元強度分布を $G_\theta(\xi)$ とし, もともとの X 線源の二次元強度分布を $F(x, y)$ とかくことにする。ただし x, y, ξ は拡がりをもつ X 線源にとられた角度変数である。(Fig.2)

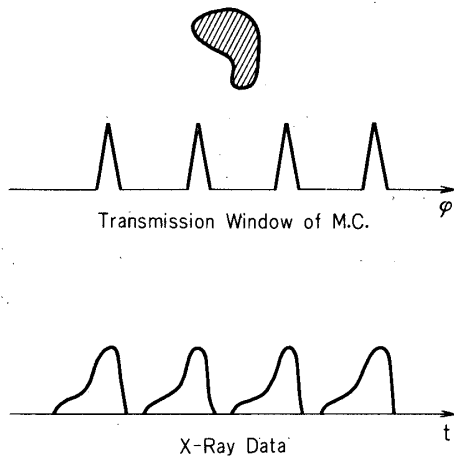


Fig.1 Source を M.C. で scan した時の得られる Data

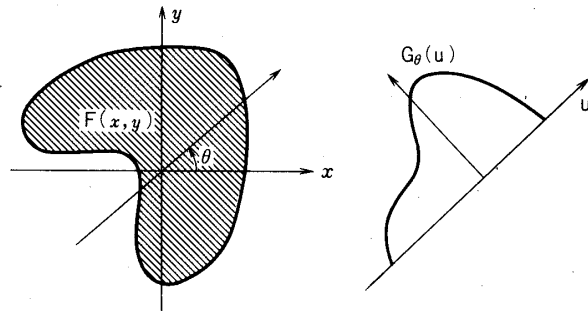


Fig.2 二次元強度と Scan により得られる一次元強度との関係

$G_\theta(\xi)$ と $F(x, y)$ との間には

$$G_\theta(\xi) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \xi) dx dy \quad (1)$$

の関係がある。上式の両辺の Fourier 成分をとることにより,

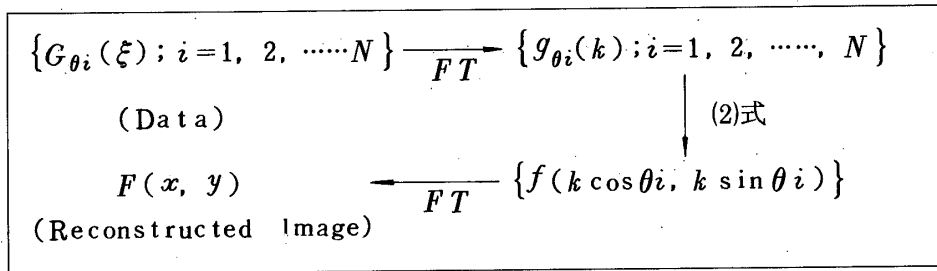
$$g_\theta(k) = 2\pi f(k \cos \theta, k \sin \theta) \quad (2)$$

が得られる。 $g_\theta(k)$, $f(p, q)$ は $G_\theta(\xi)$, $F(x, y)$ のFourier成分で

$$\begin{cases} g_\theta(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_\theta(\xi) e^{-ik\xi} d\xi & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} f(p, q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F(x, y) e^{-i(px+qy)} dx dy & (4) \end{cases}$$

一次元強度分布のDataが $\theta = \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ の N 方向について得られているとき、一次元強度分布の組 $\{G_{\theta_i}(\xi); i=1, 2, \dots, N\}$ から、次のprocessにより二次元強度分布 $F(x, y)$ を求めることができる。



この3つのprocessは、後ほど1つの式にまとめられ、Dataの数的処理が短縮されることを示す。電波天文学では干渉計により、Fourier成分 $f(p, q)$ が直接に観測される(Hogg et al; 1973)。

二次元の完全な像をうるには、Fourier plane (p, q)における各成分($F(x, y)$)はrealであり、 $f(-p, -q) = f^*(p, q)$ の関係があるから、Fourier planeの半平面上の成分、さらに、Source sizeが2つの方向に x_s, y_s より小さい時、幅 $\Delta p = 2\pi/x_s, \Delta q = 2\pi/y_s$ のgrids上の点(・)を知る必要がある。 θ 方向のscanningによっては、Fourier plane内の直線; $q = \tan \theta \cdot p$ 上のFourier成分が得られる。(Fig.3)したがって完全な二次元像をうるには、原理的にはあらゆる方向のscannig dataが必要である。実際問題としてはscannigの方向は有限個(4~6個)しかとれないので、これらの方向をなるべく等角度にとり、Fourier成分の得られていない部分をなめらかにinterpolateする方法が考えられる。(Högbom; 1973)。

上に述べたData処理のprocessを1つの式にまとめることができる。(3), (4)の逆変換式は

$$\begin{cases} G_\theta(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} g_\theta(k) e^{ik\xi} d\xi & (5) \\ F(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(p, q) e^{i(px+qy)} dp dq & (6) \end{cases}$$

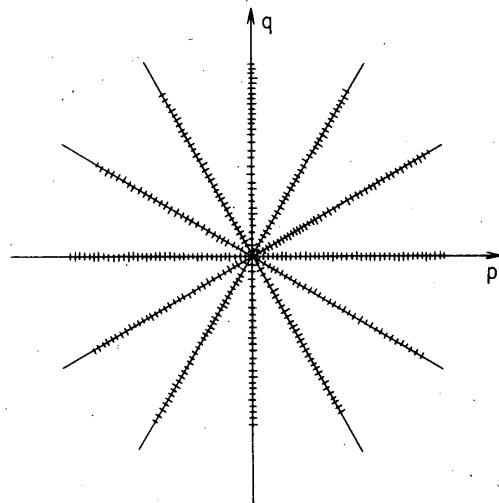


Fig.3 6方向のscanningにより得られるFourier plane上の成分

である。(6), (2), (3)式から (Appendix)

$$F(x, y) = \int_0^{\infty} d\xi G(\xi; x, y) W(\xi) \quad (7)$$

ただし,

$$G(\xi; x, y) = \int_0^{2\pi} G_{\theta}(\xi + x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta \quad (8)$$

$$\begin{aligned} W(\xi) &= \int_0^{\infty} dk \cdot k \cos(k\xi) \\ &= \left(\frac{K}{2\pi}\right)^2 \left\{ 2 \frac{\sin k\xi}{k\xi} - \left[\frac{\sin(k\xi/2)}{k\xi/2} \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

$K = \text{High frequency cut-off}$

K は $W(\xi)$ を表わす積分の上限で, Modulation Collimator の transmission window の幅を Δ としたとき, $1/\Delta$ の数倍程度にとっておけばよい。(Appendix)

(7), (8), (9)式をつかうことにより, 観測 Data を Fourier 変換し, これを逆変換する手続きが省かれる。

3. 解 釈

(7)式の意味を調べるため, まず(8)式で定義される関数 $G(\xi; x, y)$ を考えることにする。 $G(\xi; x, y)$ はX線の1次元強度分布 $G_{\theta}(\xi)$ から一次結合で構成される関数であるから,

$$G(\xi; x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} S(\xi; x-x', y-y') F(x', y') dx' dy' \quad (10)$$

とかけるはずである。ここにあらわれる $S(\xi, x, y)$ は, X-ray Detectorに $G(\xi; x, y)$ の強度を与える仮想的なCollimator の透過率である。(8)とから $S(\xi, x, y)$ を求めると,

$$S(\xi, x, y) = \begin{cases} 0 & \xi > \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \\ 2 / \left(\sqrt{\rho^2 - \xi^2} + \frac{2}{K} \right) & 0 \leq \xi \leq \rho \end{cases} \quad (11)$$

である (Fig. 4)。 $S(\xi; x, y)$ は点 (x, y) から距離 ξ を保ちつつ δ -関数型の transmission window を (x, y) のまわりに回転することにより得られる, 1種の transmission window と解釈できる (Fig. 5)。 $W(\xi)$ は $\xi=0$ で大きな peak をもち, $\xi \sim 1/K$ で振動しながら0に近づく関数である (Fig. 6)。これを δ 関数と見做して

$$F(x, y) \approx G(0; x, y) = \int_0^{2\pi} G_{\theta}(x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta \quad (12)$$

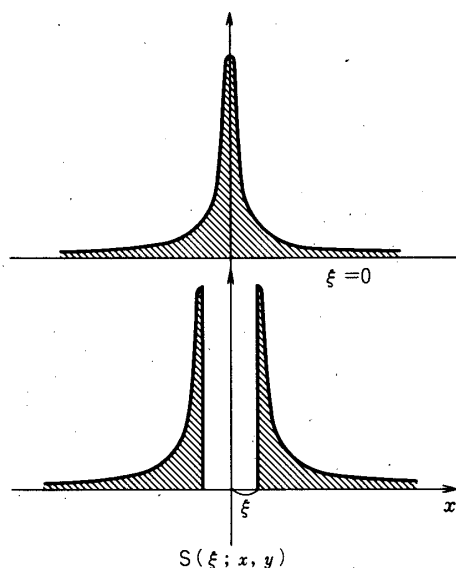


Fig.4 Function $S(\xi; x, y)$

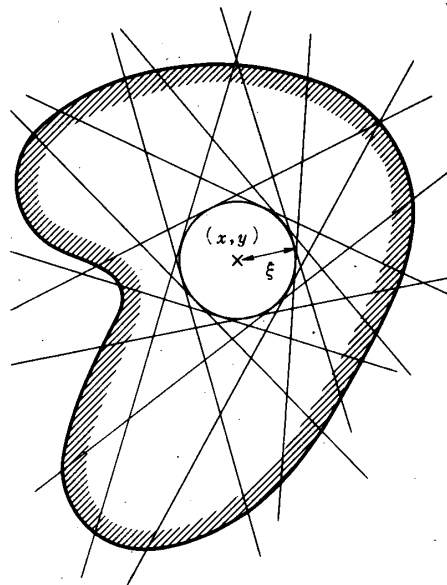


Fig.5 Function $S(\xi; x, y)$ の構成図

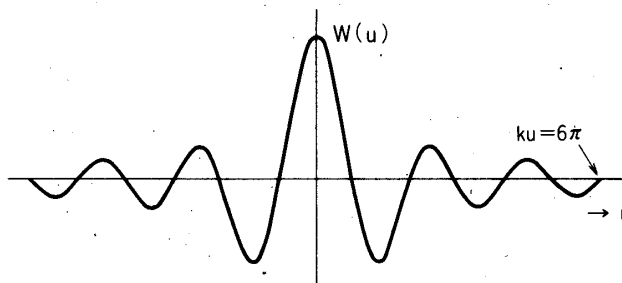


Fig.6 Function $W(\xi)$

とした時、与えられる二次元像 $G(0; x, y)$ は、Fig.4 の $\xi=0$ の transmission window $S(0; x, y)$ を通してX線源をみた時の二次元像と解釈できる。このWindowは点 (x, y) から離れるに従い比較的なだらかに減少する ($\propto \frac{1}{\rho}$) ので、まわりからの Flux のもれが入ってくる。このもれは、 $W(\xi) S(\xi, x, y)$ の $\xi \neq 0$ の部分を考慮に入れることにより取り除かれる。実際にWeight function $W(\xi)$ と $S(\xi, x, y)$ の間には

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\xi; x, y) W(\xi) d\xi = \delta(x) \delta(y) \tag{13}$$

の関係がある。

二次元の合成法は、次にのべるように他にもいくつか考えられるが、各方法の特性を端的

に示すものは point source に対する合成像である。これは電波天文学の分野では "beam" とよばれている。Fourier plane 内における interpolation を linear な操作の範囲にとどめると、合成像は

$$F_{rec}(x, y) = \iint g(p, q) f(p, q) e^{i(px+qy)} dpdq$$

ただし、 $g(p, q)$ は Fourier plane における weight function である。一般に行なわれるように、観測点での $g(p, q)$ の値を 1 に、他の場所での値を 0 とすると、beam

$$B(x, y) = \iint g(p, q) e^{i(px+qy)} dpdq$$

は対応する point source の位置で大きな positive maximum をもち、そのまわりに positive と negative の複雑な side-lobe をもつ、これは実際の source の分布をかなり見にくくしている。合成像 $F_{rec}(x, y)$ は、この beam $B(x, y)$ と、真の像 $F(x, y)$ の convolution 積分で与えられる。

$$F_{rec}(x, y) = \iint B(x'-x, y'-y) F(x', y') dx' dy'$$

or

$$= B(x, y) * F(x, y)$$

(2) の近似をつかった場合には、beam は $S(0; x, y)$ である。

4. Modulation Collimator の Scanning

Rocket, Satellite 上で Modulation-Collimator に Scan motion をさせる場合、技術的な問題をぬきにして Fig. 7 に示す 2 つの case が考えられる。Collimator 視野内で

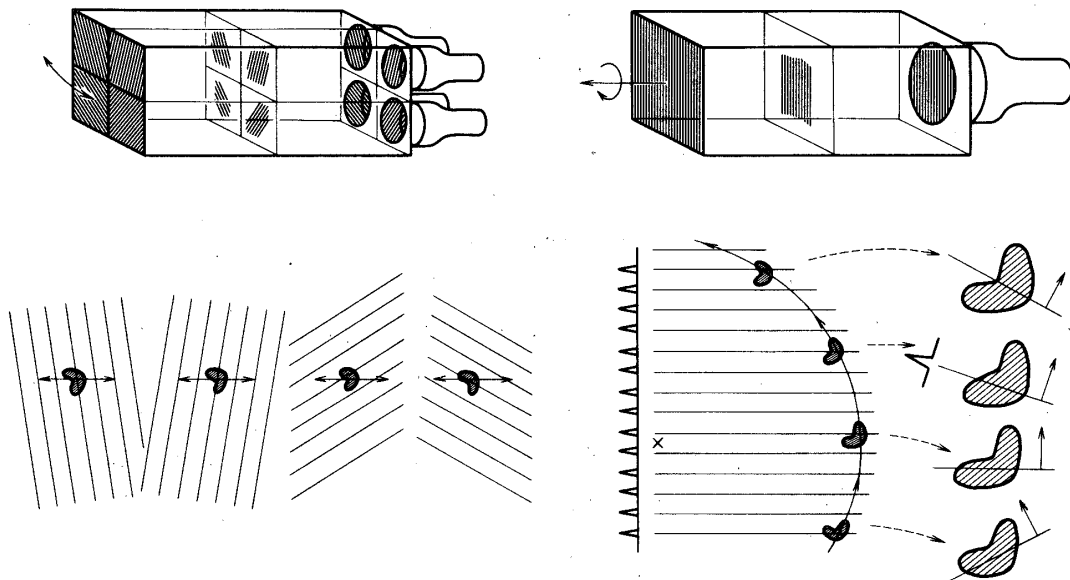


Fig. 7 M.C. の scan の方法; translational scan (上)
rotational scan (下)

はX線源は、それぞれ並進、回転運動を行う。(回転運動はこまかく分割することにより並進運動の集まりと考えることができる。) 2つの scanning の仕方からともに二次元像の合成を行うことが可能であるが、得られる一次元像のDataの個数にちがいが生ずるので、最終的に得られる結果も多少異なったものとなる。前者を translational scanning、後者を rotational scanning とよぶことにし、問題となる不足Dataの interpolation の仕方について述べることにする。並に、Balloon で Hard - X線源を観測する場合、Gondola のつりひものまわりの振れによる回転運動、pendulum motion、に起因する不規則な微小運動によって、Gondola に固定された Modulation Collimator はX線を scan できる。さらにX線源の南中時前後を、Azimuth, Elevation の2方向制御で数時間 follow すれば、X線源は Collimator 視野内でかなりの角度を回転することになり、一次元の Modulation Collimator System-1 set で二次元像が合成されることになる。

4-1 Translational Scanning

この場合には、一次元 Modulation Collimator-Detector system 数 set を機上に組み込み、一様に scan させることが考えられる。正しい二次元像を再生するためには、なるべく多数の set を搭載すればよいのであるが、Telemeter 容量の制約から4~6 set が限度である。6 set 使った場合、Data は Fourier 成分で表わすと Fig.3 に示す6つの直線上の値だけであり、その他の部分を適当に interpolate しなければならない。(7), (8), (9)を使う場合、Fourier 成分を interpolate するより、Data として与えられていない方向の一次元強度を interpolate した方が便利である。このうち(8)式の積分を最も簡単にするものとして

$$G_{\theta}(\xi + x \cos \theta + y \sin \theta) = A(\theta) G_{\theta_i}(\xi + x \cos \theta_i + y \sin \theta_i) + B(\theta) G_{\theta_{i+1}}(\xi + x \cos \theta_{i+1} + y \sin \theta_{i+1}) \quad (14)$$

$$(\theta_i \leq \theta \leq \theta_{i+1})$$

の形で interpolate した場合である。Fourier 成分はこの場合、

$$g_{\theta}(k) = \left[A(\theta) g_{\theta_i}(k) e^{ik(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i)} + B(\theta) g_{\theta_{i+1}}(k) e^{ik(x \cos \theta_{i+1} + y \sin \theta_{i+1})} \right] e^{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (15)$$

の形で interpolate される。ここで

$$A(\theta) = \frac{\theta_{i+1} - \theta}{\theta_{i+1} - \theta_i}, \quad B(\theta) = \frac{\theta - \theta_i}{\theta_{i+1} - \theta_i}$$

の直線的な interpolation を行うと

$$G(\xi, x, y) = \sum_{i=1}^N G_{\theta_i}(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i + \xi) \cdot \Delta \theta$$

となる。この方法による合成像のもとの像からのずれを調べるため、真の像の Fourier 成

分 $f(P, q)$ と、内挿により得られた Fourier 成分 $\bar{f}(P, q)$ の差

$$\Delta(P, q) = f(P, q) - \bar{f}(P, q)$$

を考える。 $f(-P, -q) = f^*(P, q)$, $\bar{f}(-P, -q) = \bar{f}^*(P, q)$ から $\Delta(P, q)$ も同じ式を満し、かつ $q = \tan \theta_i \cdot P$ ($i=1, 2, \dots, N$) 上で 0 である。すなわち

$$\begin{cases} \text{(i)} & \Delta(-P, -q) = \Delta^*(P, q) \\ \text{(ii)} & \Delta(P, q) = 0 \quad (q = P \tan \theta_i, i=1, 2, \dots, N) \end{cases}$$

を満す任意の Fourier 成分は、一次元 Data の組 $\{G_{\theta_i}(\xi); i=1, \dots, N\}$ に矛盾することなく、二次元像に

$$\delta F(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \Delta(P, q) e^{i(px+qy)} dPdq$$

だけのずれをおよぼす。

4-2 Rotational Scanning

Collimator 視野内での X 線源の円運動を、多方向の translational scanning に分解して考えることができる。Scanning の方向は X 線源の位置により粗な部分と密な部分が生ずる。Rotational scanning を Translational scanning の集まりと考えず、得られる Data を直接(7)式を使って処理することができる。 $G(\xi, x, y)$ は、点 (x, y) から ξ だけ離れた点の一次元強度 $G_{\theta}(\xi + x \cos \theta + y \sin \theta)$ の総和を示すから、必要とする Data 中の X 線強度を加え合わせてゆくことにより、直接(8)を得ることができる。(Fig.10)

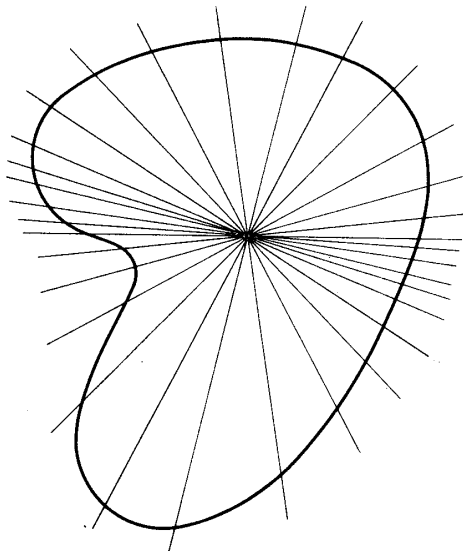


Fig.8 rotational scan を translational scan に分解した場合の scan の方向

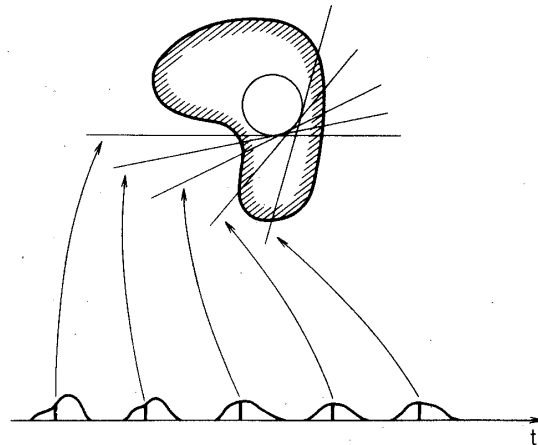


Fig.9 rotational scan の場合の Data Analysis の方法

この場合の内挿の仕方は、Translational scanning の場合と同様に行なえるが、scanning の方向が等間隔に配列していないため、これに応じた重みをつけて考えなければならない。

5. Simulation 計算の結果

Fig.(10)~ Fig.(12)に Simulation 計算の結果を示す。Fig.10, 11 の最上段の図はそれ

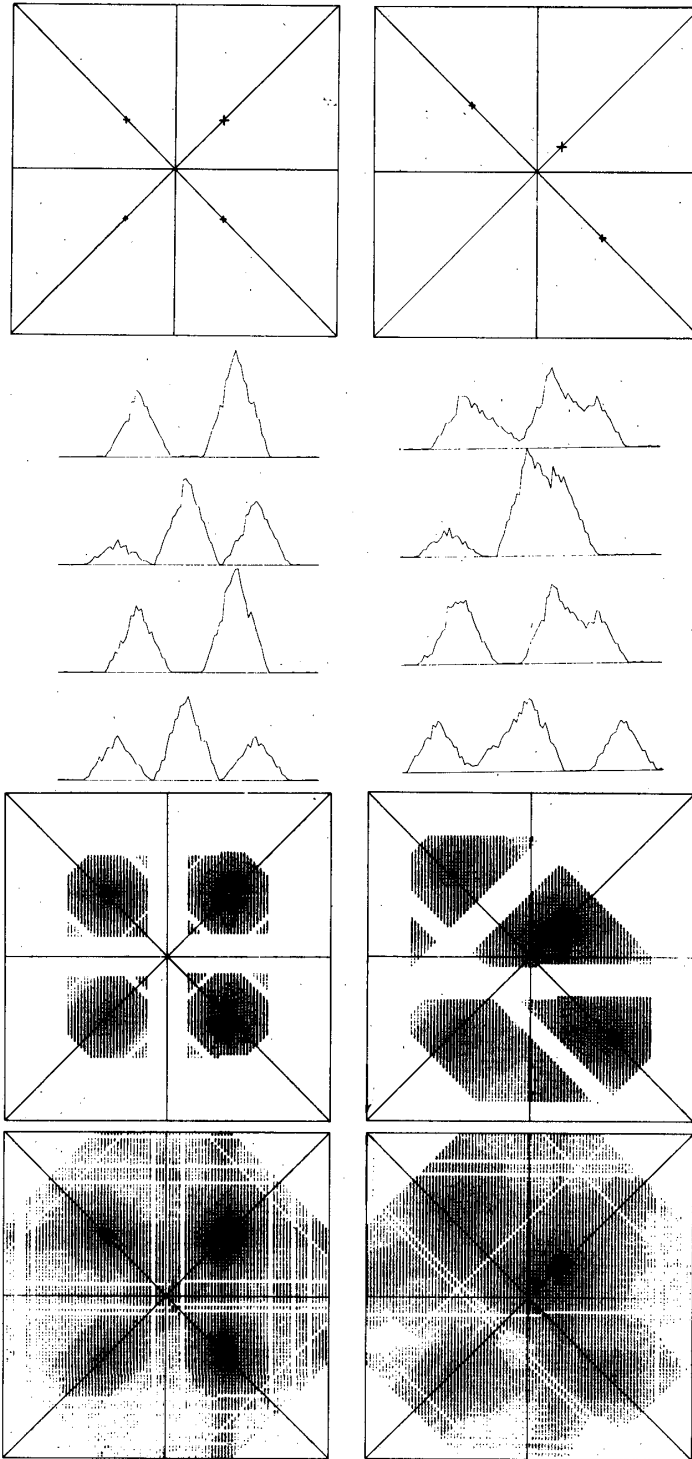


Fig.10 Simulation の結果；仮定した 4-point sources(上)と 4 方向の scan Data(中)，およびこれから得られた合成像(下)
(太陽 flare の case をとり，counting statistics を考慮)

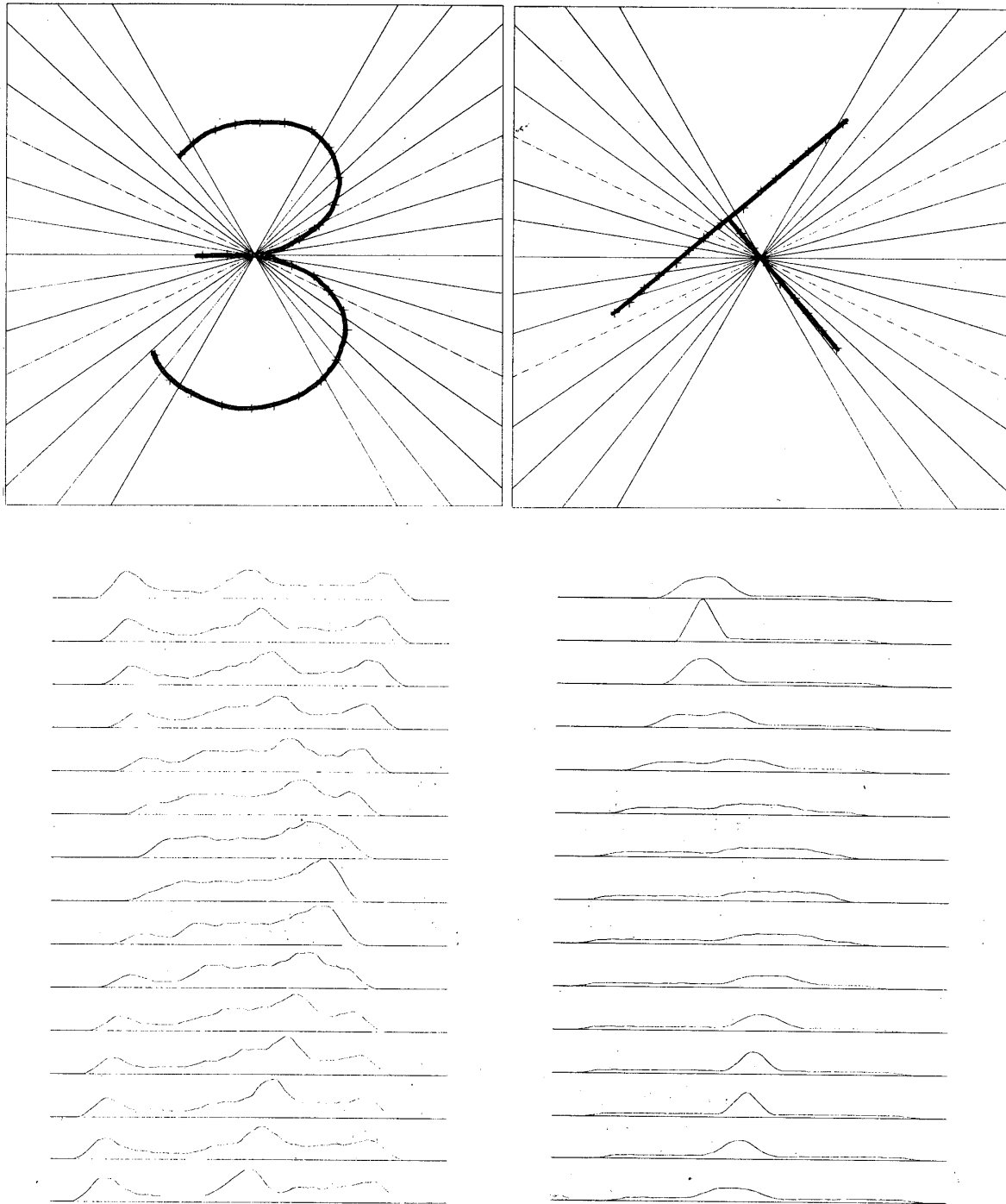


Fig.11 文字"3""T"の形をした source とこれの一次元強度分布
(15方向)

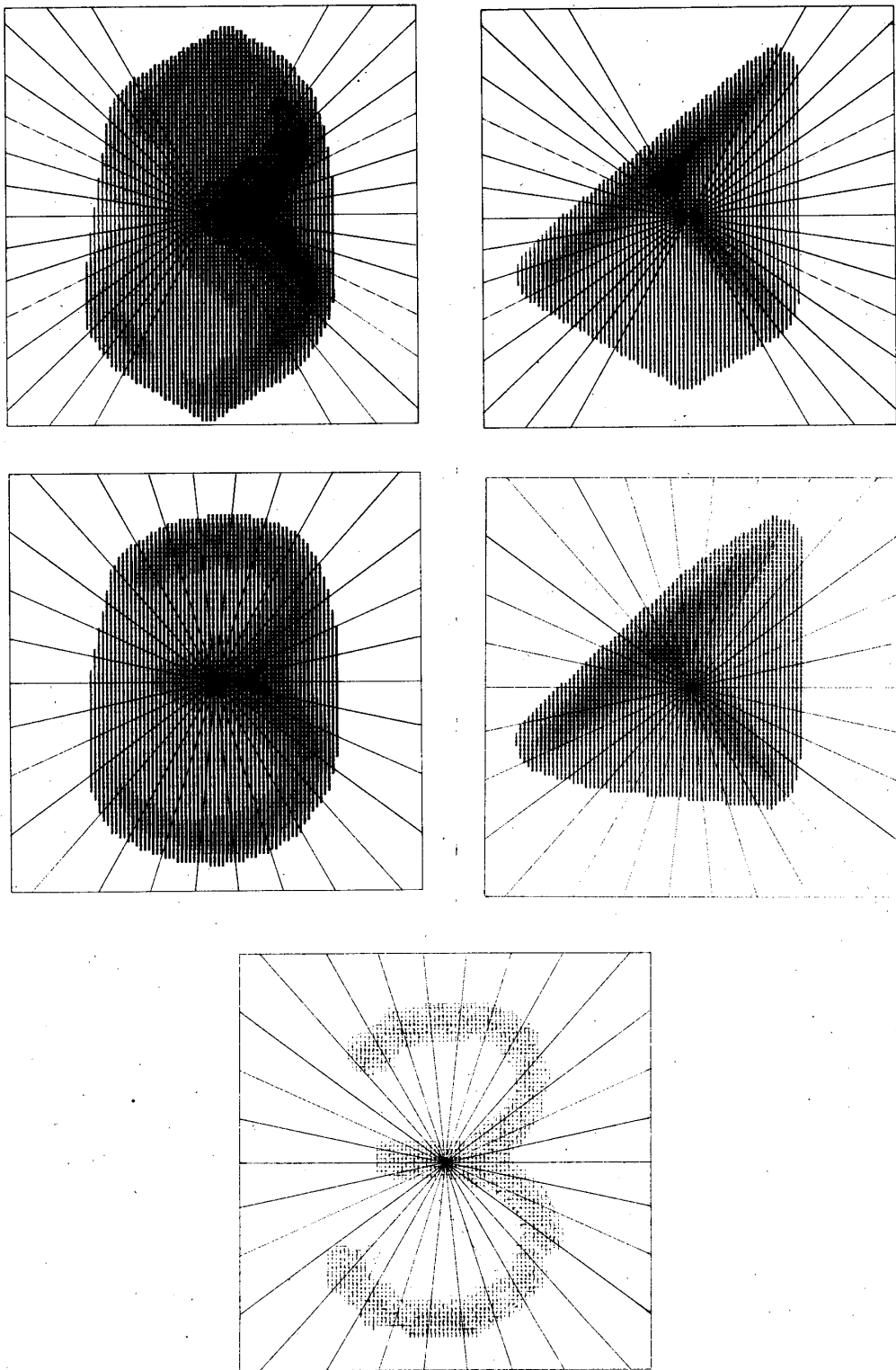


Fig.12 Fig.11の一次元強度をつかって合成した二次元像

ぞれ仮定したもとの像で, Fig.10 では Solar flare を Simulate するため, 4つの point source を考えた。Fig.10 中中段は Modulation Collimator を 4 方向に scan して得た一次元 Data で, 各 point source に対応する noisy な三角形は, counting statistics による。下段はこの Data をもとにして得た像で, point source は collimator の角分解能程度に拡がってみえる。Fig.11 では文字 "3" "T" を考え 15 方向の scanning data をつかって合成した像を Fig.13 に示す。上段は Scan 方向が等角度で並んでいない時, 中段は等角度で並んでいる時である。両者の比較から, Scan 方向のぬけた部分では再生像がぼけることがわかる。これらはともに(12)の近似を使った。Fig.13 の最下段では, (7)式をつかって計算した場合で, 近似(12)によるものよりも合成像は鮮明である。

6. その他の Image Reconstruction Method

以上述べてきた方法に類似した方法が, 電波天文学の分野で考えられ, 電波源の Image synthesize の方法として propose された。

(Bracewell & Riddle 1967) Fourier Space を考えるため "Fourier Method" とよばれている。これとは独立に, 生物学の分野で ribosom の何枚かの X線写真 (二次元像) から, これの三次元的構造を知る目的から "ART" (Algebraic reconstruction Technique), "SIRT" (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique) および "Monte-Carlo法" が考えられている。(Gordon et al; 1970 Gilbert; 1972. Gordon and Herman; 1971). これらは上に述べた Fourier Method とかなり異なっている。Source は多数の cell に分割され, 強度は各 cell の中心に集中しているとして取り扱われる。

SIRT は ART を改良した方法である。

ART は, まずはじめに二次元強度分布を適当に仮定し (F_{ij}^0), 一次元強度に適合するようにこれを変えていく。q 番目の試行の結果得られる二次元分布は

$$F_{ij}^q = \frac{G_{\theta k}}{G_{\theta k}^{q-1}} \cdot F_{ij}^{q-1} \quad \text{または} \quad = F_{ij}^{q-1} + (G_{\theta k} - G_{\theta k}^{q-1}) / N_{\theta k}$$

$$\text{ただし, } G_{\theta k}^{q-1} = \sum F_{ij}^{q-1}$$

すべての強度分布について行なった後, 再びもとの一次元 Data と比べ二次元強度分布を

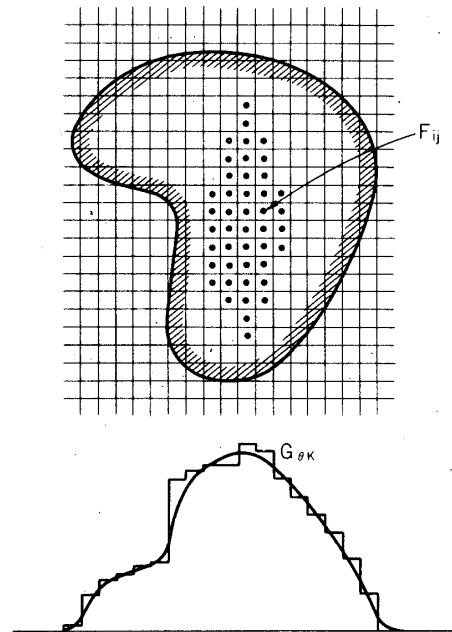


Fig.13 "ART", "SIRT"- "Monte-Carlo method" で行なわれる source の cell 分割

変えこれを何回かくり返す。一方 SIRT では、1点 (x, y) の強度を出すのにこれに寄与する1次元強度を同時に参照し、次式に従って F_{ij}^q を変えてゆく

$$F_{ij}^q = \frac{\sum G_{\theta k} / \sum L_{\theta k}}{\sum G_{\theta k}^{q-1} / \sum N_{\theta k}} F_{ij}^{q-1} \quad \text{または} \quad = F_{ij}^{q-1} + \left(\frac{\sum G_{\theta k}}{\sum L_{\theta k}} - \frac{\sum G_{\theta k}^{q-1}}{\sum N_{\theta k}} \right)$$

Monte-Carlo法は source を $n \times n$ の cell に分割した時 n^2 個の未知数を、一次元強度分布 $G_{\theta k}$ が与える一次方程式のもとにとくことを考える。Scanningの方向が N 個のとき、方程式は nN 個存在し、未知数を全部きめるには $N = n$ としなければならない。一般に $N \ll n$ であるから方程式を満足する解は無数に存在する。解の組の1つ1つは“予想される”二次元像を与えるが、natural なものと考えられるものは、これら多数の二次元像の平均である。解をとる方法として乱数を使い、得られる noisy な二次元像を数十個平均することにより、もとの像に近いものが得られる。

いつれの方法をとるにせよ、もとの像をなるべく忠実に再生するには、scan の方向の数 N を大きくし、これらを等角度にとらなければならない。

7. あとがき

1978年からはじまる Solar Maximum に向けて、Solar flare の Hard X-ray でみた時の Image を得ようとする計画がなされている (Solar Maximum Mission) この program では6つの Modulation Collimator - Detector System により、6方向の一次元像を得て、これから Solar flare の2次元分布を観測することが計画されている。また1-set の一次元強度観測 system を気球に搭載し、カニ星雲の Hard X-ray Image を得る目的で、大型精密 X-ray Telescope が作成され、1974/4/12 の Test flight にひきつづき、1974年末に観測が予定されている。

8. Appendix

8-1 (7)-(8)の導入

(6)式を極座標による積分にかえ、(2)式を代入すると、

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty k dk \int_0^{2\pi} d\theta g_\theta(k) e^{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)}$$

(3)式から

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty k dk \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^\infty G_\theta(\xi) e^{-ik[\xi - (x \cos \theta + y \sin \theta)]} d\xi \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^\infty d\xi \int_0^{2\pi} d\theta G_\theta(\xi + x \cos \theta + y \sin \theta) \int_0^\infty dk k e^{-ik\xi} \end{aligned}$$

$G_{\theta+\pi}(u) = G_\theta(-u)$ なることをつかって

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty d\xi \int_0^{2\pi} d\theta G_\theta(\xi + x \cos \theta + y \sin \theta) \cdot W(\xi)$$

をうる。

8-2 Modulation-Collimatorの角分解能について

Modulation CollimatorのTransmission-Windowの幅 Δ をX線源のsizeに比べてきわめて小さくすることは、技術的に困難である。(gridsのくり返しの長さを $2d$, grids間の最長距離を L とすると $\Delta = d/L$ で、 $\Delta \sim 10''$ が限度である。)しかし観測のcounting-statisticsがよい場合には、より細かな精度で像の形をみることができる。Modulation Collimatorを通して見たX線源の一次元強度分布は、実際の強度分布 $G(x)$

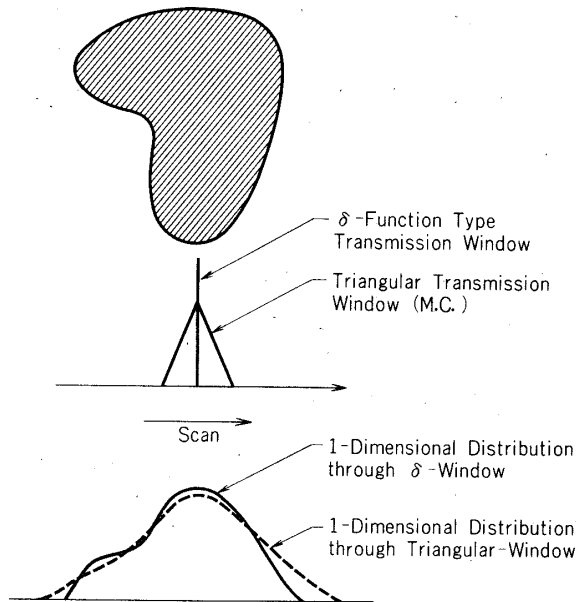


Fig.14 triangular window による Scan

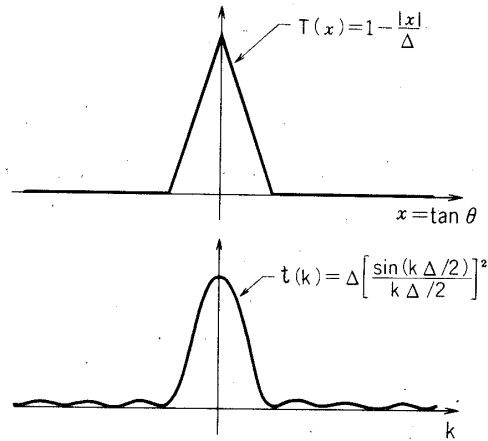


Fig.15 triangular window および その Fourier transform.

と、windowの透過率 $T(x)$ とから、

$$P(x) = \int_{-\infty}^{\infty} T(x'-x) \cdot G(x') dx'$$

で導びかれる。Fourier成分の間の関係式は

$$P(k) = t(k) \cdot g(k)$$

である。観測Data $P(x)$ or $P(k)$ から $g(k)$ or $G(x)$ を上式を使って求めることができる。

$$T(x) = \begin{cases} 1 - \frac{|x|}{\Delta} & |x| \leq \Delta \\ 0 & |x| > \Delta \end{cases}$$

から、

$$t(k) = \Delta \cdot \left[\frac{\sin(k\Delta/2)}{k\Delta/2} \right]^2$$

$k = 2n\pi/\Delta$ の零点近傍をさけて, $g(k) = P(k)/t(k)$ を求め, 後に零点での値を interpolate すれば, High frequency 成分も求めることができ, Δ の幅よりも微細な構造がわかることになる。

1974年7月30日新設部(科学)

参 考 文 献

- [1] Bowyer, E. Byram, T. Chubb and H. Friedman; Science 1964 146 912.
- [2] R. N. Bracewell and A. C. Riddle; Ap. J. 1967 150 427.
- [3] H. Bradt, G. Garmire, M. Oda, G. Spada and B. V. Sreekantan; Space Sci. Rev. 1968 8 471.
- [4] Gilbert; J. theor. Biol. 1970 29 471.
- [5] R. Gordon, R. Bender and G. Herman; J. theor. Biol. 1972 29 471.
- [6] R. Gordon and G. T. Herman; Comm. of the ACM. 1971 14 759.
- [7] J. A. Högbom; 1973 (preprint)
- [8] D. E. Hogg, G. H. Macdonald, R. G. Conway and C. M. Wade; A. J. 1969 74 1206.
- [9] M. Oda, H. Bradt, G. Garmire, G. Spada, B. V. Sreekantan, H. Gursky, R. Giacconi, P. Gorenstein and J. R. Waters; Ap. J. (letters) 1967 148 L5.
- [10] 小田 稔; 応用物理 1967 第36巻 第10号 828
- [11] Rappaport, W. Cash, R. Doxsey and G. Moore; 1973 (preprint)
- [12] J. C. Stevens and G. P. Garmire; Ap. J. (letters) 1973 180 L19.
- [13] T. Takakura, K. Ohki, N. Shibuya, M. Fujii, M. Matsuoka, S. Miyamoto, J. Nishimura, M. Oda, Y. Ogawara and S. Ohta; Solar Physics 1971 16 454.