

第2章 CTの再構成問題（逆Radon変換）

第1節 計算機トモグラフィ（CT）

トモグラフィ（断層写真法：tomography）は、三次元の物体の1つのスライス面を画像化するものである。その最初の試みは、コンピュータは用いずに動きを使って行うものであった。一般的なX線写真などの投影像は、放射線が伝播してきた全ての面を重ね合わせた画像である。その画像は以下のように与えられる。

$$I_d(x,y) = I_0 \exp\left[-\int_{-\infty}^{\infty} \mu(x,y,z) dz\right] \quad (1)$$

ここで、 I_0 は線源の強度で $\mu(x,y,z)$ は被写体の減衰係数分布である。この式の中の z の積分が、特定の深さの面における診断を妨げることになる。他の全ての面が重ね合わされているので、特定の面のコントラストの変化が不明瞭になっている。そこで、ある特定の面のみを見ようとするmotion tomographyという断層写真法が開発された。これは、線源と記録面が逆方向に動いて、特定の面に焦点をつくり、他の面はぼかしてしまう方法である。そのメカニズムは、動きが2、3秒のうちに終わらなければならないので、非常に正確で速くなければならないという制約を受ける。一般的に線源は、記録面に平行な面内で直線上の動きをする。この直線上の動きの他にも様々な方法が使われている。直線上の動きでは、断層面以外の面は、一次元方向にしかぼけないという欠点がある。ゆえに、動く方向に平行なエッジの部分は全然ぼけないことになる。そこで、この代わりに円やhypercycloidsなどの二次元の動きを使ったものがある。いずれにしても、motion tomographyには、2つの根本的な欠点がある。

- 1: それぞれの断層面をとるために、被写体の全てにX線が浴びせられることになり、多数の断層面が必要とされる場合、被験者が膨大な放射線を浴びる。
- 2: 断層面内のコントラスト分解能は従来のX線写真に比べて改良されていない。

motion tomographyでは、断層面以外の面はぼかされて断層面のみが微少な構造を保つことになり、よって、断層面の可視化は改良されるが、画像全体のコントラスト分解能は従来のX線写真と変わらないという大きな欠点があった。

そして、多くの研究者の想像を越えて、1972年に医用診断用のX線CT[1]が発表された。これが、計算機を用いることによって断層像を得るいわゆる計算機トモグラフィ（Computerized Tomography：CT）の技術の出発点とされている。このCTの技術は、従来からの医用画像診断装置とは比較にならないほどの高度な生体情報を、生体に対する非破壊（非侵襲）の条件のもとで提供するものであった。装置自体は非常に高価な商品であったが、たちまちにして全世界に広まり、医学診断に不可欠な装置として認められるに至った。

このようにして、X線の透過を用いたCTは、最も代表的な計算機トモグラフィとして認知され、ただ“CT”といえ、このような方式のものをさすようになった。しかし、もともとわずかながら存在したこの方面の研究は、生体内に注入したラジオアイソトープ（RI）から

の放射線を外部から計測して、これらの体内での分布を調べようとする、いわゆる核医学と呼ばれる分野で行なわれていた。そこで、X線CTの開発により発展した種々の技術、とくに画像再構成のアルゴリズムは、これらの放射型CTと呼ばれる装置の研究に取り入れられて、単光子放射型CT (Single Photon Emission CT: SPECT) や、陽電子放出型CT (Positron Emission Tomography: PET) などの医学診断用画像機器の開発を促進した。

医学診断のための生体計測における最も重要な制約条件の1つは、当然のことであるが、計測対象である生態に対する非破壊性である。これは、非観血あるいは非侵襲性などと呼ばれているが、外科的な処置などと比べれば、X線の透過を利用した画像計測の場合、この要求はきわめて良好に満たされているように思われる。しかし、X線という電離性放射線を用いれば、癌の発生の危険性など、真の意味での非侵襲性は実現されないばかりか、遺伝的な影響など長期間にわたる障害を与え、最も侵襲的な情報抽出媒体を用いているということさえできる。そこで、電離性放射線を用いずにCTを実現する方法が次第に望まれるようになり、その結果、核磁気共鳴の現象を用いたCTである磁気共鳴映像法 (Magnetic Resonance Imaging: MRI) が出現するのである。

このようにして計算機トモグラフィの技術は、医学診断用映像法として非常な成功をおさめ、CTは医用工学を代表する技術の1つと見なされるに至った。しかしながら、もともとCTの画像再構成に関係する数学的取り扱いの研究などは、医学とは無関係な電波天文学[2]や、電子顕微鏡[3]などの方面で行なわれていたのである。このため、医用工学におけるCT技術の発展は当然のことながら一般の計測法として種々の分野への応用[4]を促進し、現在ではこのトモグラフィ技術は、単なる産業用非破壊検査方法としてのみならず、天文学、地球物理学なども含めたきわめて広範囲な分野で、共通に利用される非破壊計測技術となっている。

さらに、CT技術の中心となる投影からの再構成の問題、いわゆるRadon変換の逆問題は、工学の範囲を離れ、純粋な数学としても独自の発展が行なわれている。たとえば、いわゆる不完全投影再構成問題などは、実用的にはまったく用いることが困難な、単に数学的興味にもとづくと思われるような解法が、いぜんとして多くの学術誌に掲載されているのを見ることができ、このように計算機トモグラフィの技術は、独特の経過をたどって誕生し、さらに独特の発展を遂げつつある。

第2節 透過型CT

X線CTに代表される透過型CTは、被写体の外部から放射線を照射し、それをスキャンして被写体内で減衰を受けた放射線を検出し、そして被写体の体軸周りのデータを測定して、その被写体の放射線に対する減衰率の分布を画像にするものである。このように、透過型CTは被写体の減衰係数分布を画像にするもので、おもに形態的特徴を観測するのに用いられる。医用の分野では、よく知られているX線CTがあり、また産業応用では、その放射線源に対する制約が医用に比べて緩いため、 γ 線CTや中性子線CTなど様々なCTが開発されている。その画像再構成の原理は、ほとんど同じであるので、ここでは最も代表的なX線CTの画像再構成法について述べる。まず、その投影データがどのようにRadon変換と結びついているかを述べ、その逆問題である画像再構成法の数学的に厳密な解析的解法を述べる。

1. X線CTの投影データ

X線CTでの測定データは、X線管球から放射され、被写体を透過して減衰を受けたX線を検出器で測定し、その強度として与えられる。まず、Fig.1のような座標系を定義する。被写体に対して固定した直交座標系を $x-O-y$ とし、この座標 (x,y) において被写体のX線減衰係数の分布を $f(x,y)$ とする。次にこの座標系 $x-O-y$ に対して、原点を中心に角度 θ だけ回転した新たな直交座標系を $X-O-Y$ と定義する。両座標系間の関係は、

$$\begin{pmatrix} x = X \cos \theta - Y \sin \theta \\ y = X \sin \theta + Y \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

となる。

ここで、 Y 軸に平行に強度 I_0 のX線ビームを照射すると、被写体を通過した後のX線強度 $I(X, \theta)$ は、

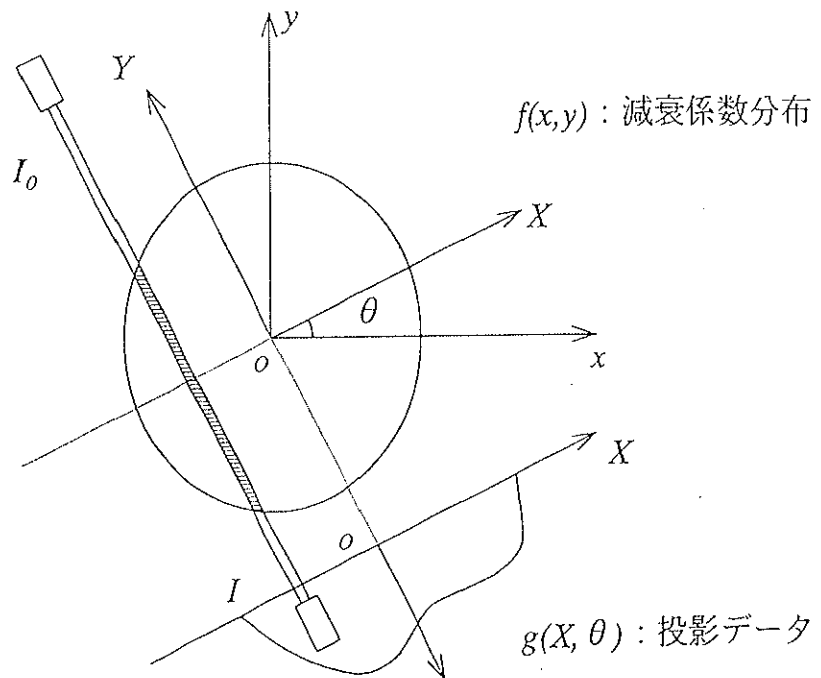


Fig.1 X線CTの座標系

$$I(X, \theta) = I_0 \exp \left[- \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dY \right] \quad (3)$$

となる。(測定データ) これから、X線強度の減衰率の対数変換 $g(X, \theta)$ は、

$$\begin{aligned} g(X, \theta) &= \ln \left[\frac{I_0}{I(X, \theta)} \right] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dY \end{aligned} \quad (4)$$

により表される。これをX線CTにおける投影データと呼び、またこの $f(x, y)$ より $g(X, \theta)$ を求める変換をRadon変換と呼ぶ。

このようにして得られる投影データを被写体をめぐる全角度 $0 \leq \theta < 2\pi$ に対して与え、これより被写体のX線減衰係数の分布 $f(x, y)$ を求めること、いわゆるRadon変換の逆問題がX線CTの画像再構成の問題となる。ここで現実のデータにおいては、X線ビームを逆にたどる場合もまったく同じ減衰を与えるので、この対称性より

$$g(X, \theta + \pi) = g(-X, \theta) \quad (5)$$

が成り立つ。したがって投影角度の範囲は、この場合 $0 \leq \theta < \pi$ と与えられたのと同等で、データの冗長性を増す効果を持つのみである。よって、一般には180度の角度範囲でデータは測定されれば充分である。

2. 二次元Fourier変換法

前節で示した投影データ $g(X, \theta)$ の集合から、最も簡潔に被写体の X 線減衰係数の分布 $f(x, y)$ を求める厳密な解析的アルゴリズム[5]-[9]を説明する。その前に、まず、画像再構成問題の内容を数学的に明瞭にしておく。

二次元の再構成問題として、実領域 (x, y) に対応する周波数領域の座標を (ξ, η) で表し、被写体の X 線減衰係数の分布 $f(x, y)$ の二次元Fourier変換を $F(\xi, \eta)$ とすると、その定義式より、

$$F(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i(\xi x + \eta y)} dx dy \quad (6)$$

と表される。ここで、直交座標系で表されている (ξ, η) を極座標系 (ω, θ) に変換する。すなわち、

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega \cos \theta \\ \omega \sin \theta \end{pmatrix} \quad (7)$$

とすると、(6)式は、

$$F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)} dx dy \quad (8)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dY \right] e^{-i\omega X} dX \quad (9)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} g(X, \theta) e^{-i\omega X} dX \quad (10)$$

と書くことができる。(10)式を見て分かるように、角度 θ の方向に撮られた投影データ $g(X, \theta)$ を変数 X について一次元Fourier変換すれば、求めたい減衰係数の分布 $f(x, y)$ の二次元Fourier変換の極座標表示における角度 θ 方向成分が得られることが分かる。よって投影データ $g(X, \theta)$ を $0 \leq \theta < 2\pi$ に対して得ることにより、 $f(x, y)$ のFourier変換 $F(\xi, \eta)$ は完全に定まることになる。

従って、被写体の X 線減衰係数の分布 $f(x, y)$ は、 $F(\xi, \eta)$ を二次元逆Fourier変換して、

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F(\xi, \eta) e^{i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (11)$$

により求められる。以上の関係をFig.2に示す。このアルゴリズムを直接実行する方法は二次元Fourier変換法と呼ばれる。

この方法では、具体的な計算は一次元および二次元のFourier変換に関するもののみであり、いずれもよく知られたFFT（高速Fourier変換）を利用して、きわめて迅速に実行される。し

かしながら、具体的な計算機によるデジタル計算を考えると、(10)式の $F(\omega \sin \theta, \omega \cos \theta)$ を表す極座標表現による格子点 (ω, θ) と(11)式の $F(\xi, \eta)$ を表す直交座標表現による格子点 (ξ, η) の位置は一般には異なるため、適当な内挿計算が必要となる。この際、計算精度が十分に得られなければ、誤差にもとづくアーティファクト（偽像）[8][9]が発生する。

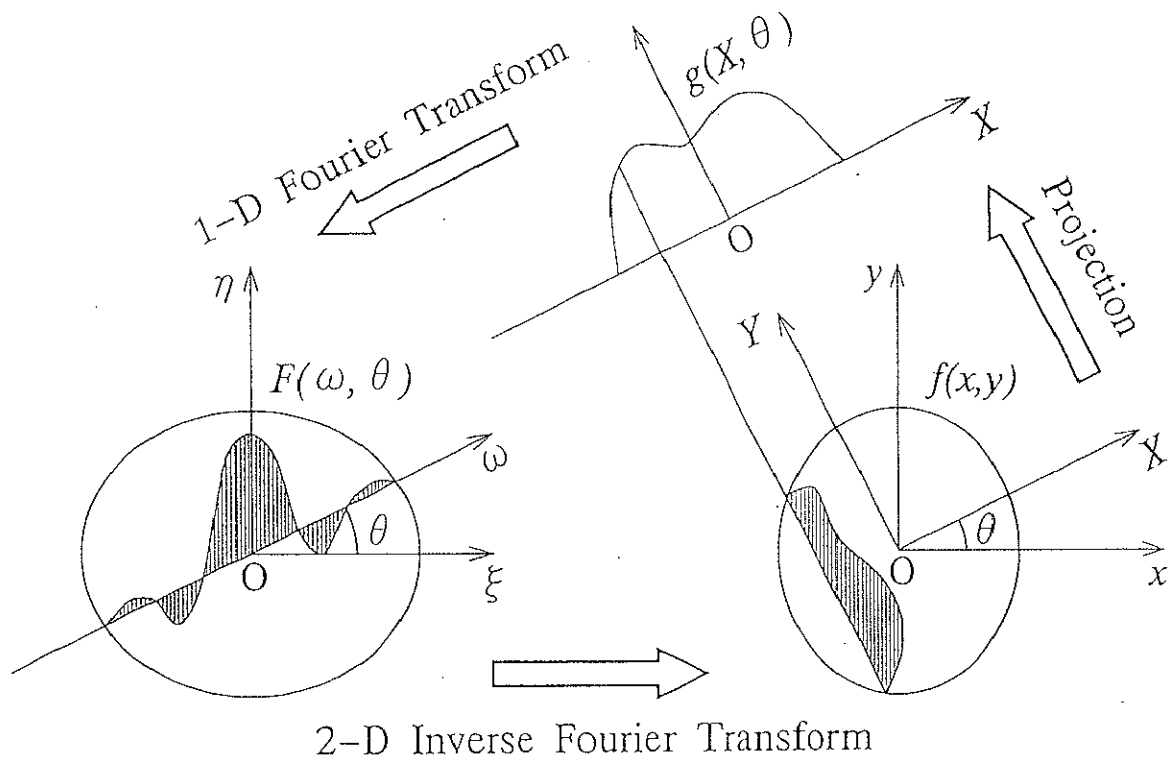


Fig.2 被写体、投影関数および被写体の2次元Fourier変換の相互関係

3. フィルタ補正逆投影法

この方法は、前節で述べた二次元Fourier変換法と数学的には等価で、厳密な解を与える解析的な方法である。ここでは、内挿計算による誤差を避けるために、(11)式を直交座標表現ではなく、極座標表現で行なう。(7)式を用いて(11)式を極座標系で表すと、

$$f(x,y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) e^{i\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)} \omega d\omega d\theta \quad (12)$$

$$= \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \left[\int_{-\infty}^\infty F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) |\omega| e^{i\omega X} d\omega \right] d\theta \quad (13)$$

となる。(13)式の [] 内の積分は、角度 θ 方向の投影データ $g(X, \theta)$ のFourier変換 $F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta)$ に対して、周波数 ω の領域で ω によって表されるフィルタ関数を作用させることを意味している。よって $q(X, \theta)$ として、

$$q(X, \theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^\infty F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) |\omega| e^{i\omega X} d\omega \quad (14)$$

を考えると、(13)式は、

$$f(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta) d\theta \quad (15)$$

となる。

この方法では、角度 θ 方向の投影データ $g(X, \theta)$ に対して(14)式で修正した新しい投影データ $q(X, \theta)$ を作った後、これを逆投影して $f(x,y)$ を求めることになる。このため、この方法をフィルタ補正逆投影法 (Filtered Back-Projection Method : FBP) [2][3][10][11]と呼んでいる。ここで逆投影とは、空白の画面上に投影データを投影の方向へ逆に戻し、これを各方向の投影データについて重ね合わせて画像を得る方法のことである。

このようなフィルタ補正逆投影法は、現在のCTで最も一般的に用いられている再構成法である。投影データに対するフィルタリング (一次元) は、一般のデータ処理の手法としてすでに常識になっているように、FFT (高速Fourier変換) を利用して、Fourier変換領域で行なうのが、非常に迅速に処理ができて有利である。このため、周波数領域でフィルタリングを行なうフィルタ補正逆投影法が、医学診断用CTの商用機で最も普通に用いられている。

4. 重畳積分法

Fourier変換に関するよく知られた定理によれば、Fourier変換領域でフィルタ関数 $H(\omega)$ を積算することは、もとの領域において、この関数の逆変換

$$h(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{i\omega X} d\omega \quad (16)$$

を重畳積分(convolution integral)することと等価である。したがって、(14)式の計算を、変数 X の領域で重畳積分により実行することもできる。具体的には、基本的な部分において $|\omega|$ と一致する関数を $\Phi(\omega)$ とし、このFourier逆変換を $\phi(X)$ とすれば、(14)式の計算は

$$q(X, \theta) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g(X', \theta) \phi(X - X') dX' \quad (17)$$

のように表すこともできる。このような投影データに対し、原領域(変数 X の領域)で、重畳積分によってフィルタリングを実行するようなフィルタ補正逆投影法を、とくに重畳積分法、あるいはコンボリューション法[3][12]と呼んで、他の場合と区別する習慣がある。

CT開発の初期の段階では、計算機の機能上の制約に加えて、物理的イメージのとらえやすさなどが関係し、重畳積分法によるフィルタ補正逆投影法がさかんに用いられていた時期もあった。

実際の再構成計算では、フィルタ関数は、周波数の増大とともに発散するので、そのまま用いることはできず、適当に周波数の高い領域を減衰させる必要がある。CTの発展の歴史と関係して、これらのフィルタ関数にShepp and Logan、あるいはRamachandranなどと研究者の名前が付けられている。しかし、このフィルタ関数の形の違いは、あまり本質的なものではなく、ノイズを除去するための平滑化を、どのようにするかのおおよその傾向を与えさえすればよい。このため、通常は $|\omega|$ の再構成用のフィルタと、ノイズの周波数分布を考慮して、周波数0の位置より、ナイキスト周波数にいたる領域の適当な割合まで1の値を取り、それより高周波数の領域を周波数の増大とともに、緩やかに減衰する平滑かフィルタを積算したフィルタを、投影データに作用させることが行なわれている。

5. 逆投影後フィルタリング法

以上で述べたフィルタ補正逆投影法にもとづくCTの画像再構成演算は、次のようにその物理的意味を理解することができる。すなわち、投影データとして表されている関数 $g(X, \theta)$ にフィルタを作用させずに、そのまま逆投影すれば

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(X, \theta) d\theta \quad (18)$$

が得られるが、これは原像に対し $1/\sqrt{(x^2+y^2)}$ で拡がる“ボケ”を重畳したものと等しいことを示すことができる。したがって、この“ボケ”の投影データ上での分布の関数のFourier変換であるMTFは

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} e^{-i(\xi x + \eta y)} dx dy = \frac{1}{|\omega|} \quad (19)$$

$$\omega^2 = \xi^2 + \eta^2$$

のように表される。そこで、この“ボケ”を消すためには、(19)式の逆フィルタである周波数の絶対値に比例した $|\omega|$ を作用させればよいが、この演算がまさに(13)式に示すフィルタ補正逆投影法である。

したがって、フィルタ補正逆投影法による画像再構成アルゴリズムの物理的内容はこのように単純な逆投影によって得られる像の“ボケ”のPSF(Point Spread Function)の影響を除去するための逆フィルタを投影データにあらかじめ作用させて“ボケ”を取り除き、そのあとに逆投影を行なって、正しい原像を生成する方法と解釈することができる。これに対し、順序を変えてまず投影データの逆投影を行ない、このあとに逆投影により発生する“ボケ”を除去する二次元のデコンボリューションを行なう方法が考えられる。この方法を、逆投影後フィルタリング法 (Back-Projection and Filtering Method: BP & F) [13]と呼ぶ。

一般に逆投影演算は全積分値が発散するため、その関数はFourier変換領域の原点において特異性を示す。よって、実際の演算の二次元デコンボリューションにおいて、逆投影による“ボケ”を取り除く $|\omega|$ なるフィルタをそのまま作用させた場合、このフィルタ関数の直流成分が零であるため、得られる再構成画像の全積分値が零となる誤った像が再構成される。しかし、このフィルタ関数の直流成分の値は、MTFの直流成分の値である無限大を打ち消すためのものと解釈すると、計算機でこれを実行する場合は、投影数が有限であるためMTFの直流成分の値は発散しない。したがって、フィルタ関数の原点の値は、零でないある値を推定すればよいが、これは原点近傍に値から決定することができる。このようにして、特異性を逃れることができ、フィルタ補正逆投影法と変わらない再構成像を得ることができる。

また、フィルタ補正逆投影法と逆投影後フィルタリング法は、線型の演算であるフィルタリングと逆投影の順序を入れ替えただけであるのに、その変動成分の伝播に対する振舞いは、非線型性を示すことが報告されている。変動成分には、投影データ自身に含まれる固有のものと、

計算過程で混入する数値的な誤差が考えられる。この両者が相互に関係し合い、再構成計算全体における変動成分の伝播が、演算順序によって大きく影響を受ける。これは、それぞれの演算の変動成分に対する伝播特性の違いによって起きている。

フィルタリングと逆投影の両演算の変動成分に対する伝播特性を、信号に対する変動成分の割合が高周波成分にいくほど一般に高くなるということを考慮して考えると、フィルタリング演算は、高周波成分を強調するため変動成分の割合を大きくすると考えられ、また逆投影演算は、全体を $1/\sqrt{(x^2+y^2)}$ でほかすため変動成分の割合を小さくすると考えられる。このことから、計算過程で混入する変動成分に注目すると、FBP法では、まずフィルタリング演算で変動成分の割合が大きくなるため、ここで混入する変動成分があまり影響を及ぼさず、そのあとの逆投影演算で、変動成分の割合が比較的小さくなる。一方、BP&F法では、逆投影演算で変動成分の割合を小さくするので、この段階で混入する変動成分の割合が、信号全体に対して比較的大きなもとのなり、そのあとのフィルタリング演算による高周波領域強調により、さらにその割合が相対的に増大する。以上のことにより、BP&F法はFBP法に比べて変動成分を大きく拡大することが考えられる。

2種類のノイズレベルについてbitで表した計算精度とFBP法とBP&F法で、再構成した画像の評価値のグラフをFig.3とFig.4に示す。実線がFBP法で、破線がBP&F法の結果であるが、計算精度を落とすとBP&F法は、計算過程で混入する変動成分に大きく影響を受け、FBP法に比べて評価値が悪くなっているのがわかる。

このように、数学的には等価なものであってもそれを実際のアルゴリズムとして演算する場合、ノイズや計算精度などによる変動成分によって、異なった結果を示すことも可能である。この事実は、当然のことと思われがちだが、実際にはあまり理解されていない。

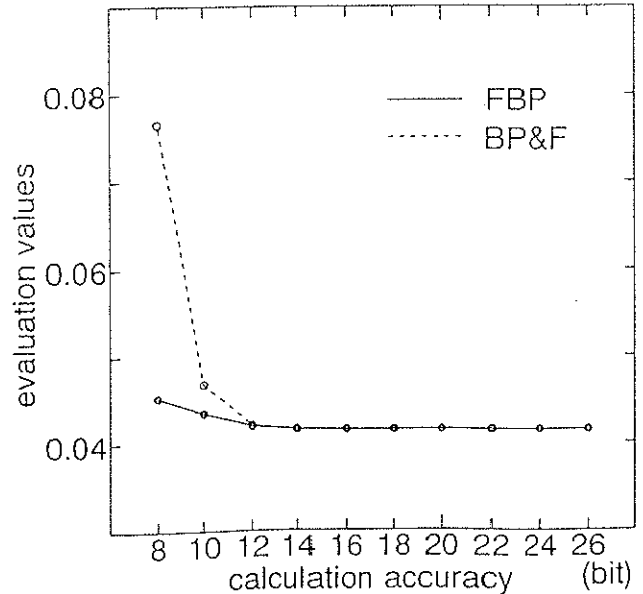
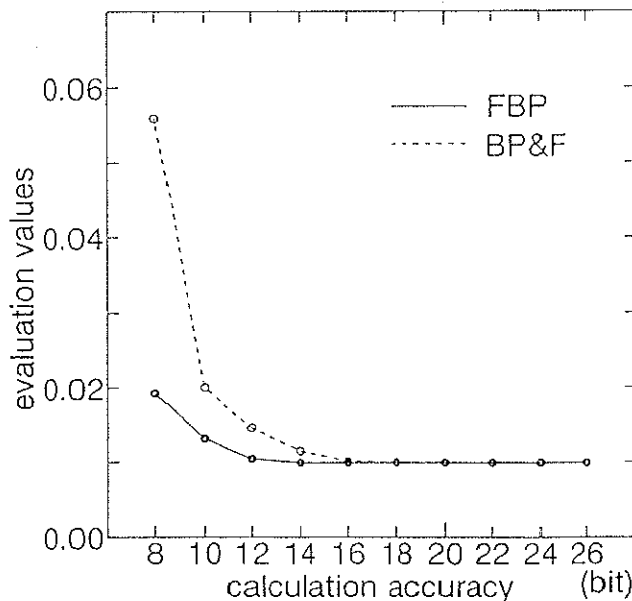


Fig.3 ノイズレベル 0.025 (ノイズ:小)

Fig.4 ノイズレベル 0.103 (ノイズ:大)

再構成画像の計算精度に対する定量評価 (実線: FBP法、破線BP&F法)

第3節 放射型CT

人体内に放射性同位元素 (RadioIsotope: RI) を投与し、体内の生体構成物質あるいは類似物質などに標識させトレーサーとして用いると、生体機能の変化に敏感に反応し、病気の発見などの医学診断に利用することができる。人体内に投与したRIは、生体機能の変化によって分布し、そこから γ 線を放出する。その γ 線を体外の検出器で測定し、RIの濃度分布を表した画像を一般に核医学画像[14]–[17]と呼んでいる。核医学画像のなかで、被写体の体軸周りに γ 線の強度データを測定し、RIの濃度分布の断層像を得る方法を放射型CTという。この放射型CTは被写体内に分布するRIの濃度を画像にするもので、被写体の生理学的、または生化学的な機能を表す画像が得られる。さらに、RIを標識させる薬剤によっては、人間の代謝過程を観測することも可能である。このように放射型CTの画像は、機能画像として利用される場合が多い。

この放射型CTには、単光子放射型CTと陽電子放出型CTがあるが、これらについて説明する。

1. 陽電子放出型CT (PET)

陽子過剰型の放射性核種は、原子核中の陽子が中性子に変換することによって安定な核種に転換し、その際しばしば陽電子、すなわちポジトロンを放出する。生体中で陽電子が放出されると、生体物質を電離及び励起することによってエネルギーを失い、近傍の電子と結合して対消滅する。その時、それぞれ511KeVのエネルギーを持つ2個の光子がほとんど180度反対方向へ放出される。これらの光子は消滅放射線、または消滅 γ 線と呼ばれる。PETはその消滅 γ 線を同時計測法で計測し、断層画像を作成するものである。

同時計測法とはFig.5のように2つの検出器を対向させてそれらの出力を同時計測回路に入れ、2つの検出器が同時に γ 線を検出したときのみ出力パルスが得られるように測定する方法である。同時計測法による測定の大きな特徴の1つは、消滅 γ 線の体内減衰が正確に補正できることである。Fig.6において、任意の点Pから放出された一対の消滅 γ 線が両方とも被写体内で減衰して対向位置で同時計測される確率 f_A は、それぞれの γ 線が減衰して検出器で計測される確率の積に等しく点Pを原点にとると次式で表される。

$$\begin{aligned} f_A &= \exp\left[-\int_{-L_1}^0 \mu(l) dl\right] \cdot \exp\left[-\int_0^{L_2} \mu(l) dl\right] \\ &= \exp\left[-\int_{-L_1}^{L_2} \mu(l) dl\right] \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 $\mu(l)$ は同時計数ビームに沿った被写体の減衰係数の分布を表す。

(20)式はビームに沿った $\mu(l)$ の積分値にのみ関係し、ビーム上の線源の位置Pには無関係である。 $\mu(l)$ の積分値は容易に測定できるので、各投影データの同時計数値をそれぞれのビームに

について t_A で除算することによって減衰補正は正確に行える。この特徴は画像再構成によって断層画像を得るうえできわめて重要で、PETがSPECTに対してはるかに定量性に優れている理由である。

またPETは、ほかの核医学機器に比べて格段に高い空間分解能と感度を持っている。近年、半値幅で4～5 mmFWHMの空間分解能が得られるようになった。

陽電子放出核種は ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{18}F などで、生物学的にきわめて重要な元素が含まれており、医学的に興味のある情報が得られる。 ^{18}F をブドウ糖に標識し、脳の代謝過程を見る研究などが盛んに行われている。これらの核種は一般に短寿命で、サイクロトロンで生産されるものが多いことも特徴である。現在のところ、これらの核種を製造するには病院内にサイクロトロンを必要とする。よって装置全体が大がかりなものになってしまい、膨大な設備投資が必要となるため、研究用PETから臨床PETへの道がなかなか開けないでいる。

今後の方向として、保守管理が簡単な小型サイクロトロンやポジトロン核種のジェネレータの開発に加えて、メーカーによる ^{18}F 標識化合物の供給体制を確立していく必要があるだろう。

最近の研究においては、三次元で同時計測し三次元の画像再構成を行なおうという試みがさかんである。この場合、二次元に比べて放射線の散乱の影響が大きくなり、これをどう取り除くかが大きな問題となっている。

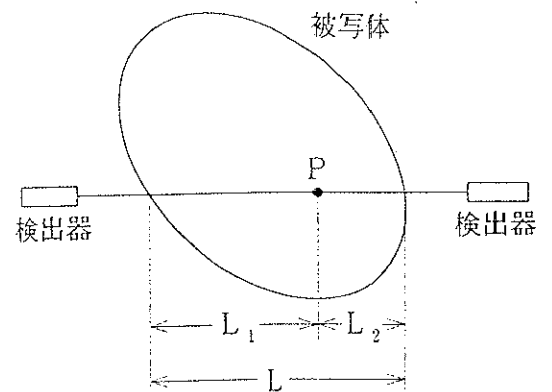
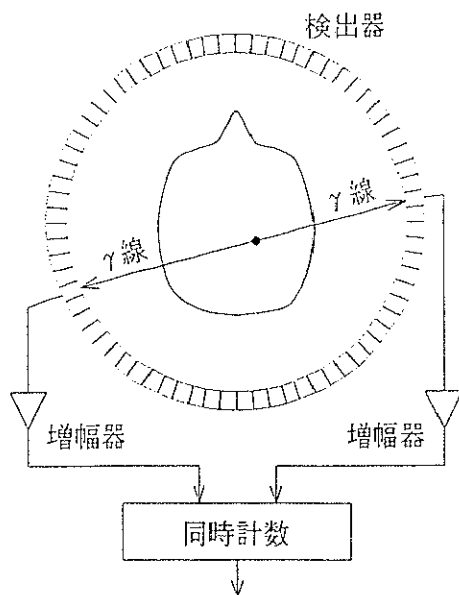


Fig.5 同時計測法による陽電子放出核種の測定 Fig.6 同時計測法における体内減衰の影響

2. 単光子放射型CT (SPECT)

PETでは1回の核反応にともなう放射過程において2個の光子を放出し、それが計測の単位となるが、SPECTでは1回の放射過程において放出される1個の光子を計測の単位とする。このことから単光子放射型と名付けられている。

ある放射性核種(親核種)が崩壊し、別の核種(娘核種)に変わったとき、多くの場合その娘核種はまだ不安定なエネルギー状態(励起状態)にある。そして、観測不可能なほどの短時間にその励起エネルギーを γ 線として放出することによって、より下位のレベルあるいは安定(基底)状態に落ちる。その娘核種の中に励起状態が有限時間、準安定状態として続き、それがある半減期を持って γ 線を放出し基底状態に落ち着く場合がある。そのような γ 線を放出する核種には、 ^{99m}Tc や ^{123}I など約120種類存在する。質量数のとなりのmは準安定状態(metastable)を示す。SPECTではこのような核種を用いる。

また、SPECTで用いる標識化合物の条件として次のようなものが考えられる。

- (1) 被検者への被曝軽減のため、用いる核種は β 線、 β^+ 線及び α 線の放出を伴わない γ 線(フォトン)放出核種であること。
- (2) 定量的な解析を行うために、検出フォトンが単色であることが望ましく、かつ検出器の計数効率、エネルギー分解能及びコリメータの材質と設計を考慮して、そのエネルギーが130KeV~200KeVであること。
- (3) 被検者への被曝軽減や、同一投与量、同一データ収集時間で得られる情報量を増やすために、核種1崩壊当りの検出対象フォトン放出確率が高いこと。
- (4) 検出対象フォトンよりも高いエネルギーを持ったフォトンの放出を伴わないこと。
- (5) 人体への大量投与が可能な、短半減期核種であること。

このような条件をほぼ満足する代表的な放射性医薬品核種に、 ^{99m}Tc 標識化合物がある。実際の診断で、ほかの放射性医薬品に比べて群を抜いて多く使われている。

また ^{99m}Tc には、次のような特徴がある。

- ① 物理的半減期が6.02時間と短く、 γ 線のみを放出するので、線束密度が高くかつ患者の被曝量が少ない。
- ② 放出 γ 線のエネルギーが140KeVであるため、精度よく測定でき、かつ遮蔽が容易である。

など、放射性医薬品核種として優れた物理的性質を有しているだけでなく、ジェネレータシステムにより簡単にかつ安価に入手できるという利点を持っている。よって、PETのようにサイクロトロンを必要とせず装置が簡便なものとなるので、SPECTにはガンマカメラのように普及する潜在能力があるといえる。

次に、現在SPECTを用いて行われている診断例を簡単に紹介する。

甲状腺は血液中からヨードイオンを選択的に捕獲する性質を持っており、これを有機化して甲状腺ホルモンを合成、分泌していることが知られている。そこで患者に放射性ヨード(^{131}I

あるいは ^{123}I)を投与して、甲状腺への集積状況からこの過程を観察し、診断に役立てている。

正常な脳組織には血液脳関門と呼ばれる機構があり、色素、薬物、毒素など、脳細胞の代謝に不要な大部分の脂肪不溶性物質を通過させない。このため、 $^{99\text{m}}\text{TcO}_4^-$ などの放射性物質は脳実質へは取り込まれず、血液中に残存している放射能がわずかにバックグラウンドとして認められるだけである。脳組織に障害が起きると、血管脳関門が破壊または変化を受けるために、脳シンチグラフィ用剤が、この関門を自由に通過するようになる。従って、脳腫瘍、脳膿瘍、脳梗塞亜急性期などの脳血管透過性が異常に進行するような病体になると、その部分はシンチグラムで異常集積像として描出されることになる。

SPECTの画像再構成法については、第3章で詳しく述べる。

第4節 磁気共鳴映像法 (MRI)

X線CTが工業製品として、一応の完成段階に到達した1970年代の後半になると、生体に対する非侵襲性をより徹底したCTをつくらうとする研究がさかんになった。とくにX線CTの持つ欠点を解決する意味において、最も豊富な可能性を期待されていた、核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance : NMR) の現象を利用したCTである磁気共鳴映像法 (Magnetic Resonance Imaging : MRI) の開発が進展し、1980年代に入るとまもなく人体の撮像が可能な実用的装置が出現するに至った。現在、スペクトロスコピーを含めて一般にMRと省略されることが普通となったこ

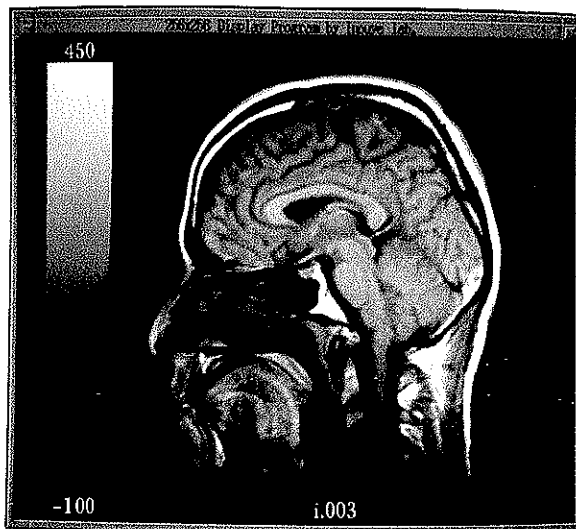


Fig.7 MRIによる生体の撮影例
(人体頭部断層像)

この技術は、実用的な装置が誕生して10年にもみたくない様な期間しか経過していないのであるが、すでにFig.7に示すような、X線CTの画質を凌ぐような映像を診断の場に提供し、医学診断用映像装置として欠くことのできない重要な存在となっている。

このようなMRIの画像再構成の基本となる技術は、X線CTの発表ののちに、まもなくLauterburにより発表されたきわめて簡単な方法[18]にもとづいている。NMRの現象は、一様な静磁場の中で自転する、スピンを持った原子核が行なう首振り運動という周期運動との共鳴ととらえることができる。これはしばしば、磁化を持った独楽が回転しながら首振り運動をしていることにたとえられることがある。この共鳴の周波数 ω は、対象の各種が指定されれば、つぎのように静磁場の強度 B に比例する。ここで、比例定数 γ は核種に固有の定数であり、水素原子核 (陽子) の場合には42.6MHz/T(T=tesla)である。

$$\omega = \gamma B \quad (21)$$

このような、NMRの現象より得られる信号により画像を構成するには、空間の中の位置をNMRの信号に対応させることが必要であるが、これはつぎのようにして実現される。すなわち、Fig.8に示すように空間の中のX方向の位置情報をNMR信号に与えるためには、静磁場の強度 B を空間座標 X の関数 $B(X)$ とすればよい。そのような場合、共鳴周波数 ω も

$$\omega(X) = \gamma B(X) \quad (22)$$

のように空間座標 X の関数となり、 $X=\text{const.}$ の位置すべてに対応する点の積分された信号が、 $\omega(X)$ の周波数における応答として取り出される。したがって、Fig.8のような平面内の被写体分布を考えれば、空間位置座標 $X=\text{const.}$ の直線に沿ったNMR信号の積分値である投影関数が、共鳴周波数 $\omega(X)$ における応答としてえられることになる。このとき、静磁場 B_0 に対して磁場強度 $B(X)$ を G を定数として、

$$B(X) = B_0 + GX \quad (23)$$

と表される X 方向への線型勾配磁場を発生させるならば、そのとき観測される信号強度 $S(\omega)$ は、

$$S(\omega) = S[\gamma B(X)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) dY \quad (24)$$

となる。ここで、 $f(x,y)$ は被写体分布（核磁化分布）を表し、 $Y=-x \sin \theta + y \cos \theta$ は X 軸に垂直な座標軸である。これはまさにRadon変換の形をしており、 X の方向を変化させれば、CTの再構成のためのすべての角度の投影データが求まり、これをもとに原像が復元できることになる。

これにより、NMR信号に関するCTが実現することとなり、実際、磁気共鳴映像法開発の初期には、被写体に対して種々の方向へ線型に強度が変化する勾配磁場を作用させて、投影データを収集し、X線CTの場合とまったく同様にして画像再構成を行なう方法が用いられた時期もあった。しかしながら、NMRの計測においては、X線CTなどの場合と比較して、データの収集方法がはるかに間接的であり、この性質を利用することによって再構成の計算がきわめて容易な形のデータを得ることができる。すなわち、NMR信号の計測では、パルス・フーリエ変換法により、周波数レスポンスのFourier変換された量を、時間変数の関数として得ることができる。したがって、(22)式のように X 方向に線型勾配磁場を作用させることにより、 X 方向への投影データが周波数の関数として求められるが [(24)式]、パルス・フーリエ変換法による計測データは、この関数のFourier変換であり、(10)式の説明から容易に分かるように、これは被写体の二次元Fourier変換の原点

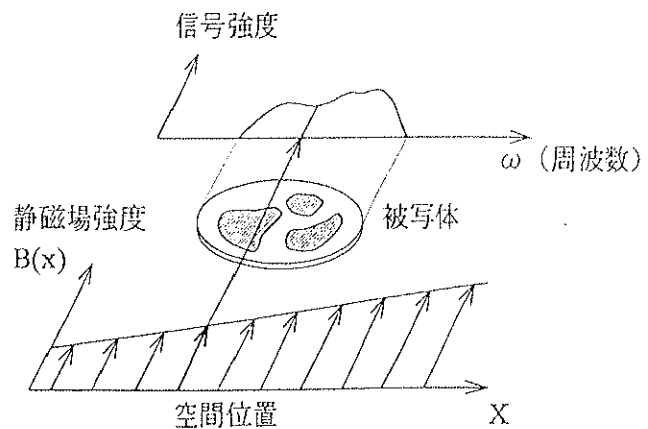


Fig.8 MRIにおける空間位置信号の導入
および投影データの計測

を通るX軸の方向（勾配磁場の方向）への線上の分布に等しい。

このことからわかるようにNMRの信号の計測では、被写体のFourier変換領域（通常、k空間と呼ぶ）の上のデータが、その点の方向への線型勾配磁場を作用させることにより時間変数の関数として、直接読みだすことができるのである[19]。この原理を利用すれば、たとえば、 $f(x, y)$ として表される被写体分布に対して、最初y方向へ線型勾配磁場をある時間作用させ、その後x方向に切り換えられた線型勾配磁場のもとで信号を読み出せば、被写体のFourier変換領域のデータの直交座標上の標本点での値がそのまま得られ、このデータを逆Fourier変換することにより、原像が再構成されることになる。

このような方法は二次元の場合のみならず、すべての次元で同様に成り立ち、現在のMRIでは二次元、あるいは三次元のFourier変換領域の直交座標系格子点データを採取する方法が、最も一般的となっている。

参考文献

- [1] G.N.Hounsfield : Computerized transverse axial scanning, Brit. J. Radial., 46, pp.1016-1022 (1973)
- [2] R.N.Bracewell and A.C.Riddle : The inversion of fan-beam scans in radioastronomy, Astrophys. J., 150, pp.427-434 (1967)
- [3] G.N.Ramachandran and A.V.Lakshminarayanan : Three-dimensional reconstruction from radiographs and electron micrographs. II, Application of convolutions instead of Fourier transforms, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 68, pp.2236-2240 (1971)
- [4] M.Onoe, J.W.Tsao, H.Yamada, et al. : Computed tomography for measuring annual rings of a live tree, Proc. IEEE, 71, pp.907-908 (1983)
- [5] 岩井喜典 : CTスキャナ, コロナ社 (1980)
- [6] 齊藤恒雄 : 画像再構成アルゴリズム, 近代科学社 (1993)
- [7] Tamon Inouye : Image reconstruction from projections, MEDICAL IMAGING TECHNOLOGY Vol.4, No.3, pp.286-290 (1986)
- [8] 井上多門 : 計算機トモグラフィにおける画像処理, 電子通信学会誌, 63, pp.600-608 (1980)
- [9] 仁木登, 水谷利雄, 高橋義造, 井上多門 : 2次元フーリエ変換法によるCTの高速画像再構成, 電子通信学会誌, J66-D, pp.707-714 (1983)
- [10] L.A.Shepp and B.F.Logan : The fourier reconstruction of head section, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.NS-21, pp.21-43 (1974)

- [11] T.F.Budinger and G.T.Gullberg : Three dimensional reconstruction in nuclear medicine emission imaging, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-21, pp.2-20 (1974)
- [12] E.Tanaka : Generalized correction functions for convolutional techniques in three-dimensional image reconstruction, Phys. Med. Biol., 24, pp.157-161 (1979)
- [13] 池田敏之, 趙海, 小笠原洋一, 橋本雄幸, 井上多門 : 逆投影-フィルタリング法による画像再構成, Med. Imag. Tech., vol.11, pp.331-332 (1993)
- [14] 飯尾正浩 : 核医学入門 ~基礎から臨床まで~, 丸善(1978)
- [15] 鳥塚莞爾 : Emission CT診断アトラス, 金芳堂(1981)
- [16] 永井輝夫 : 最新臨床核医学 [基礎編], 朝倉書店(1986)
- [17] 久田欣一 : SPECTの臨床, 金原出版(1987)
- [18] P.C.Lauterbur : Image formation by induced local interactions. : Examples employing nuclear magnetic resonance, Nature, 242, pp.190-191 (1979)
- [19] A.Kumar, D.Welti and R.R.Ernst : NMR-Fourier-Zeugmatography, J. Mag. Reson., 18, pp.69-83 (1975)