

第53回 総会学術大会シンポジウムⅡ

会期：平成9年4月6日

会場：パシフィコ横浜会議センター

SPECT装置の進歩と技術的問題点

1. 再構成理論とSPECT装置の進歩
2. 定量的な臨床SPECT画像を得るための注意点
3. 脳血流SPECTの臨床的な問題点—核医学技術者の立場から—
4. 心筋SPECTの臨床的な問題点—核医学技術者の立場から—
5. 腫瘍SPECTの臨床的な問題点—核医学技術者の立場から—

座長 木下富士美
 千葉県がんセンター
 篠原広行
 昭和大学藤が丘病院
 橋本 順
 慶應義塾大学医学部
 宮崎吉春
 公立能登総合病院
 高野政明
 東邦大学医学部附属大森病院
 柳沢正道
 千葉県がんセンター
 (現 千葉県循環器病センター)

1. 再構成理論とSPECT装置の進歩

Symposium

篠原広行
 昭和大学藤が丘病院

1. はじめに

SPECT装置には再構成像の点広がり関数の半値幅や1/10幅が小さいことと、位置に依存せずピーク値が一定の円対称な関数になることが望まれる。それには、散乱、分解能、吸収補正が正確になされた投影データに基づいて画像再構成が行われる必要がある。散乱補正については、はじめに散乱が位置に依存しないと仮定したコンボリューション¹⁾法が提案され、SPECT装置が複数エネルギーの投影データを同時に収集することが可能になったのに伴い、dual energy window²⁾, triple energy window (TEW)³⁾, dual photopeak window⁴⁾などのmultiple window法が開発された。とくに、OgawaらによるTEW法は散乱の位置依存性を考慮した精度の高い補正法であり、なおかつ簡便性に優れていることが国際的にも認められている。その後、transmission CT (TCT)を備えたSPECT装置が実用化すると、散乱補正にTCTの形態情報を取り入れたTDCS (transmission dependent convolution subtraction)法がMeikle⁵⁾, Narita⁶⁾らにより開発された。この方法は雑音の増強も少なく、Tc-99mやTl-201の心筋SPECTにおいても定量性が高いことが報告されている。TCTによる吸収補正が一般的になれば、その付加価値としてTDCS法による散乱補正も同時に行えることになる。

分解能補正については、はじめにコリメータ検出器の分解能が位置に依存しないと仮定し、回転中心での半値幅を用いたWiener型のぼけ補正フィルタによる処理が行われた。線源-コリメータ間の距離に依存した分解能補正に応用可能な理論として、投影データのサ

イノグラムの二次元フーリエ変換に関しfrequency-distance relation (周波数と距離の関係)がEdholm⁷⁾により報告された。空間領域の投影データから原画像の深さ方向の位置の情報は得られないが、周波数領域ではそれが特定の周波数に現れてくるという理論である。Glick⁸⁾らは散乱がないとした計算機シミュレーションにより、一様な線減弱係数の楕円吸収体にfrequency-distance relationを利用した分解能補正と数学的に厳密な吸収補正を行えば、再構成像の点広がり関数は位置依存性が少なく円対称に近いことを報告している。

SPECTの吸収補正は一様吸収体を仮定し、簡便なSorenson⁹⁾法あるいはChang¹⁰⁾法が用いられてきた。一様吸収体に対する正確な吸収補正法は、Bellini¹¹⁾ (1979年)およびTretiak¹²⁾ (1980年)によりそれぞれ異なった数学的手法により確立された。しかし、Tretiakの重み付き逆投影による方法は雑音を増強するため実用に適さないことが知られていた。Tanakaはそれを改良し、信号対雑音比を最大にするweighted backprojection (WBP)¹³⁾法を開発したが近似法であるため、画像の低周波成分に歪みが生じる問題点があった。一方、偏微分方程式から導かれたBellini法は雑音の増強も少なく実用的であり、Kingらのグループによりファントム実験に応用された。その後、BelliniやTretiakとは異なった数学的構造の厳密解がHawkins¹⁴⁾ (1988年)およびInouye¹⁵⁾ (1989年)によって報告されたが、それらの数学的關係は1995年まで明らかにならなかった。Metz^{16, 17)} (1995年)と工藤¹⁸⁾ (1996年)らは独立にBellini, Tretiak, Inouyeの方法の数学的關係を明らかにし、さらに180

度対向する投影データの重みを変えることにより、信号対雑音比を最大にする厳密解が他に存在することを理論化した。

不均一吸収体に対しては、Changの逐次近似法が実用化されてきた。ポアソン分布を考慮し負の値をもたないML-EM^{19,20)}などの確率的な吸収補正法は、SPECTの画像再構成に適していたが、これまで演算時間が障害になっていた。しかし、近年、OS-EM²¹⁾に代表される高速アルゴリズムが開発され、その中に散乱補正を組み込んだSPECT装置もある。

SPECTの散乱・分解能・吸収補正などの処理は、各段階で少なからず雑音の増強を伴う。信号対雑音比を

できるだけ低下させないで、三つの因子を考慮した画像再構成法の開発が期待される。本稿では、SPECTの再構成理論として、一様吸収体に対し数学的に厳密な吸収補正法(解析的吸収補正法)とfrequency-distance relation について概説する。

2. 投影定理

Fig.1において原画像 $f(x, y)$ の二次元フーリエ変換を $F(\xi, \eta)$ とし、角度 ϕ 方向の成分を極座標により $F(\rho, \phi)$ と表す。 ϕ 方向の投影データ $g(X, \phi)$ を X について一次元フーリエ変換したものを $G(\gamma, \phi)$ とすると、 $F(\rho, \phi) = G(\gamma, \phi)$ が成り立ちこれを投影定理という。 $f(x, y)$ が未知であっても、その投影データを ϕ を変えて収集すれば投影定理から $F(\rho, \phi)$ が得られるので、それを逆フーリエ変換することにより $f(x, y)$ が再構成される。SPECTの投影データは吸収の影響を受けているので、それを一次元フーリエ変換しても原画像の二次元フーリエ変換の角度 ϕ 方向の成分と一致せず、吸収補正が不可欠になる。X線CTの場合には周波数 ξ, η は実数であるが、解析的吸収補正法ではY方向の周波数が複素数となる拡張した投影定理が導入された。

3. サイノグラム

Fig.2の原画像 $f(x, y)$ を低放射能の円(相対値0.1)とその内部に高放射能の小円(相対値1)を含む一様吸

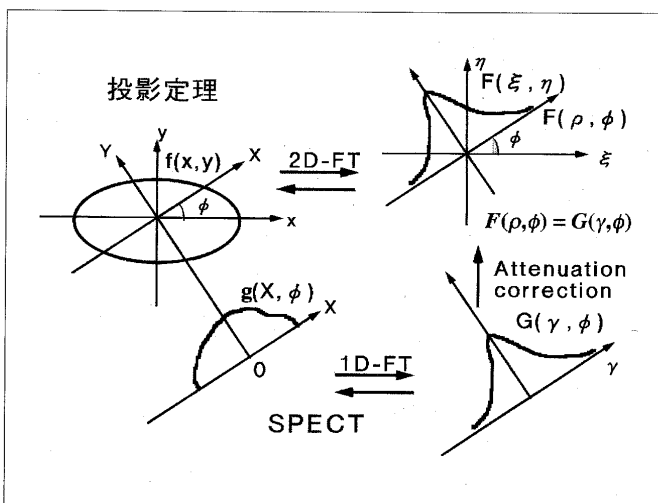


Fig. 1 原画像と投影データのそれぞれのフーリエ変換の関係。

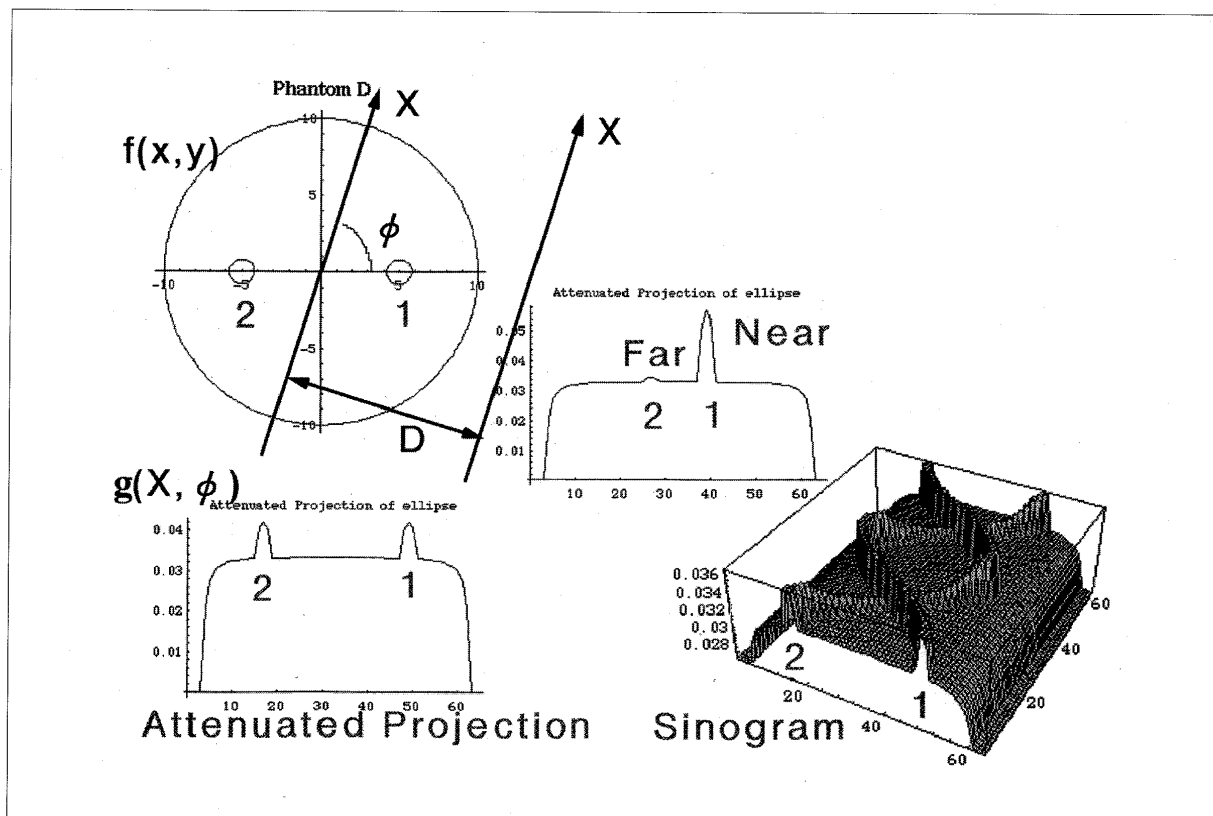


Fig. 2 吸収を受けた投影データとそのサイノグラム。

収体とする。小円の中心はx軸上にあり、検出器は回転半径Dで反時計回りに回転し、6時の位置を $\phi=0$ とする。 $\phi=0$ 度から180度までは小円1が検出器に近い側にあり、180度から360度までは小円2が検出器に近くなる。検出器に近い側の小円では吸収の影響が少なく、逆に回転中心を通るX軸に関し検出器と反対側にある小円では吸収の影響を多く受ける結果、 $\phi=70$ 度で図中央のような強度分布になる。右下は横軸をX、縦軸を ϕ にして矩形状に投影データ $g(X, \phi)$ を並べたものでサイノグラムという。小円1と2がそれぞれ ϕ が変化するにつれ、検出器側になったり検出器と反対側になったりする。

4. 原画像 $f(x, y)$ の二次元フーリエ変換 $F(\xi, \eta)$

Fig.3の左上は64×64マトリクスの(33, 33)に中心があって半径20画素の円の原画像、右上はその二次元フーリエ変換を示す。左下は64×64マトリクスの(38, 36)に中心があって長軸25画素、短軸10画素の楕円の

原画像、右下はその二次元フーリエ変換を示す。

5. サイノグラム $g(X, \phi)$ の円調和級数 $G_n(\gamma)$

Fig.4の円調和級数 $G_n(\gamma)$ は、サイノグラム $g(X, \phi)$ を二次元フーリエ変換したものである。 γ は動径方向Xに相当する周波数、 n は角度 ϕ に相当する角周波数である。距離Xは周期関数ではないので γ については連続関数のフーリエ変換になる。一方、 ϕ に関しては360度回転すると元の位置に等しく周期関数になるので、 n は不連続なフーリエ級数となる。ただし、実際の計算では特に両者を区別する必要がない。円調和級数は蝶ネクタイのように特徴的な形を示す(Fig.3と4は異なるので混同しないように)。

6. frequency-distance relation

frequency-distance relation(FDR)はFig.5左の線源分布(原画像)において、X座標から線源までの距離Yがサイノグラムを二次元フーリエ変換した円調和級数

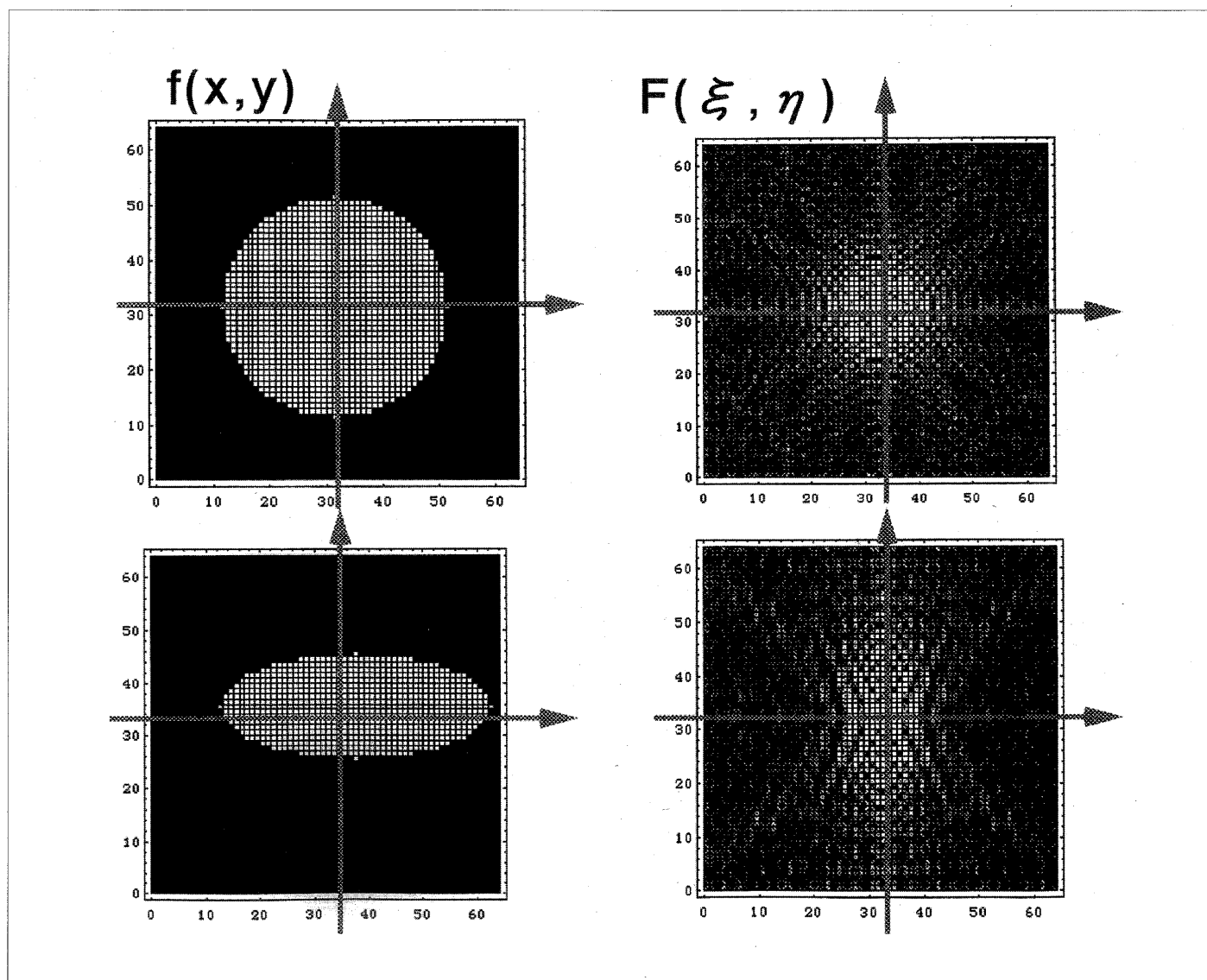


Fig. 3 原画像とその二次元フーリエ変換。

$G_n(\gamma)$ では $Y \propto -n/\gamma$ の傾きをもった直線に対応することを意味する。距離 Y に符号も含めることにすれば、検出器は Y 軸の負の方向に置かれているので、 Y が正のとき検出器から線源までの距離が遠く、 Y が負のときは近くなる。検出器の回転半径を D とすれば、 Y が正のとき $D+Y>D$ 、 Y が負のとき $D+Y<D$ となって前者が検出器から線源までの距離が遠く、後者は近い。サイノグラムを二次元フーリエ変換するとFig.4の場合と同じく特徴的な蝶ネクタイのパターンを示し、第1象限と第3象限はnear-field、第2象限と第4象限はfar-fieldと呼ばれ、 X 軸を境にして検出器に近い側にある線源はnear-fieldに位置し、検出器から遠い側にある線源はfar-fieldに位置する。こうして、 Y_1 や Y_2 の位置に応じたWiener型などのぼけ補正フィルタを作成でき、分解能補正が周波数領域で可能になる。FDRはまた、以下に述べる解析的吸収補正とも密接に関係する。

7. 吸収の影響と円調和級数 $G_n(\gamma)$ の形

Fig.6の上はFig.2の吸収の影響を受けた投影データ、サイノグラム、円調和級数 $G_n(\gamma)$ を示す。下は吸収がないとしたときの $G_n(\gamma)$ を示し、この場合には第1象限と第2象限(第4象限と第3象限)が同じ形になる(絶対値が等しい)。解析的吸収補正法とは上の $G_n(\gamma)$ が下のそれに一致するように、動径方向と角度方向に後述

のFig.9～11の各吸収補正フィルタを掛け再構成するものである。

8. 投影データの規格化

解析的吸収補正法はFig.7に示すように、はじめに投影データを規格化する。 $f(x, y)$ において X 軸から輪郭までの距離を $L(X, \phi)$ 、線減弱係数を μ とすれば、 $\exp(-\mu L(X, \phi))$ はその距離によるガンマ線の吸収量に相当し、収集時の投影データ $g_0(X, \phi)$ はこの分の吸収を受けている。 $g_0(X, \phi)$ に $\exp(\mu L(X, \phi))$ をかけると、仮想的に検出器を回転中心を通る X 軸上に置いて投影データを収集することになる。これを投影データの規格化といい $g(X, \phi)$ で表す(注：8以前に用いられた $g(X, \phi)$ は、ここでの $g_0(X, \phi)$ に相当する)。画像再構成は規格化投影データを基に行われるが、以後 $g(X, \phi)$ を単に投影データということにする。その結果、原画像と投影データの関係はFig.7の式(1)で与えられる。 Y が正の領域(図では検出器が Y の負の方向に置かれているので、検出器と反対側)では $\exp(-\mu Y)$ の吸収を受けるが、 Y が負の領域(検出器側)では $\exp(-\mu Y)$ が正となるので吸収ではなく放射能が増大されるといった一見奇妙な感じになる。そのため、 $g(X, \phi)$ は $g_0(X, \phi)$ より大きくなる。一様吸収体に対する吸収補正法を数学的に解く(解析的)には、輪郭までの距離が式の中に含まれていては具合が悪いのでそれをなく

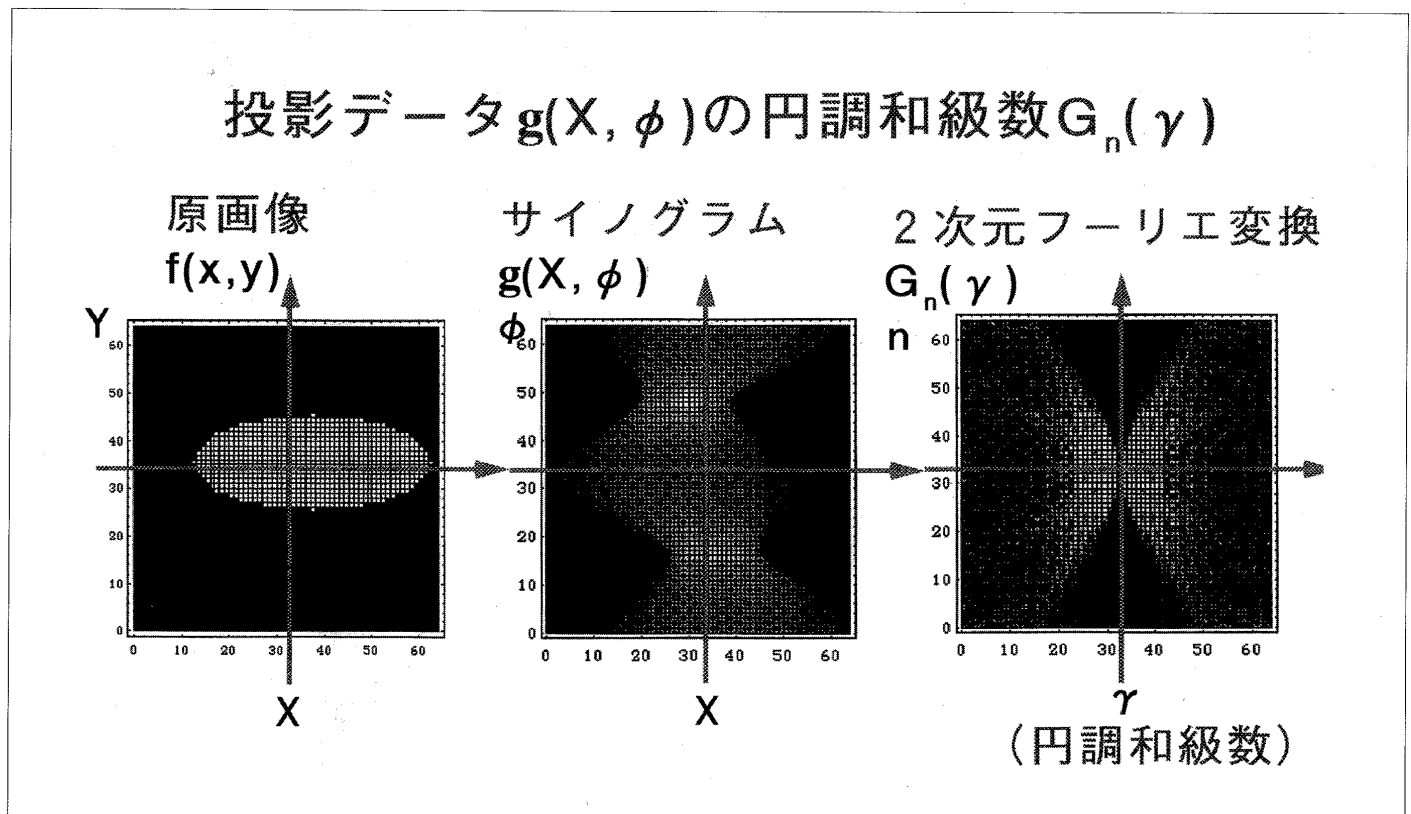
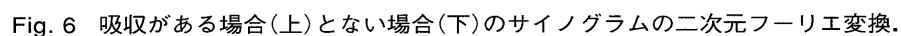
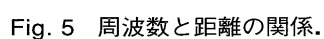


Fig. 4 サイノグラムとその二次元フーリエ変換。



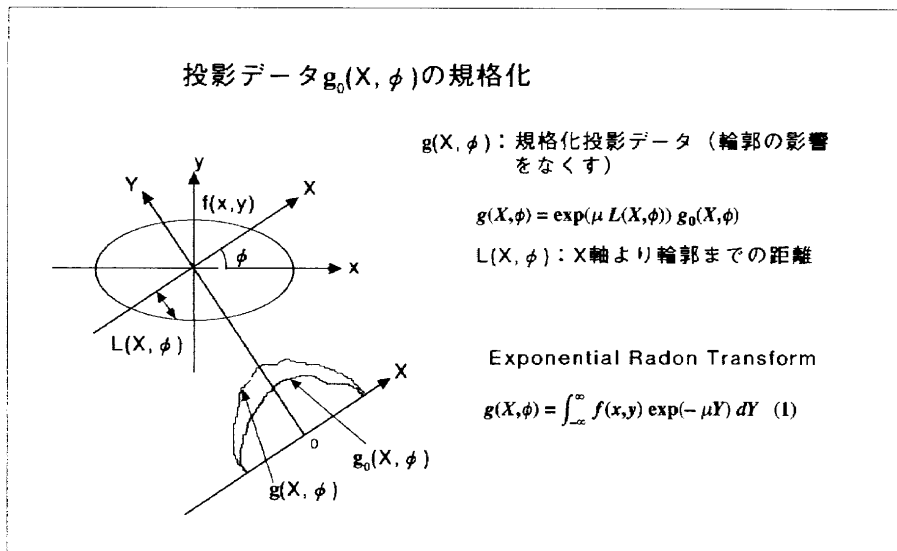


Fig. 7 投影データの規格化.

すため $\exp(\mu L(X, \phi))$ をかけると考えればよい.

9. 解析的吸収補正法の処理手順

Fig.8に濃度が一定の円を例に、解析的吸収補正法の処理手順を示す. 円なので $g(X, \phi)$ は左上のように角度に依存せずサイノグラムは蒲鉾状の形になる. 右

上は $g(X, \phi)$ を X 軸方向にフーリエ変換した $G(\gamma, \phi)$ である. 左下は $G(\gamma, \phi)$ を角度方向にフーリエ級数展開した円調和級数 $G_n(\gamma)$ である. $G_n(\gamma)$ を吸収補正した後, 角度方向にフーリエ合成し, 次に γ 方向に逆フーリエ変換すれば右下のように吸収補正された投影データが得られる. 原画像の再構成は重畳積分法かフーリエ変換法のいずれでも可能である.

10. Belliniの吸収補正法

Bellini法ははじめに投影データ $g(X, \phi)$ とその対向する投影データ $g(-X, \phi + \pi)$ を算術平均し, $h(X, \phi) = (g(X, \phi) + g(-X, \phi + \pi)) / 2$ とする. 残りの180度から360度を $h(X, \phi)$ で埋めると, X線CTと同じように $h(X, \phi) = h(-X, \phi + \pi)$ の関係が成立しこれを投影データの対称化という. こうすると, $h(X, \phi)$ の円調和級数 $H_n(\gamma)$ はFig.6右下の吸収が

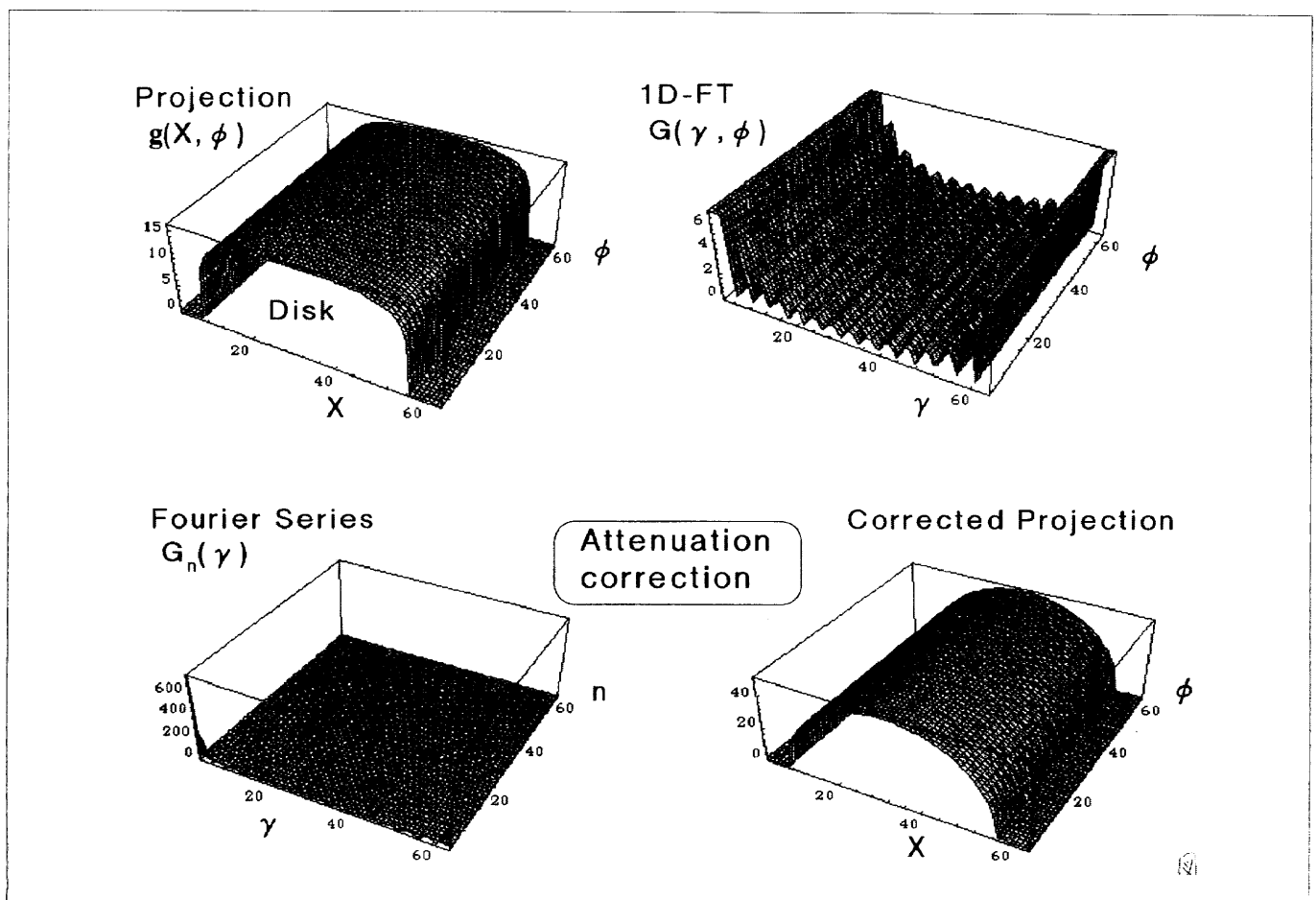


Fig. 8 解析的吸収補正法の処理手順(円線源の場合).

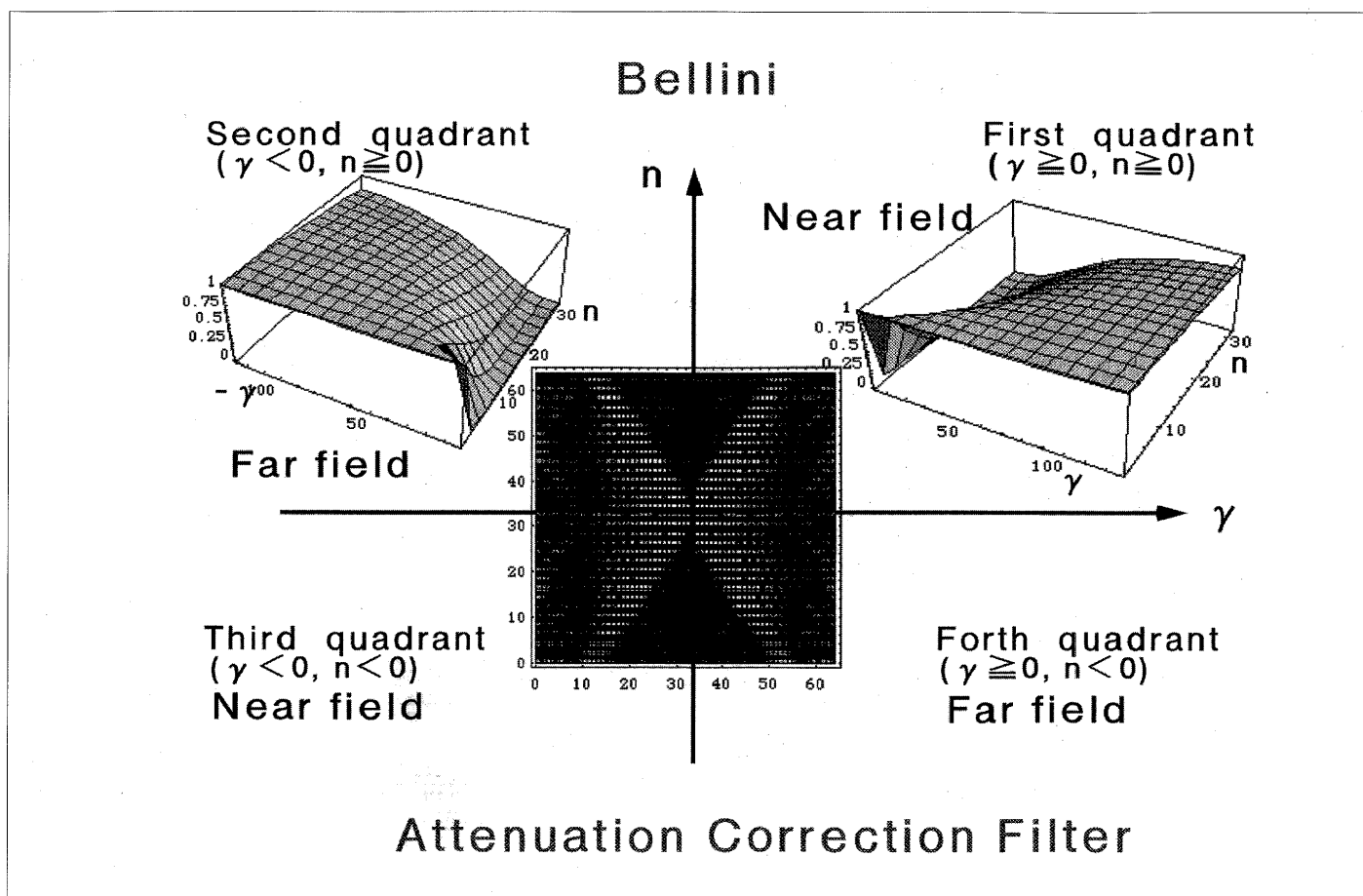


Fig. 9 Belliniの吸収補正フィルタ.

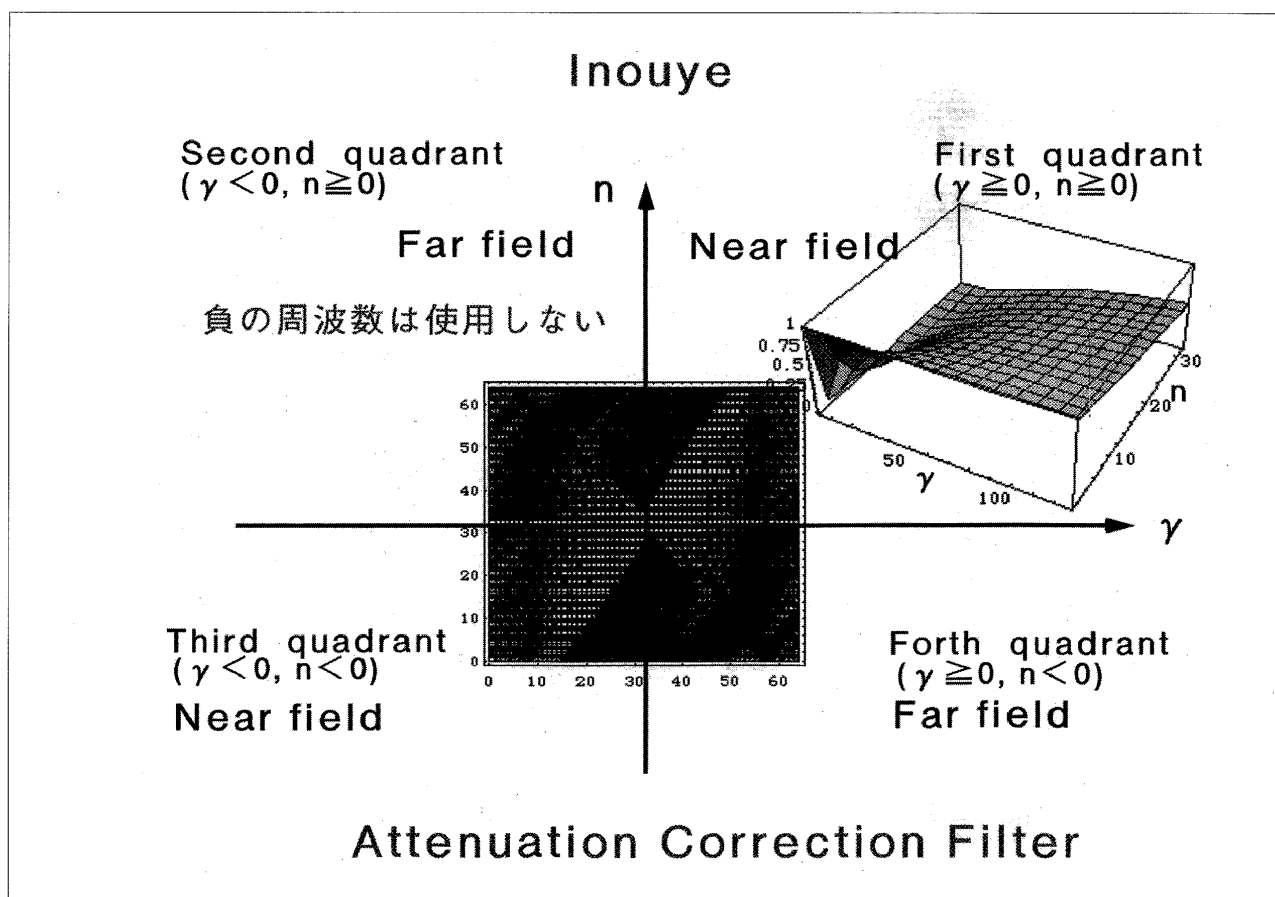
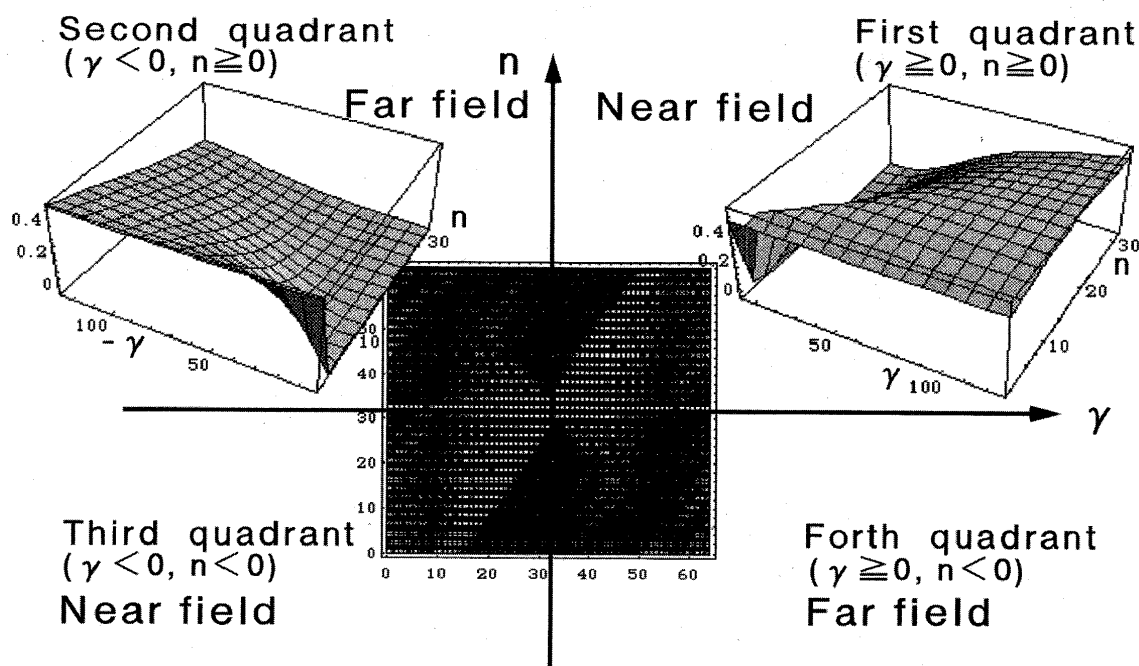


Fig. 10 Inouyeの吸収補正フィルタ.

Metz & Pan, Kudo & Saito



Attenuation Correction Filter

Fig. 11 Metzの吸収補正フィルタ.

ないときのように左右対称な形になる. Bellini法はFig.9の中央に示す $H_n(\gamma)$ の第1象限および第2象限に, 三次元プロットで示す吸収補正フィルタをかける. FDRから吸収補正フィルタをみれば, Bellini法は検出器に近い側と遠い側の投影データの重みを1:1と等しくしている.

11. Inouyeの吸収補正法

Inouye法はFig.10の中央に示す対称化しない投影データ $g(X, \phi)$ の円調和級数 $G_n(\gamma)$ の第1象限のみを用い, それに三次元プロットで示す吸収補正フィルタをかける. FDRから吸収補正フィルタをみれば, Inouye法は検出器に近い側の投影データのみを利用する.

12. 信号対雑音比を最適化したMetzの吸収補正法

Metzらの方法はFig.11の中央に示す対称化しない投影データ $g(X, \phi)$ の円調和級数 $G_n(\gamma)$ の第1象限およ

び第2象限に, 三次元プロットで示す吸収補正フィルタをかける. それは検出器に近い第1象限側の $G_n(\gamma)$ により大きな重みを与えるもので, Bellini法やInouye法よりも信号対雑音比が良くなることが理論的に示される. ただし, それらの画質の差はわずかで実用的にはBellini法で十分である.

13. おわりに

解析的吸収補正法は, Fig.7の式(1)から原画像 $f(x, y)$ を厳密に解くものである. 本稿では図により方法の概略を説明したが, 詳しくはそれぞれの論文を参照願いたい. その際, はじめに工藤らの論文を読まれるのが全体を把握するのに能率的である. 解析的吸収補正法は脳SPECTやSPECTの性能評価²⁰⁾に応用することができるほか, SPECTの画像再構成を勉強するうえでも役に立つと思われる.

参考文献

- 1) Axelsson B, Msaki P and Israelsson A : Subtraction of compton-scattered photons in single photon emission computerized tomography. J. Nucl. Med., 25, 490-494, (1984).
- 2) Jaszczak RJ, Greer KL, Floyd CE, et al.: Improved SPECT quantitation using compensation for scattered photons. J. Nucl.

Med., 25, 893-900, (1984).

- 3) Ogawa K, Harata Y, Ichihara T, et al.: A practical method for position-dependent Compton-scatter correction in single photon emission CT. IEEE Trans. Med. Imag., 10, 408-412, (1991).

- 4) King MA, Hademons GJ and Glick SJ: A dual-photopeak window method for scatter correction. J. Nucl. Med., 33, 605-612, (1992).
- 5) Meikle SR, Hutton BF and Bailey DL: A transmission-dependent method for scatter correction in SPECT. J. Nucl. Med., 35, 360-367, (1994).
- 6) Narita Y, Eberl S, Iida H, et al.: Monte carlo and experimental evaluation of accuracy and noise properties of two scatter correction methods for SPECT. Med. Phys. Biol., 41, 2481-2496, (1996).
- 7) Edholm PR, Lewitt RM and Lindholm B: Novel properties of the Fourier decomposition of the sinogram. Proc. SPIE., 671, 8-18, (1986).
- 8) Glick SJ, Penney BC, King MA, et al.: Noniterative compensation for the distance-dependent detector response and photon attenuation in SPECT imaging. IEEE Trans. Med. Imag., 13, 363-374, (1994).
- 9) Sorenson JA: Instrumentation in Nuclear Medicine vol. 2, ed. Hine GI and Sorenson JA (New York: Academic), pp.311-48, (1974).
- 10) Chang LT: A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25, 638-643, (1978).
- 11) Bellini S, Piacentini M, Cafforio C, et al.: Compensation of tissue absorption in emission tomography. IEEE Trans. Acoustics, Speech and Signal processing ASSP-27, 213-218, (1979).
- 12) Tretiak O and Metz C: The exponential Radon transform. SIAM J. Appl. Math., 39, 341-154, (1980).
- 13) Tanaka E: Quantitative image reconstruction with weighted backprojection for single photon emission computed tomography. J. Comput. Assist. Tomog., 7, 692-700, (1983).
- 14) Hawkins WG, Lechner PK and Yang NC: The circular harmonic transform for SPECT reconstruction and boundary conditions on the Fourier transform of the sinogram. IEEE Trans. Med. Imag., 7, 135-147, (1988).
- 15) Inouye T, Kose K and Hasegawa A: Image reconstruction algorithm for single-photon-emission computed tomography with uniform attenuation. Phys. Med. Biol., 34, 299-304, (1989).
- 16) Metz CE and Pan XC: A unified analysis of exact method of inverting the 2D exponential Radon transform, with implications for noise control in SPECT. IEEE Trans. Med. Imag., MI-14, 643-658, (1995).
- 17) Pan XC and Metz CE: Analysis of noise of a class of exact methods of inverting the 2-D exponential Radon transform. IEEE Trans. Med. Imag., MI-14, 659-668, (1995).
- 18) 工藤博幸, 斎藤恒雄: SPECTにおける解析的画像再構成法の体系化と雑音伝搬特性. 電子情報通信学会論文誌, J79-D-II, 977-988, (1996).
- 19) Shepp LA and Vardi Y: Maximum likelihood reconstruction for emission tomography. IEEE Trans. Med. Imag., MI-1, 113-122, (1982).
- 20) Lange K and Carson R: EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography. J. Comput. Assist. Tomog., 8, 306-316, (1984).
- 21) Hudson HM and Larkin RS: Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data. IEEE Trans. Med. Imag., 13, 601-609, (1984).
- 22) 篠原広行, 長谷部伸, 内山勝弘, 他: 解析的SPECT画像再構成法を用いたSPECTの品質管理. 放射線医学物理, 17, 18-36, (1997).

2. 定量的な臨床SPECT画像を得るための注意点

Symposium

橋本 順
慶應義塾大学医学部

1. はじめに

核医学画像は他のモダリティに比べて空間分解能に劣る反面, 生体機能を定量的に評価することが可能であるという特色を持つ。この利点を活かして, 脳や心臓のSPECTを中心に臓器の局所機能の絶対値または相対値の定量化を行う試みが近年さかんになっている。正確な定量化のためには放射性トレーサごとの適切な解析モデルの導入が必要であるのみならず, トレーサの集積量を正確に測定することのできる撮像系と画像処理技術がなくてはならない。

SPECTの定量性は光子の散乱・吸収, 画像再構成法, 部分容積効果などの様々な因子の影響を受ける。正確な定量値を得るためにはこれらの各々についてその影響を補正する必要がある。われわれはTEW散乱線補正法とトランスミッションスキャンで得られた吸収係数マップを用いる吸収補正法(Changの逐次近似補正)を併用することにより, SPECTの定量性向上を

試みてきた^{1,2)}。ここでは臨床SPECTに散乱・吸収補正を応用した際の効果を評価し, SPECTによる定量解析の問題点, 注意点を検討する。

2. 撮像装置

脳SPECTの散乱・吸収補正は3検出器型装置(Toshiba GCA9300-A/DI)を用いて行った。Fig.1に示すように各検出器にはファンビームコリメータが装着されており, コリメータの焦線は対向する三角形の各頂点に位置している。焦線上にTc-99mの線線源を置くことによりトランスミッションスキャンが可能となる。心筋SPECTの補正には2検出器型装置(Toshiba GCA7200-A/DI)を用いた。平行多孔コリメータを使用し, トランスミッション線源として新しく考案した面線源であるシートライン線源を用いた(Fig.2)。シートライン線源は内腔1mm, 全長50mmのテフロンチューブを厚さ7mmの亚克力板上に約60×40cm²の範囲でたたんで