

†

2016年度

修士論文

MPPCを用いた革新的スペクトルCT の開発

—「超低被ばく」かつ「多色化」が可能に
する次世代CT検査に向けた提案と実証—

早稲田大学 先進理工学研究科物理学及応用物理学専攻

学籍番号： 5315A018-1

大島翼

指導教員： 片岡淳 教授

2017年2月

概要

X線CT(Computed Tomography)は、医療用画像診断装置の一種で、人体を切開することなく内部の状態を立体的に観察することができる装置である。レントゲン撮影と同様にX線を用いて透過写真を得るが、レントゲン写真では三次元の被写体が二次元映像として表されるのに対し、CTでは多数の向きからX線撮影を行うことで、内部の状態を立体的に表現することが可能である。CTでしか見つからない体内の病変は大変多く、X線CTは現在の医療画像診断においても根幹をなす重要技術であるといえる。

しかしながらCTで必要とされる高精細画像を得るには、 1mm^2 あたり一秒間に 10^{8-9}cts にも及ぶ大強度のX線を人体に当てる必要があり、従って医療被ばくにおけるCTの割合が深刻化している。その被ばく量は1回で 10mSv にも及ぶ場合があり、これは日本人1人当たりの平均年間自然放射線量 2.1mSv に対してずっと大きい(図1.1(右))。またCT撮影は患者によって経過観察のため、年間複数回行われることは多く、その被ばく量は甚大であることが伺える。現在CTメーカー各社は、画像再構成アルゴリズム等を新たに開発することで低被ばく化を目指している。技術面においては、臨床で用いられているX線CTの多くはシンチレータとフォトダイオード(PD)を用いたエネルギー積分型CTである。すなわち、X線によって生じた電荷を一定時間蓄積して電流値を読み出すため、個々のX線パルスを分解し、エネルギー情報を取得することが出来ない。得られる画像はCT値(線減弱係数)のみをパラメータとするモノクロ画像となり、正確な物質同定が困難となる。この問題を解決する「次世代」CTとして、複数のエネルギーバンドでデータを収集し、画像化する多色X線CT(フォトンカウンティングCT)が研究されている。一度のX線照射で様々なエネルギーバンドでのCT画像が取得可能であり、CT値が近い物質の識別やX線CT特有のアーチファクトの改善に、大きな注目を集めている。フォトンカウンティングCTの実現に向け、現在多くの医療メーカーではCdTeやCdZnTeなどの半導体を用いた直接変換型の検出器を主として研究している(たとえばPHILIPS社)。しかしながら、素子内部での電子・ホールの移動速度は遅く、臨床で求められる 10^{8-9} cts/mm^2 の高計数に耐えることは非常に難しい。高計数に耐えるにはピクセルあたりの受光面積を小さくする必要があり、その結果読出しチャネル数は膨大となる。また検出器に信号增幅機能がないためノイズに弱く、読み出しには低ノイズかつ高速応答性をもつ電荷積分アンプが不可欠となる。CdTe/CdZnTeの利用はコスト、放射線耐性の観点からも実用的でなく、既存の装置をすべて刷新する必要など、早期における実用化・臨床応用においても多くの課題を残している。

本研究ではMulti-Pixel Photon Counter(MPPC)と高速シンチレータを用いて、「低被ばく」かつ「多色」撮影が可能な、全く新しい革新的X線CTシステムを提案する。MPPCは約100万倍もの大きな内部増幅機能をもつ半導体光素子で、微弱信号への感度が極めて高い。この大きな内部増幅により、従来型CTより遙かに低い線量で同等以上のS/Nを実現し、一方では個々のX線パルスを弁別することで多色イメージングも可能である。本研究では 1mm 角のPD,APD,MPPCを用いてCT撮影を行い、低コントラスト分解能評価と空間分解能評価を行った。またMPPCを用いたK-edgeイメージングやビームハーフ

ドニングの低減など、多色イメージングの効果を実証した。シンチレータは従来型 CT で用いられる Gd₂O₂S (GOS) を用い、電流を一定間隔で読み出すことで投影データを取得した。MPPC では電流・パルスの 2 つの読み出しを行い、パルス読み出しでは時定数の短い Ce:YAP を用いた。

キーワード：スペクトラル CT、低被ばく、MPPC

目 次

第1章 X線CT	1
1.1 X線CTとは	1
1.2 X線CTの検出器	2
1.3 画像再構成原理	3
1.4 CTの画質評価	7
1.4.1 画像ノイズ評価	7
1.4.2 空間分解能評価	9
1.4.3 低コントラスト分解能評価	12
1.5 従来のエネルギー積分型X線CTの問題点	12
1.5.1 CT値が同一である物質の弁別が困難	13
1.5.2 ビームハードニングアーチファクト	14
1.6 次世代X線CT	14
1.6.1 デュアルエナジーCT	15
1.6.2 フォトンカウンティングCT	16
1.6.2.1 ビームハードニングの低減	17
1.6.2.2 媒質の同定	18
1.6.2.3 軟部組織のコントラスト強調	19
1.6.2.4 ノイズの低減(SN比の向上)	19
1.6.2.5 k吸収端イメージング	20
第2章 低被ばく化の実証	22
2.1 画像ノイズ評価	26
2.2 低コントラスト分解能評価	28
2.2.1 実験結果	29
2.3 空間分解能評価	34
2.3.1 空間分解能評価ファントムによる評価	35
2.3.2 実験結果	35
2.3.3 MTFによる評価	37
2.3.4 実験結果	38
第3章 多色イメージングの効果の実証	43
3.1 エネルギー分解能	43
3.2 多色イメージングの測定方法	44
3.3 低コントラスト分解能向上	46
3.3.1 実験結果	47
3.4 ビームハードニング低減	50
3.4.1 実験結果	52
3.5 物質同定	53
3.5.1 実験結果	55

3.6 K-edge イメージング	55
3.6.1 ヨード造影剤の強調イメージング	55
3.6.2 ヨード造影剤のがドリニウム造影剤のコントラスト反転	60
第4章 アナログ・デジタル多系統 LSI	64
第5章 まとめと今後の展望	65

図 目 次

1.1	CT 装置の外観	1
1.2	CT の検出器の構造	2
1.3	CT の DAS の例。(少数の ADC で全検出素子を分担する構成例)	3
1.4	CT の画像再構成法の原理	3
1.5	CT の画像再構成用いられるフィルター	6
1.6	様々な物質の CT 値	6
1.7	高コントラスト分解能 ファントムの例	9
1.8	デルタ関数のフーリエ変換	10
1.9	インパル信号とインパル応答 (PSF) およびそれぞれの MTF	11
1.10	各インパルス応答と対応する MTF の関係	12
1.11	質量減弱係数の原子番号依存性と線源弱係数の原子番号依存性 (@122keV) 質量減弱係数はエネルギーが一定であれば物質によって異なる値を取るが、 線源弱係数は物質が異なっても同一になる場合がある	13
1.12	ビームハードニング効果 [?]	14
1.13	2層式検出器方式 [?]	16
1.14	後頭蓋窓アーチファクトの低減 [?]: (a) には赤丸部に橋を横切るような線状 の低吸収域が見られる。これにより脳幹や小脳などの描画不明瞭にとなり やすく、同部の出血や梗塞などの診断には限界がある。 (b) ではこのアーチ ファクトが低減され、脳実質の観察が容易になる。	18
1.15	金属アーチファクトの低減 [?]: 金属スクリューを用いた腰椎後方固定術後 症例で (a) では金属アーチファクトのためスクリュー自体およびその周辺 組織の評価が困難となっているが、 (b) では金属アーチファクトが著明に 低原子、周辺組織の評価が容易になる。	18
1.16	ヨード、カルシウム、水の線源弱係数 (NIST より作成) $\Delta\mu_{\text{Low}}$ が $\Delta\mu_{\text{High}}$ より大きいため低エネルギーにおける画像の方がコントラストが強調される	19
1.17	エネルギー積分型 CT とスペクトラル CT におけるノイズの影響の比較 [?]	20
1.18	k 吸収端イメージングの原理 (減弱曲線は NIST より作成)	21
2.1	実験に使用した PD, APD(左) と MPPC(右)	22
2.2	APD のゲイン特性 (at 25 °C) ※ root の画像に差し替える	23
2.3	実験セットアップ※アルミニウムフィルターをつける	24
2.4	電流モードの読み出し回路	24
2.5	パルスモードの読み出し回路	25
2.6	管電圧 120kV で管電流を変化させたときの線量の変化	26
2.7	画像ノイズ評価ファントム	26
2.8	各素子で撮影した水ファントムの画像 (管電流 0.5mA)	27
2.9	SD を測定する ROI の設定	28
2.10	低コントラスト分解能実験に用いた被写体	29

2.11 各素子で撮影した図 2.10 の CT 画像と 1 次元プロファイル (120kV、0.1mA)	30
2.12 ROI の位置	31
2.13 管電圧 120kV で管電流を変化させた時の CNR	32
2.14	33
2.15 (a) エネルギー閾値を設定しなかったときの X 線スペクトル、(b) エネルギー閾値を 20keV に設定したときの X 線スペクトル (H.Morita & T.Oshima et.,al)	34
2.16 空間分解能評価ファントム	35
2.17 空間分解能評価ファントムの CT 画像	36
2.18 MTF 測定に用いたファントム※模式図を隣にのせる	37
2.19 MTF の測定手順	38
2.20 PD と MPPC(パルスモード) で取得した図 2.18 の CT 画像 (120kV) ※大きさがあつていいので直す	39
2.21 PD の PSF	39
2.22 MPPC の PSF	40
2.23 MTF	41
2.24 臨床で用いられる CT の MTF の一例	42
 3.1 ^{57}Co と ^{241}Am のスペクトル	43
3.2 ^{57}Co を照射したときの MPPC で読み出した Ce:YAP の波形	44
3.3 多色イメージングの例	45
3.4 多色イメージングのエネルギー弁別回路 ($V_{th4} > V_{th3} > V_{th2} > V_{th1}$)	45
3.5 $V_{th1} = 30\text{keV}, V_{th2} = 60\text{keV}, V_{th3} = 90\text{keV}$, に設定したとき、それぞれの閾値を超える波高を持つ信号の例	46
3.6 水とアルコールの線減弱係数 (NIST より作成)	47
3.7 各エネルギー閾値における X 線エネルギースペクトル	48
3.8 図 2.10 の全エネルギーと各エネルギー帯域における CT 画像	49
3.9 図 3.8 の一次元プロファイル	50
3.10 測定ファントム	51
3.11 図 3.10 の全エネルギーと各エネルギー帯域における CT 画像	52
3.12 図 3.11 の一次元プロファイル	53
3.13 $f(Z)$ の原子番号依存性 (NIST より算出)	54
3.14 それぞれの CT 画像の原子番号同定結果	55
3.15 ヨードの K-edge イメージングに用いたファントム	56
3.16 ヨード (30mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性	57
3.17 管電圧 120kV、管電流 0.2mA で測定した X 線全エネルギースペクトル (左) とヨード造影剤 140mg/mL を MPPC の前に置いて測定した時のスペクトル (右)	57
3.18 ヨードの K 吸収端に閾値を設けて測定した X 線スペクトル	58
3.19 ヨードの K-edge の後 20keV 帯域で取得した CT 画像 (左) と K-edge の前 20keV 帯域で取得した CT 画像 (右)	59

3.20 K-edge イメージング $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$	60
3.21 ヨード造影剤 (30mg/mL) とガドリニウム造影剤 (90,g/mL) の線減弱係数の エネルギー依存性	61
3.22 CT 画像を取得するエネルギー帯域	62
3.23 30-50keV と 50-70keV の二つのエネルギー帯域で取得したガドリニウム造 影剤とヨード造影剤の CT 画像とその一次元プロファイル	63
5.1 高精細シンチレータ (GAGG) と MPPC の外観とイメージング結果	66

表 目 次

1.1 PHILIPS 市販されている CT の仕様 [?]	2
2.1 実験に使用した PD,APD,MPPC の基本特性	22
2.2 各素子の暗電流値と管電圧 120kV、管電流 0.1mA を照射したときの出力電流	23
2.3 管電圧 120kV、管電流 0.2mA において各素子で取得した CT 画像(図 2.11) の CNR の値	31
3.1 各エネルギー帯での CT 画像のコントラスト比と CNR	50
3.2 それぞれの物質の実効原子番号と実験値	55
3.3 $\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{k-edge}(x, y)$ のコントラスト比の比較	60
3.4 各チャンネルの閾値のエネルギー	61

第1章 X線CT

1.1 X線CTとは

CTとはcomputed tomographyの略であり、日本語名称はコンピュータ断層撮影装置である。図1.1が典型的なCTの外観例である。X線管から連続エネルギースペクトルを持つX線が照射され、直進しながら物体中で減弱し、反対側にある検出器で減弱したX線の透過強度分布を測定する。そして、測定した透過強度分布から、X線の通しにくさを影絵にしたような投影データを取得する。この投影データをX線管と検出器を物体周りに回転して物体の多方向から取得し、フーリエ変換を用いて画像再構成し線減弱係数 μ の分布図としてCT画像を表示している。CT画像においては線源弱係数の高い組織は白く、線源弱係数の低し組織は黒く表示するのが慣例である。CTの方式には種々の方式があるが現在最も一般的なのは第三世代のファンビームを照射するX線源とそれに対向したX線検出器が被写体の周りを回る Rotate/Rotate(R/R) 方式であり、X線検出素子の数(チャンネル数)は現在は700-900程度になっており一回転のスキャン時間は0.3秒前後に達している。



図1.1 CT装置の外観

現在実用化されているCTの仕様の一例を表1.1に示す。解像度は~0.2mm、画像を取得するのに要する時間は100ミリ秒台である。

項目	仕様
フレームレート	10, 000 frame/sesc($\sim 120,000\text{pixel/frame}$)
動作モード	電流モード(エネルギー積分型)
シンチレータ	GOS($\sim 50,000\text{ph/MeV}$)
解像度	$\sim 2.4\text{lp/mm}(\sim 0.210\text{mm})$
リーク電流	$< 3\text{pA}$

表 1.1 PHILIPS 市販されている CT の仕様 [?]

1.2 X 線 CT の検出器

CT の X 線検出器にシンチレータとフォトダイオード (PD) が用いられ、シンチレータで X 線を光に変換し、PD で光電変換を行うのが最も主流である。シンチレータには X 線阻止能が高く、発光量が大きく、残光が少ない GOS が用いられる。また、R/R 方式においては検出器全面に高さ 20-30mm の主にタングステンなどの重金属できている散乱線カット用のコリメータが配備されている。図 1.2。

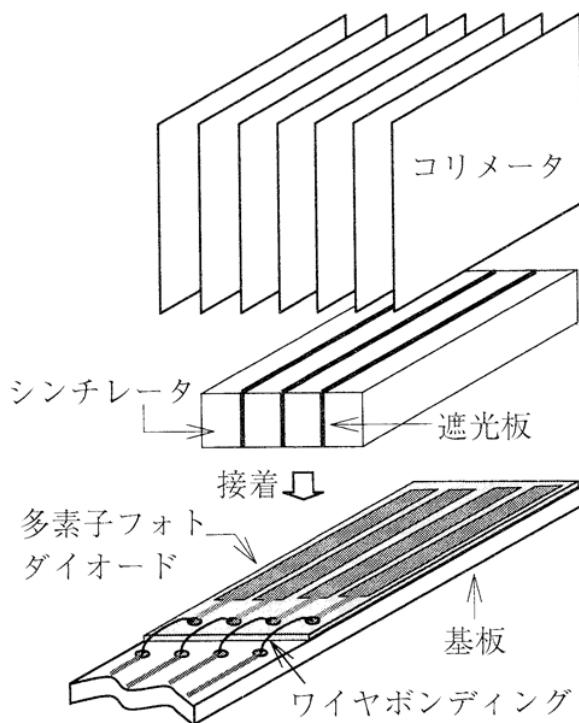


図 1.2 CT の検出器の構造

また、PD からの出力電流をサンプリング時間 (1 ビューの時間、つまり 0.2~1 ms) について積分し、たまつた電荷量を A-D 変換しデジタルデータとして送り出す DAS(Data

Acquisition System) の構成の一例を図 1.3 に示す。

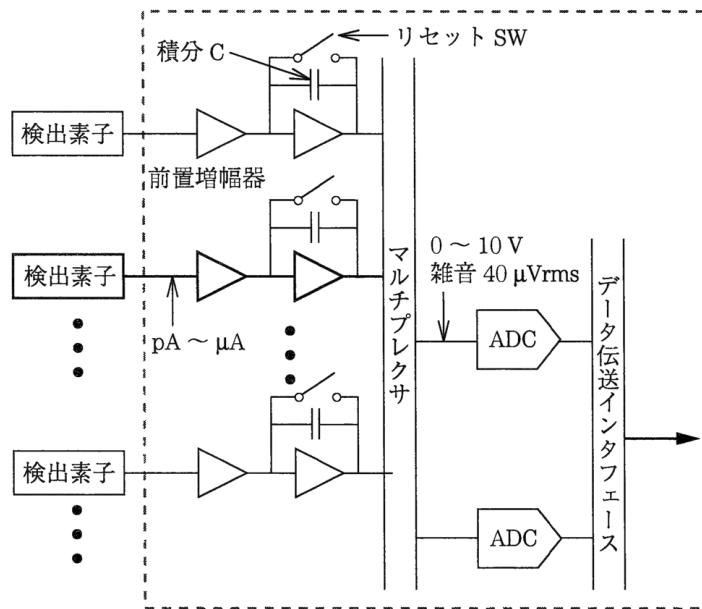


図 1.3 CT の DAS の例。(少数の ADC で全検出素子を分担する構成例)

DAS に求めらる性能は以下のようなものがある。

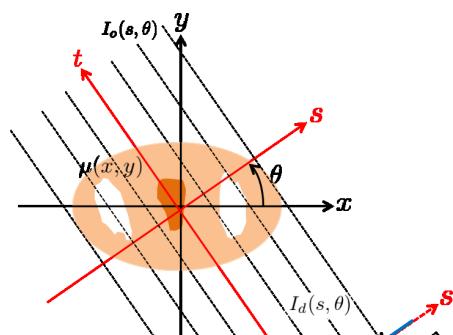
1. サンプリング時間 (0.2~1 ms) 内に全検出素子の出力を A-D 変換する高速性。
2. 検出器・DAS 系の回路ノイズと量子化誤差は X 線量子の統計的変動より十分低いレベルでなければならない
3. 被写体による減弱がない場合でも簡単にオーバーフローしない広いダイナミックレンジを持つ。

また、CT の動作モードには電流モード (X 線フォトンによって生成した電荷を所定時間蓄積し、電流信号を出力する方式) とパルス読み出し (X 線フォトンを個々に計数するフォトンカウンティングモード) の 2 種類に大別されるが通常の CT は電流モード読み出しでありエネルギー積分型と呼ばれる。

1.3 画像再構成原理

現在の X 線 CT の X 線管からはファンビームの X 線が照射されるのが一般的であるが、ここでは簡単のため直線の X 線ビームを用いて画像再構成原理を説明する (図 1.4)。

最終的な目標は線源弱係数の分布 $\mu(x, y)$ を求めることがある。図 1.4 において原画像 $\mu(x, y)$ と、計測



データである投影データ $g(s, \theta)$ の関係は次式のように定義される。

$$g(s, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \quad (1.1)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - s) dx dy \quad (1.2)$$

ここで、 (x, y) は被写体を固定した静止座標系、 (s, t) は被写体周りを回転する検出器の座標系である。 s は中央にある検出器を中心とし底からの位置、 t は検出器に垂直な直線上にある被写体の位置を示す。式 (1.2) は原画像のうち回転座標系の s に相当する部分のみをデルタ関数によって抽出し、抽出された値の総和をとることを示す。これは角度 $\theta (0 \leq \theta < \pi)$ に置いて位置 s に相当する直線上で $\mu(x, y)$ を線積分することに相当する。 $g(s, \theta)$ を横軸 s 、縦軸 θ として 2 次元画像で示したもののがサイノグラムである。また各 θ と t で規定される投影データ 1 本 1 本をレイ (ray) という。また一つの角度方向のレイの 1 セットをビュー (view) という。

ここで入射光子数を I_o とし、人体との相互作用を受けずにそのまま透過した光子数を I_d とすれば次式が成り立つ。

$$I_d(s, \theta) = I_o(s, \theta) \exp \left[- \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \right] \quad (1.3)$$

$$= I_o(t, \theta) \exp[-g(s, \theta)] \quad (1.4)$$

$$\therefore g(s, \theta) = -\ln \left[\frac{I_d(s, \theta)}{I_o(s, \theta)} \right] \quad (1.5)$$

つまり、投影データ $g(s, \theta)$ を入射強度 I_o と検出器で受ける強度 I_d から求めることができれば、その逆変換として、 $\mu(x, y)$ を求めることができる。そこで $\mu(x, y)$ の二次元フーリエ変換 $\hat{\mu}(\xi, \eta)$ を考えると

$$\hat{\mu}(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} dx dy \quad (1.6)$$

となり、 (ξ, η) を $\xi = \rho \cos \theta, \eta = \rho \sin \theta$ なる変換を行い、極座標系 (ρ, θ) に変換すると、

$$\hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} dx dy \quad (1.7)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi\rho s} ds dt \quad (1.8)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \right] e^{-i2\pi\rho s} ds \quad (1.9)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} g(s, \theta) e^{-i2\pi\rho s} ds \quad (1.10)$$

$$\equiv P(\rho, \theta) \quad (1.11)$$

つまり式 (1.11) はある角度 θ における投影データを s について一次元フーリエ変換したものは線減弱係数 μ の二次元フーリエ変換の θ 成分である。よって、投影データを θ が 0 から π に対して θ 方向¹の成分を得てそれらを t に関して 1 次元フーリエ変換することにより、 $\mu(x, y)$ のフーリエ空間 $\hat{\mu}(\xi, \eta)$ をタイヤのスポーク状に埋めることにより $\hat{\mu}(\xi, \eta)$ が求まることになる。よって線源弱係数の分布 $\mu(x, y)$ は式 (1.11) を逆フーリエ変換すればよいので

$$\mu(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mu}(\xi, \eta) e^{i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (1.12)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \begin{vmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial \rho} & \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \rho} & \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \end{vmatrix} d\rho d\theta \quad (1.13)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \rho d\rho d\theta \quad (1.14)$$

$$= \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\rho d\theta \quad (1.15)$$

$$= \int_0^{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} P(\rho, \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho s} d\rho \right\} d\theta \quad (1.16)$$

と求まる。式 (1.16) は投影データを一次元フーリエ変換し、図 ?? のように空間周波数の絶対値で示される高周波数強調フィルタのランプ (ramp) フィルタ $|\rho|$ を掛けた後に。一次元フーリエ逆変換を行い実空間に戻す。フィルタ補正した投影データを $\theta (0 \leq \theta < \pi)$ について逆投影し原画像 $\mu(x, y)$ を得る。フィルターの種類はいくつかあるが代表的な二つのフィルターを図 1.5 にあげる。

¹平行ビームであれば $p(t, \theta + \pi) = p(-t, \theta)$ なので半回転で投影データの情報完備となる。画像の安定化のためには 1 回フルスキャンが基本だが、理論の説明は半回転の方がつ都合がよい。

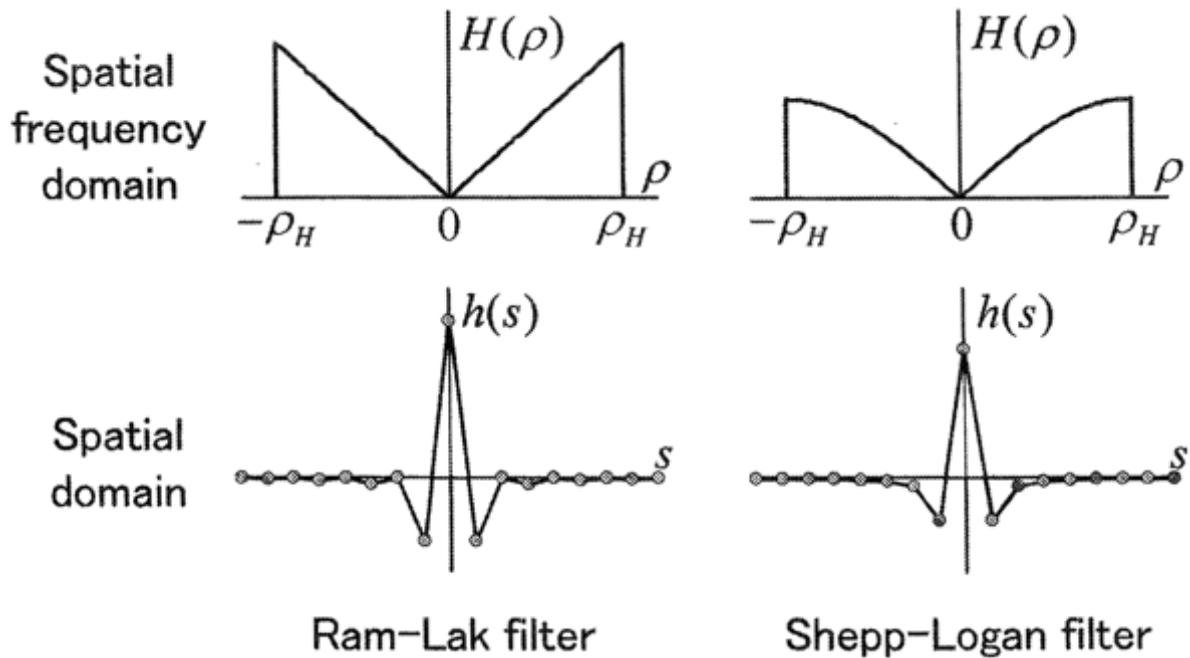


図 1.5 CT の画像再構成用いられるフィルター

Ramp フィルターは分解能に優れるがノイズを増強する。一方、Shepp-Logen フィルターは Ramp フィルターに比較しノイズを抑制するが解像度は劣る。また CT 画像の画素の値 (CT 値) はこの線源弱係数を用いて以下のように定義されている。

$$\text{CT 値} = 1000 \times \frac{\mu - \mu_w}{\mu_w} \quad (1.17)$$

ここで CT 値の単位は HU(Hounsfield unit) であり、 μ_w は水の線源弱係数である。しかし、 μ も μ_w も X 線質に依存する量であり、混合エネルギー X 線を用いているため、物質を透過すると X 線質は変化するので CT 値は完全な定量的な値ではない。様々な物質の CT 値の目安を図 1.6 に示す。

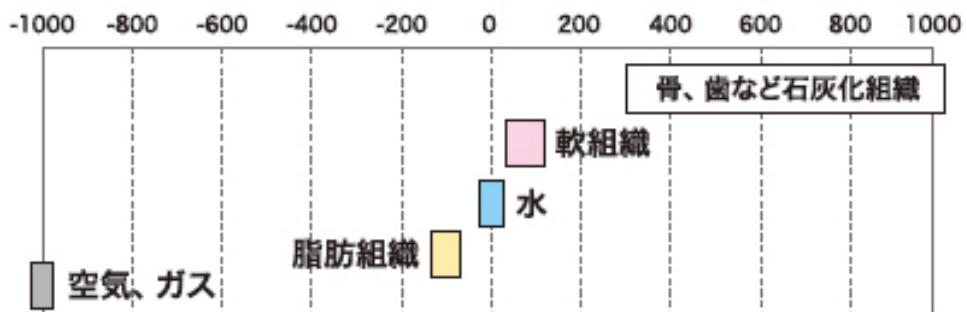


図 1.6 様々な物質の CT 値

1.4 CT の画質評価

CT の画質評価に主にどれくらい画像ノイズ評価、どれくらい細いものが見えるかという空間分解能表、CT 値が近い物質をどれくらい区別できるかという低コントラスト分解能評価お 3 つが主にある。

1.4.1 画像ノイズ評価

X 線 CT で水ファントムのような一様な被写体を撮影した場合、その物質の線減弱係数 μ に従って、各ピクセルの CT 値は一様に等しく計算されるはずである。しかし、実際は諸因子に由来する統計的な変動（揺らぎ）によって CT 値はばらついて一定とならず、この揺らぎ成分を一般的に画像ノイズと呼ぶ。この画像ノイズは直感的にも推察されるように投影データのノイズの比例する。ここでは投影データのノイズは X 線量子の統計的変動が支配的である。X 線量子の統計的変動とは次のようなものである。完全な計測系を用いて到来フォトン数の計測を繰り返しても、結果は毎回異なる。個々の X 線フォトンが被写体内で減弱していくプロセスは確率現象であるためであり、一般的にポアソン分布に従うと仮定される。各回のフォトン数計測値が N 個であるとし、平均して $\langle N \rangle$ 個が計測されたとする。 N は $\langle N \rangle$ を中心に誤差 ε_N でばらつくが、この ε_N が X 線量子の統計的変動である。 ε_N の標準偏差を σ_N とすれば、ポアソン分布を仮定しているので $\sigma_N = \sqrt{\langle N \rangle}$ である。誤差のない測定系であっても計測データの S/N 比は X 線量子の統計的変動で決まる物理限界 $\langle N \rangle / \sigma_N = \sqrt{\langle N \rangle}$ を超えることはできない。

ここで、検出器・DAS は完璧でなくノイズ ε_d を伴うが、その場合の投影データのノイズレベルを求めてみる。CT の X 線計測は様々なエネルギーの混じった混合エネルギースペクトルの多色 X 線の吸収線量計測であるが、ここでは簡単のためにフォトンカウンティングモードでの計測であるとする。被写体へ入射 X 線フォトン数を N_{in} とする。式 (1.5) よりノイズがなければ投影データの値は

$$p_{\text{ideal}} = -\ln \left(\frac{N}{N_{\text{in}}} \right) \quad (1.18)$$

$$= -\ln N + \ln N_{\text{in}} \quad (1.19)$$

$$= -\ln \langle N \rangle + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (1.20)$$

ノイズがあるときの投影データは

$$p_{\text{actual}} = -\ln \left(\frac{N + \varepsilon_d}{N_{\text{in}}} \right) \quad (1.21)$$

$$= -\ln (N + \varepsilon_d) + \ln N_{\text{in}} \quad (1.22)$$

$$= -\ln (\langle N \rangle + \varepsilon_N + \varepsilon_d) + \ln (\langle N_{\text{in}} \rangle + \varepsilon_{\text{in}}) \quad (1.23)$$

ここで、 ε_{in} は N_{in} に含まれる X 線量子の統計的変動でありその標準偏差は $\sqrt{\langle N_{\text{in}} \rangle}$ であるが、 N_{in} は被写体により減弱していない大きな値なので $\langle N_{\text{in}} \rangle \gg |\varepsilon_{\text{in}}|$ であり、 $\ln \langle N_{\text{in}} \rangle + \varepsilon_{\text{in}} \approx$

$\ln \langle N_{\text{in}} \rangle$ と近似してよい。従って

$$p_{\text{actual}} \approx -\ln (\langle N \rangle + \varepsilon_N + \varepsilon_d) + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (1.24)$$

$$= -\ln \left\{ \langle N \rangle \left(1 + \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \right) \right\} + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (1.25)$$

$$= -\ln \langle N \rangle - \ln \left(1 + \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \right) + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (1.26)$$

$$(1.27)$$

ここで第二項を級数展開し $\langle N \rangle$ に比べて ε_N と ε_d は十分小さいとして高次の項を落とすと、

$$p_{\text{actual}} \approx -\ln \langle N \rangle - \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (1.28)$$

$$= p_{\text{ideal}} + \varepsilon_p \quad (1.29)$$

ここで

$$\varepsilon_p \equiv -\frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \quad (1.30)$$

と定義した。すなわち p_{actual} は p_{ideal} の周囲に誤差 ε_p でばらつく。この ε_p の標準偏差 σ_p を求める。ここで ε_d は平均値ゼロ、標準偏差 σ_d とする。 ε_N と ε_d とは互いに相関がないので分散の加算式より、

$$\sigma_p^2 = \frac{\sigma_N^2 + \sigma_d^2}{\langle N \rangle^2} \quad (1.31)$$

$$= \frac{\langle N \rangle + \sigma_d^2}{\langle N \rangle^2} \quad (1.32)$$

従って

$$\langle N \rangle \gg \sigma_d \text{ のとき } \sigma_p \approx \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} \quad (1.33)$$

$$\langle N \rangle \ll \sigma_d \text{ のとき } \sigma_p \approx \frac{\sigma_d}{\sqrt{\langle N \rangle}} \quad (1.34)$$

式 (1.33) が通常の運用状態である。ここでは X 線量子の統計的変動だけが投影データ（すなわち CT 画像の）ノイズ起源で画像ノイズは検出線量の平方根に反比例する。

式 (1.34) のような状況では、画像ノイズは検出線量に反比例して変化する。これは一種の異常事態であり、大きな被写体であるにもかかわらず過度に照射線量を減らしたり薄いコリメーション幅とした場合には発生しうる。その場合、画像ノイズのみならず別種の画質問題も顕在化することがあり、診断に耐える画像は得られない。

X 線量子の統計的変動に関する要因は

1. 線質 (管電圧)

2. 管電流
3. 撮影時間
4. ピッチ
5. detector configuration(colimation)

があげられる。また X 線量子の統計的変動が画像ノイズの最大要因であるが、画像再構成・画像処理（再構成スライス厚、再構成法、フィルタ関数）によっても画像ノイズは変動する。

1.4.2 空間分解能評価

空間分解能とはどのくらい細いものを分離して認識できるかという識別限界を数値化したものである。CT における空間分解能は、高コントラスト分解能ファントムを用いて視覚的に評価する方法と、解像特性として定量的に変調伝達関数 (Modulation Transfer Function: MTF) を測定する方法の 2 つが推奨されている。空間分解能を決定づける要因は以下のようなものがあげられる。

1. 焦点サイズと検出器サイズ
2. サンプリングピッチ
3. view 数
4. 再構成 FOV
5. 再構成関数
6. その他 (架台振動、管球焦点移動なども影響がある。マルチスライス CT の登場により再構成方法も多様化し、これらの様々な要因によっても空間分解能が変化する。)

高コントラスト分解能ファントムによる空間分解能評価

一般的な評価ファントムとしては、図 1.7 のようにアクリル樹脂などの中に空気の穴 (直径 d) がピッチ $2d$ で配列されたものが用いられる。これを CT 撮影して再構成を行い画像上で d の穴が分離して見えるか見えないかという主観的な評価を行う。この評価においては定量性には欠けるが穴が細くなる、つまり入力信号の

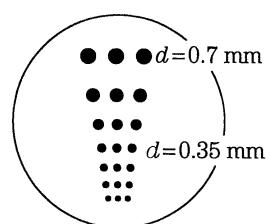


図 1.7 高コントラスト分解能ファントムの例

周波数が大きくなるにつれて応答性が次第に低下していることなどもわかる。例えば 0.5mm の径であれば、空間周波数 1.0 Lp/mm における応答を見ていることになる。下がって、それぞれの径に対応する空間周波数における応答を比較することができる。しかし、本法では空間周波数ごとの応答を定量的な数値で表すことはできず、本法で評価してるのは識別限界となる最高周波数のみである。

MTF による空間分解能評価

上述の高コントラスト分解能ファントムによる評価では、「どのくらい細いものを分離して認識できているか」という主観的な視覚評価であった。一方で変調伝達関数 (Modulation Transfer Function: MTF) では「見える、見えない」といった主観的な要素はなく、また周波数領域について定量的、客観的に評価が行える。MTF とは入力信号に対して、出力信号が「どれだけボケたか」を周波数成分ごとに数値化したものである。MTF を求める入力信号としては、点信号を入力する点像強度分布 (Point Spread Function : PSF) と線信号を入力する線像強度分布 (Line Spread Function : LSF) がある。ここでは最も一般的な手法であるワイヤ法という、スライス面と垂直に張ったごく細い金属ワイヤの断面を CT で撮像し、得られた PSF から MTF を求める手法について詳細に述べる。

PSF から求める MTF とは「何もないところに突然ある限りなく 0 に近い幅で無限大の CT 値を持つ入力信号」が「どのようにボケたのか」ということを示したものである。この場合の極めて特殊な入力信号をインパルス信号と呼ぶ。「どのようにボケたのか」ということを評価するために、ボケによって得られた分布すなわち PSF をフーリエ変換することで周波数空間における応答値が得ることができる。インパルス波形を理想的なデルタ関数とすれば、これをフーリエ変換すると全周波数領域で大きさは 1 となる(図 1.8)。デルタ関数を線形システムに入力したときの出力をインパルス応答という。システムを通過したときのボケにより広がった形状のインパルス応答をフーリエ変換したものが周波数応答関数であり、その絶対値が MTF である。

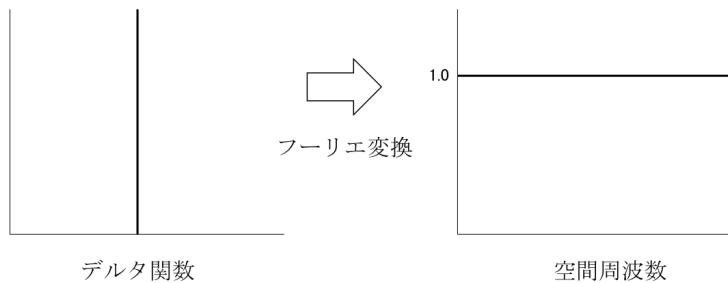


図 1.8 デルタ関数のフーリエ変換

デルタ関数をフーリエ変換した時の全周波数領域での大きさが 1 であることから、広がった形状のインパルス応答をフーリエ変換して得られた応答値は、ボケによって低下

したレベルや、微小構造抽出のために特定の周波数を強調しているような状況が周波数成分ごとにその比率として MTF 上に示される。

CT に於いてはスライス面と垂直に張ったごく細いワイヤは、ワイヤのある位置において X 線がほとんど不透過であるので、線減弱係数は非常に大きくなる。よって、ワイヤーの径が非常に小さければ、それによって近似的な 2 次元のインパルス信号が得られ(図 1.9(左))、その信号が CT システムによってボケを受けた出力信号が CT 画像上に現れたワイヤの画像、すなわち PSF である(図 1.9(右))。この PSF を直接 2 次元フーリエ変換するか、LSF に変換して 1 次元フーリエ変換を s して周波数応答を求めるのがワイヤ法である。図 1.10 は、3 種類の LSF に対する MTF を示している。この図では、幅が狭く急峻な LSF ほど高い MTF となっており、直感的にもわかりやすい。この幅が狭くなり最後にインパルス信号そのものになれば、MTF は高周波成分まで 1.0 となり理想的な状態となる。

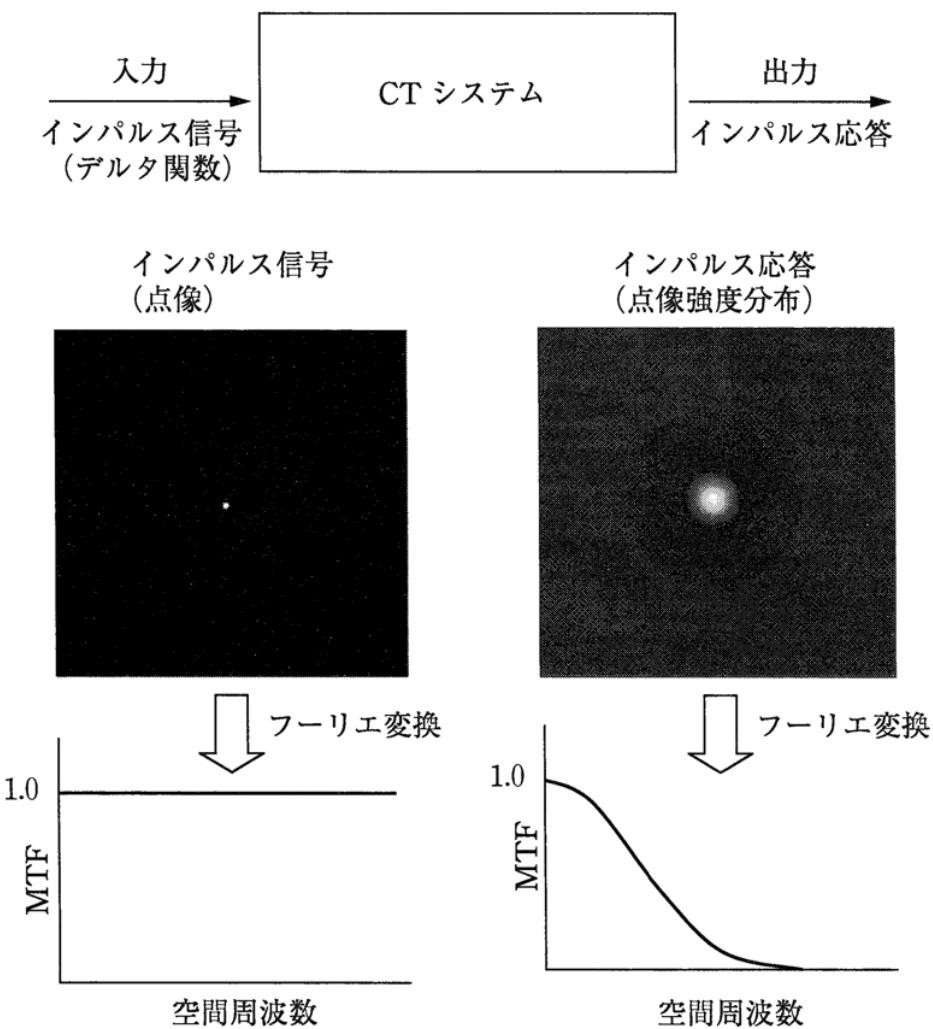


図 1.9 インパル信号とインパル応答 (PSF) およびそれぞれの MTF

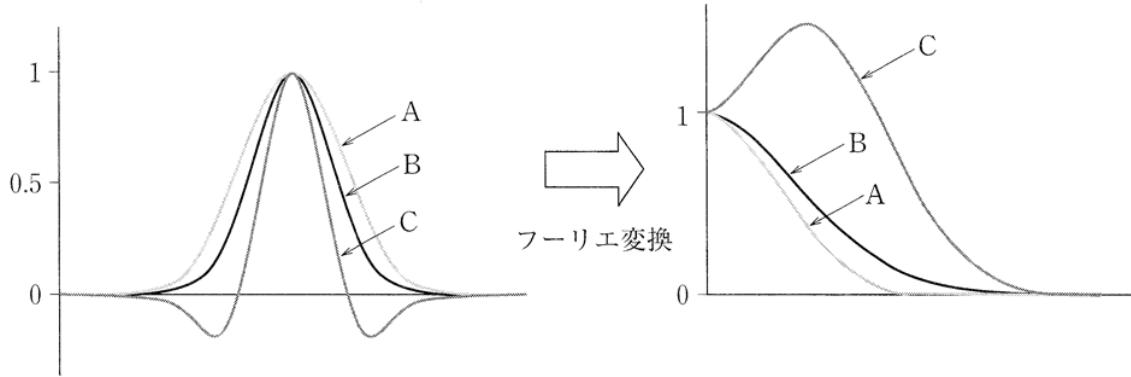


図 1.10 各インパルス応答と対応する MTF の関係

1.4.3 低コントラスト分解能評価

周囲と比べて CT 値差が小さく、かつ寸法の小さな物体を描出する能力を低コントラスト分解能という。評価用ファントムとしては背景となる物質の中にそれとわずかに CT 値が異なる組織の構造を埋め込んだものが用いられる。低コントラスト分解能は主にコントラスト値（どれだけ大きなコントラストをつけて描出できるか）と画像ノイズが支配的である。したがって、画像ノイズに影響する因子は全て低コントラスト分解能の因子でもある。低コントラスト分解能を定量的に評価するために一般的に対象物質の CT 値 μ_M と背景の CT 値 μ_B の差を背景の画像ノイズ σ_B で割った、CNR(Contrast-noise-ratio: CNR) という値が用いられる。

$$CNR = \frac{\mu_M - \mu_B}{\sigma_B} \quad (1.35)$$

CNR が高ければ高いほど、CT 値が近い物質を明確に区別できるということになる。

1.5 従来のエネルギー積分型 X 線 CT の問題点

第1章でも述べたがフォトダイオードの暗電流は 数十 pA～数百 pA であり、この暗電流に十分打ち克つ信号電流を検出器から出力する必要がある。CT の画質を律速しているのは「信号電流 (I_s) \gg 暗電流 (I_d)」を実現することに他ならない。ここで従来の CT において「 $I_s \gg I_d$ 」を実現させるために必要な照射線量を概算してみる。被写体透過後の X 線強度を I_x [/ s]、PD の暗電流 I_d を 100 [pA] とする。60keV の X 線が従来一般的に用いられる GOS シンチレータ (40,000 ph/MeV) に検出されたとし、PD の量子効率を 50% すると、

$$I_d \gg I_s \quad (1.36)$$

$$60 \times 0.5 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times I_x \gg 100 \times 10^{-12} \quad (1.37)$$

$$I_x \gg 5.2 \times 10^5 \quad (1.38)$$

程度となる。また読み出し回路を通ることでさらにノイズが増大することを考えれば被写体を透過した時点で $10^6 \text{cts}/\text{s}/\text{mm}^2$ のレートが必要になる。人体透過後は線量は約 $1/1000$ になるので²必要な照射線量は $10^{8-9} \text{cts}/\text{s}/\text{mm}^2$ と膨大になる。このため X 線 CT による医療被ばく量は膨大であり一回の撮影での被ばく量は 10mSv にもおよぶ。また、このような超高線量下においては様々なエネルギーの混ざった混合エネルギーの X 線のそれぞれの反応パルスイベントを区別するのは困難であり、読み出し方法はある一定時間電荷を積分した電流モードである。そのため個々の X 線光子のエネルギー情報は完全に失われてしまうため、得られる画像は CT 値のみを一つのパラメーターとするモノクロ画像となってしまう。電流モードつまりエネルギー積分型に読み出していることにより以下の 2 つが CT 誕生当初から問題となっていた。

1.5.1 CT 値が同一である物質の弁別が困難

CT 値は、物質の「質量減弱係数」と「密度」の積である線源弱係数により決定されることを述べた。質量減弱係数は X 線エネルギーが一定であれば物質固有の値(図 1.11 左)であるが、CT 値を決定する線減弱係数は物質の密度にも依存するため、撮像対象物の密度状態によっては物質が異なっても(原子番号が異なっても)CT 値が同一になってしまることがある(図 1.11 右)。通常の CT では、CT 値が唯一のパラメータであるため、物質の正確な弁別は困難と言える。

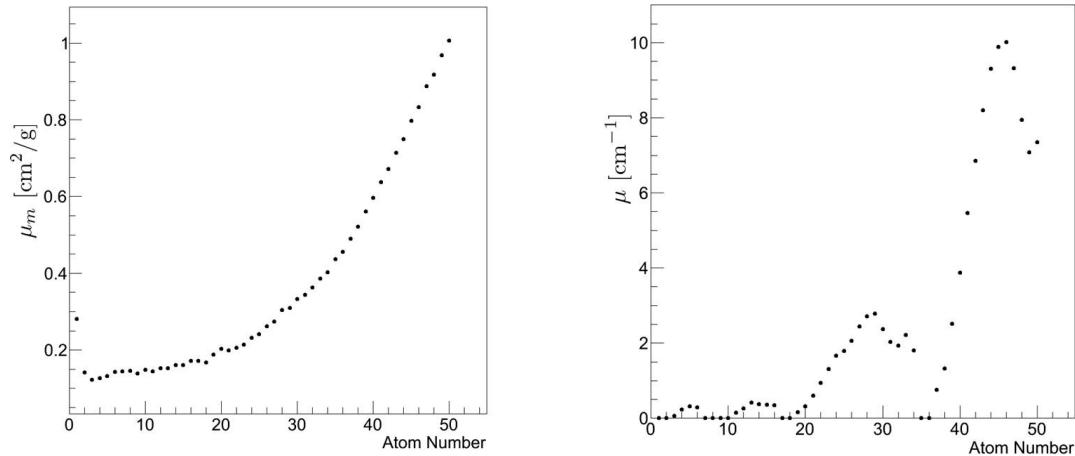


図 1.11 質量減弱係数の原子番号依存性と線源弱係数の原子番号依存性(@122keV)
質量減弱係数はエネルギーが一定であれば物質によって異なる値を取るが、線源弱係数は物質が異なっても同一になる場合がある

²人体を水と透過と考え 60keV における水の線減弱係数は $0.206[1/\text{cm}]$ 、人体を 30cm とすれば $e^{-\mu L} \sim 1/1000$ となる。

1.5.2 ビームハードニングアーチファクト

人体中の元素は低原子の組織を中心であるが骨の原子番号は他の組織に比べて高いため、光電効果による減弱が支配的となり、低エネルギーのX線光子が多く吸収されることになる。すなわち、X線のエネルギー分布が高エネルギー側にシフトし、その結果、実効エネルギー³が高くなる(図1.12)。高原子番号の物質周辺では実効エネルギーが高くなつたX線からその部位の線源弱係数 μ が算出されることによりCT値が低くなり、これがアーチファクトとして現れる。人間の体はほぼ水等価物質で構成されているが、原子番号の高い骨に囲まれた部分ではアーチファクトが生じやすい(図1.14(a))。

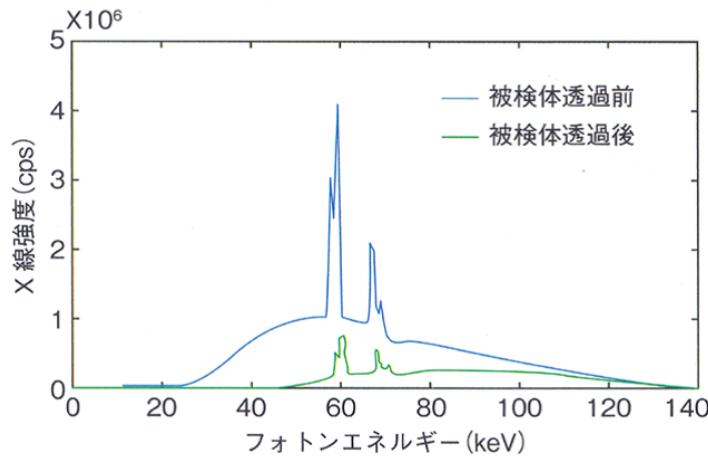


図 1.12 ビームハードニング効果 [?]

1.6 次世代X線CT

上述したように通常のエネルギー積分型のCTでは、様々なエネルギーからなる混合エネルギーのX線を物質に照射し、その線源弱係数を求めCT値を画像化している。この混合したX線光子のエネルギーを分離するのは困難であり、画像化に用いられるX線エネルギーから得られる画像は1種類であるため、画像診断に用いられるパラメータはこのCT値のみとなる。その結果1.5で述べたような問題が生じる。

そこで近年、複数のフォトンエネルギーレベルのデータを収集して画像化を行うCTが臨床応用されはじめている。このようなCTでは、画像診断に用いられるパラメータとして、複数のフォトンエネルギーレベルにおけるCT値を得ることが、通常のCTの問題点が解決される他、得られる情報が非常に多様であり通常のCTではできないイメージングが可能となる。このようなCTを次世代CTと本稿では呼ぶことにする。次世代CTには低・高2種類の混合エネルギーのX線を照射するデュアルエナジーCTと1種類の混合エ

³平均エネルギーの意味合いとして、しばしば実効エネルギーと表現される

エネルギーのX線を照射しパルスモード（フォトンカウンティングモード）読み出しを行うことでエネルギー帯域ごとにCT画像を取得するフォトンカウンティングCTがある。

1.6.1 デュアルエナジーCT

デュアルエナジーCTではまず低・高2種類の混合エネルギーのX線を照射しそれぞれ別々に画像再構成する。その後、各々の画像に対して処理を施すことにより、単色X線透過画像を作成できたりと様々な画像化が可能となる。現在、実用化されているデュアルエナジーCTは以下の3方式に大別される[?][?][?]

(1) 2回転方式

CT装置自体は通常のCTと変化しないが、1つのX線管を用い、1回転ごとに管電圧(1回転目:80kVp, 2回転目:140kVp)を切り替えて撮影する方式

(2) 2管球方式

設置角度の異なる2つのX線管を用い、異なる管電圧(80kVpと140kVp)で同時に撮影する方式

(3) 1管球高速kVpスイッチング方式

1つのX線管を用い、ビュー毎に高速で管電圧を切り替えて(80kVpと140kVp)撮影する方式

2回転方式は得られる2種類のデータの撮影時間差(時相差)が大きく、撮影時の呼吸運動や体動などの影響を受けやすく画像データ上での位置のズレなどが起こりうる。2管球方式は時相差は2回転方式に比べ短くなっているが、依然大きい(70msec)。また2つのX線管は90°離れており、各検出が収集した投影データもこの管球角差90°の差が反映されるため、2種類のエネルギーデータが1:1に対応しない。これらの理由によりこの2方式では投影データではなく画像データに基づいてデュアルエナジーCTの画像化を行うため、時相差によるミスレジストレーション⁴が生じやすい。

一方、1管球高速kVpスイッチング方式は2管球ではなく1つのX線管球を用いて異なる2種類の管電圧を高速に切り替えて撮影を行うので時相差は0.5msec以下であり、管球差は当然ない。従って、時間的及び空間的にほぼ完全に一致した投影データに基づいて解析を行うことができる。現在臨床応用されているのは3つのうちこの方式のみである。投影データから解析を行うことで単色X線透過画像が取得でき既に多数の臨床応用例がある[?]

⁴重ね合わせる用紙や画像などの位置ずれを示す

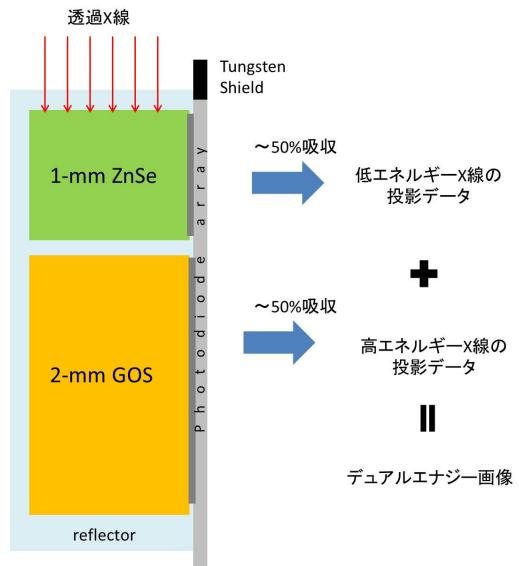


図 1.13 2層式検出器方式 [?]

また別のアプローチのデュアルエナジー CT として、2層式検出器方式がある(図 1.13)。これは検出器は異なる材料の2層式の構造になっており、被写体を透過してきたX線はまず CsI, ZnSe など低エネルギーにしか感度を持たない上層のシンチレータで低エネルギーのX線光子のみが吸収され、この低エネルギー成分から投影データをまず1つ作成することができる。その後、高エネルギー成分が下層の($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ (GOS))によって吸収され、高エネルギー成分のデータからもう1つ投影データを作成することが出来る。こうして低エネルギー、高エネルギーに対する2種類の投影データを作成することができ、投影データに基づいたエネルギー解析により、デュアルエナジー CT の画像化が行われる。この手法においては空間的、時間的なズレは全くなくなるが、高・低エネルギー X 線を完全に二層の検出器で分けることはできず、重複領域が大きい。さらに X 線上層の検出器を透過する際、大量の散乱線が生じうる、下層の検出器により得られるエネルギーデータに悪影響を及ぼす可能性があるなどの問題がある。

二層式の検出器は空港手荷物用の X 線検査装置に利用されており実用化されている場面もある[?][?]

1.6.2 フォトンカウンティング CT

フォトンカウンティング CT は1つのX線管により1種類の管電圧で撮影するため、通常の CT と同様に用いるのは1種類の混合エネルギー X 線のみである。この1種類の混合エネルギー X 線に対して、検出器において X 線を構成する各フォトンのエネルギーが計測され、エネルギー帯域ごとに分けてカウントし、エネルギー帯域別に CT 画像を出力するのがフォトンカウンティング CT である。デュアルエナジー CT では2種類の X 線を照射するので患者の被曝量は通常の CT よりも多くなるが、フォトンカウンティング CT では1種類のエネルギーの X 線のみ用いればよいため被曝量は増えず、管電圧スイッチ

ングに伴う時相差はまったく生じない。また、フォトンカウンティングCTは各々のフォトンをエネルギー帯域別にカウントでき、マルチエナジー画像の再構成が容易である。

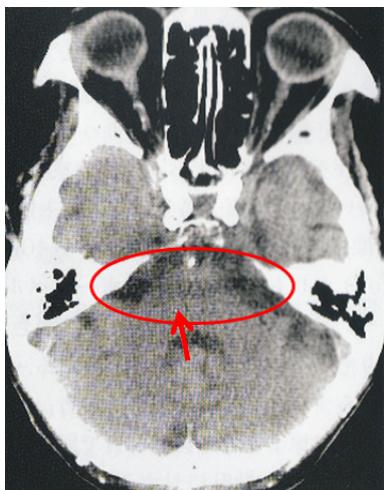
フォトンカウンティングCTを実現するためには、パルス読み出しを行う必要がある。そのためには、光検出器が高い増幅率を持ち、S/Nが高い必要がある。さらに従来のCTの画質とスピードを実現するためには 10^6 counts/sec/mm² という高計数に耐えなければならぬ。従って、シンチレータ側には従来のCTの要求に加えてパイルアップを防ぐために減衰時間が短い必要がある。

現在のX線CTに用いられているGOSは減衰時間が~3μsと非常に長く、高計数に対応することはできない。また増幅機能を持たないPDを用いることでノイズ耐性は低く、そもそもパルス読み出し自体が困難である。さらにPDの数が膨大なためデータ処理の面からもパルス読み出しが困難である。従ってシンチレーション検出からフォトンカウンティングCTへのアプローチではなく、エネルギー分解能が高い半導体を用いたフォトンカウンティングCTが現在のトレンドとなっている。現在最も広く研究されてい応用されているフォトンカウンティング検出器はテルル化カドミウム(CdTe)とテルル化亜鉛カドミウム(CdZnTe:CZT)素材の半導体検出器である[?][?][?][?][?][?]。エネルギー分解能は4.4% (FWHM@122keV)を実現している[?].しかし、??で述べたが、CdTeは電荷収集時間が遅く、さらに増幅機能を持たないため、長い時定数でのチャージセンシティブアンプの使用が不可欠であり、高計数には対応しないという問題がある。

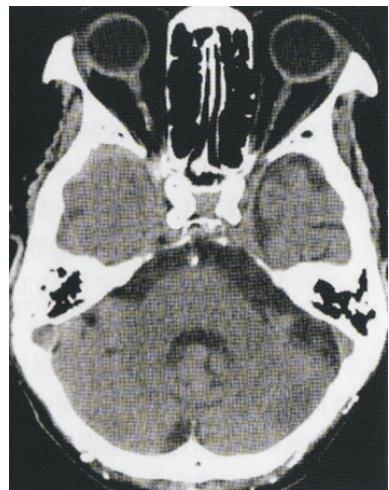
以下にフォトンカウンティングCTの通常のCTと比べた場合の利点に関して述べる。

1.6.2.1 ビームハードニングの低減

スペクトルCTではX線の投影データをエネルギー帯域別に取得するため、ビームハードニングは起こらない。エネルギー帯域ごとに取得した画像に対して高エネルギーの画像の重みを多くして画像を合成することにより、ビームハードニングのアーチファクトを低減することができる[?].また、実際の診断においてスペクトルCTによるアーチファクトの低減例[?]を図1.14と図1.15に示す。

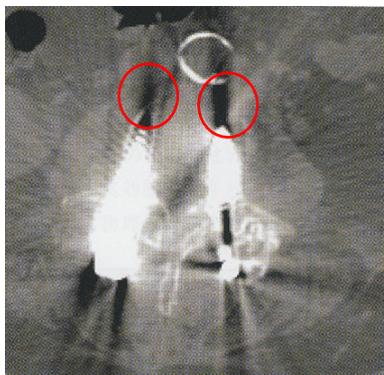


(a) エネルギー積分型 CT 画像 (140kVp)

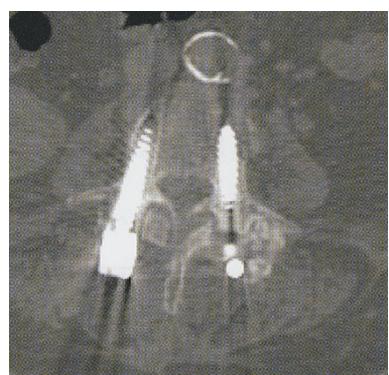


(b) スペクトラル CT(70keV)

図 1.14 後頭蓋窩アーチファクトの低減 [?]: (a) には赤丸部に橋を横切るような線状の低吸収域が見られる。これにより脳幹や小脳などの描画不明瞭にとなりやすく、同部の出血や梗塞などの診断には限界がある。(b) ではこのアーチファクトが低減され、脳実質の観察が容易になる。



(a) エネルギー積分型 CT 画像 (140kVp)



(b) スペクトラル CT(70keV)

図 1.15 金属アーチファクトの低減 [?]: 金属スクリューを用いた腰椎後方固定術後症例で (a) では金属アーチファクトのためスクリュー自体およびその周辺組織の評価が困難となっているが、(b) では金属アーチファクトが著明に低原子、周辺組織の評価が容易になる。

1.6.2.2 媒質の同定

先述のように従来のエネルギー積分型の CT では、線源弱係数は物質が異なっても密度によっては同一になる場合があり、パラメータは一つの CT 値のみであったため正確な

物質の弁別をすることができなかった。しかし、スペクトル CT ではいくつかのエネルギー帯において CT 値を取得することができるため、パラメータが複数になることで正確な材質の弁別が可能となる。例えば、ある領域に対して低エネルギーと高エネルギーによる線源弱係数を求めたとする。その比 ($\mu(E_{\text{Low}})/\mu(E_{\text{High}})$) の原子番号依存性は既知であり、対象組織の密度、厚さに依存せず原子番号のみに依存する。(図 ?? 参照)。すなわち、低エネルギー領域と高エネルギー領域の線源弱係数の比を求ることによって、検査対象の組織の原子番号を求めることが可能である [?].

また、各エネルギー帯ごとに線源弱係数を求めた後、そのエネルギー依存性を既知の候補物質の線源弱係数のエネルギー依存曲線と比較することにより媒質を同定する手法もある [?].

1.6.2.3 軟部組織のコントラスト強調

エネルギーごとに投影データを得て、これに対して重み付けを行うことによって、特定の媒質のコントラスト自由に変えることができる。図 1.16 に示すように X 線光子のエネルギーが低いほど光電吸収が支配的になるので線源弱係数の物質間での差が高エネルギーより大きくなるので、低エネルギー画像に多く重みを付けることによりコントラストを強調することができる。特にこれは軟部組織のイメージングのように線源弱係数が低エネルギーのみでしか変化しないような場合に有効である [?][?].

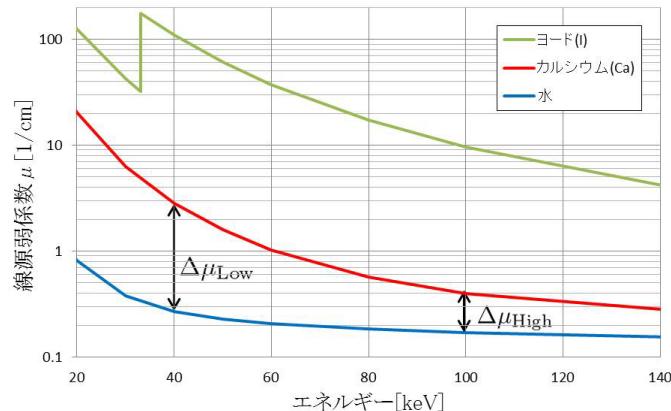


図 1.16 ヨード、カルシウム、水の線源弱係数 (NIST より作成)

$\Delta\mu_{\text{Low}}$ が $\Delta\mu_{\text{High}}$ より大きいため低エネルギーにおける画像の方がコントラストが強調される

1.6.2.4 ノイズの低減 (SN 比の向上)

フォトンカウンティング方式にすることによって電子的なノイズを低減することができる。データの計測時には、アナログ系の電子的ノイズが混入し、その計測値に誤りを発生させることがある。図 1.17(a) は 70kV の X 線管から発生した X 線の理想的なエネルギースペクトルと、ある量の水を透過した後のエネルギースペクトルを模式的に示したものである。実際の計測においては計測対象の透過 X 線は、X 線発生時における統計的な変

動、高圧や管電流の揺らぎの影響を受け、さらに計測時に混入する電子的ノイズによって図 1.17(b)のようなスペクトルを計測することになる。この時、従来のエネルギー積分型の計測を行うとそのノイズ成分は加算され影響を与えることになるが、フォトンカウンティング型ではエネルギー帯域ごと X 線光子が個数としてカウントされるので、ノイズの影響は受けにくくなる。このような電子的ノイズが大きく影響を与えるのは、計数時の X 線の強度が非常に小さくなる場合である。

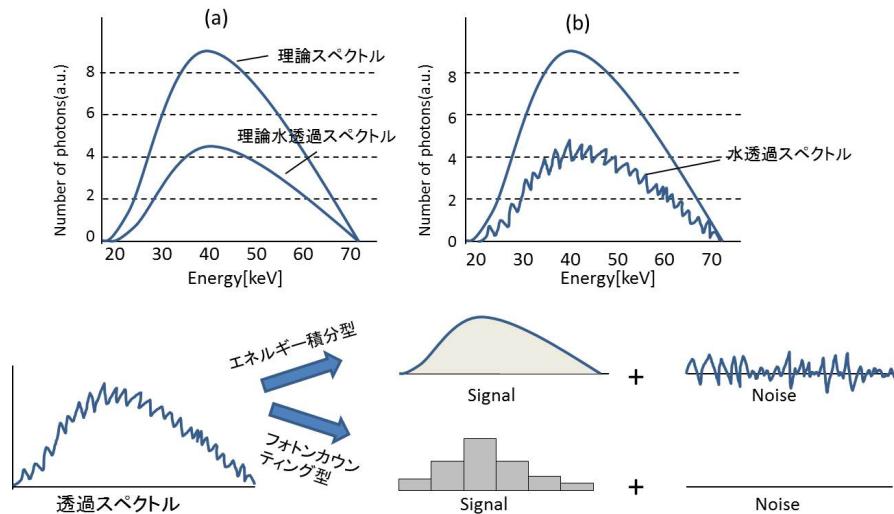


図 1.17 エネルギー積分型 CT とスペクトラル CT におけるノイズの影響の比較 [?]

1.6.2.5 k 吸収端イメージング

従来のエネルギー積分型の方式では実現できないイメージングが k 吸収端イメージングである。人体を構成する元素の大部分は原子番号が非常に小さいため、k 吸収端は低エネルギーレベルに存在するため、その k 吸収端を捉えることは不可能であるが、造影剤として用いるガドリニウム (Gd) やヨード (I) の k 吸収端はそれぞれ 50.2keV, 33.2keV であり、k 吸収端の前後でデータの計測を行うことで造影剤の分布を特異的に示すことができる。例えば Gd の場合 bin0:40-49keV, bin1:50-59keV としそれぞれの bin で CT 画像を再構成した後、bin1 の CT 画像から bin0 の CT 画像を引き算することにより、造影剤を含んだ血管や組織などの明瞭な画像下が可能となる。

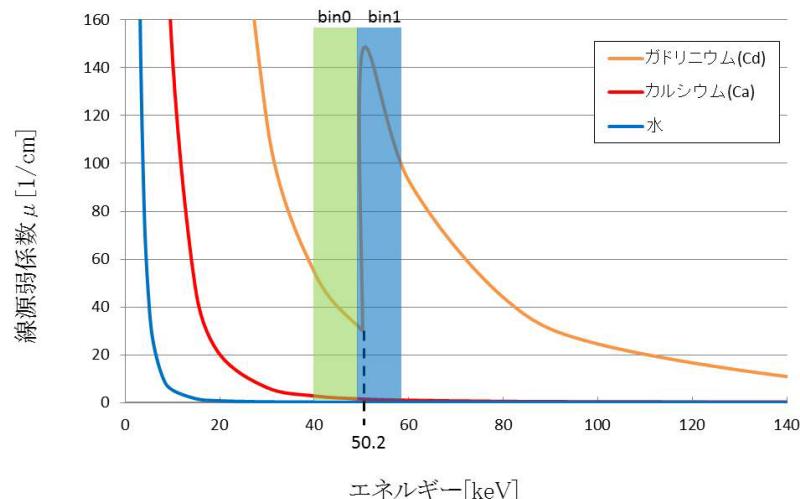


図 1.18 k 吸収端イメージングの原理 (減弱曲線は NIST より作成)

第2章 低被ばく化の実証

本章では従来の CT に用いられる PD と次世代光センサーである APD と MPPC を用いて画像の比較を行う。用いた検出器の外観を図 2.1 に、基本特性を表 2.1 示す。



PD,APD

MPPC

図 2.1 実験に使用した PD,APD(左) と MPPC(右)

	PD,APD	MPPC
型番	S8664-11	S12571-050C
受光面	1mm×1mm	1mm×1mm
動作電圧 VR[V] (at 25 °C)	50 (M=1) 394.1 (M=50)	66.58
ゲイン	PD : 1 APD : 50	1:25× 10 ⁶
最大感度波長 [nm]	420	450

表 2.1 実験に使用した PD,APD,MPPC の基本特性

PD と APD では同一の素子を用いて、印加電圧を変えることで PD はゲイン 1、APD ではゲインが 50 とした。この時の PD,APD 印加電圧は実際に逆バイアス電圧を変化させて取得した図 2.2 のゲイン特性より決定した。

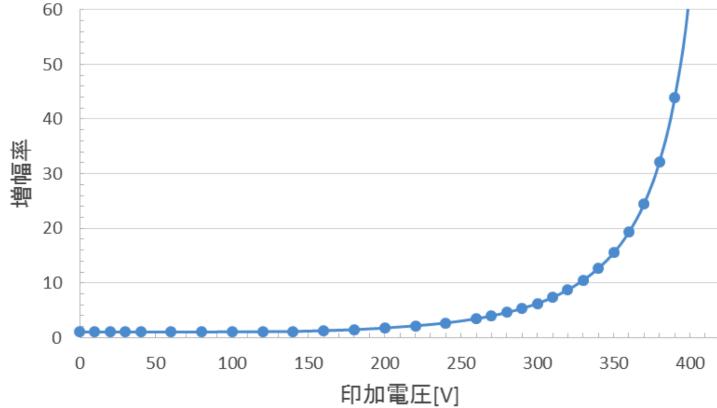


図 2.2 APD のゲイン特性 (at 25 °C) ※ root の画像に差し替える

また用いた素子の、暗電流大きさと管電圧 120kV、管電流 0.1mA を照射したときの書く素子の電流値の大きさを表 ??に示す。

表 2.2 各素子の暗電流値と管電圧 120kV、管電流 0.1mA を照射したときの出力電流

	PD	APD	MPPC
暗電流 (I_d)	~5.98 [nA]	~31.2 [nA]	~73.1 [nA]
X 線照射時出力電流 (I_{out})	~6.04 [nA]	~33.0 [nA]	~0.013 [mA]
信号電流 ($I = I_{out} - I_d$)	~0.06 [nA]	~1.74 [nA]	~0.013 [mA]
$S/N(I/I_d)$	~0.01	~0.05	~182

また MPPC においては従来のエネルギー積分型の読みだし方法である「電流モード」と、X 線透過光子一つ一つのエネルギーを弁別する「パルスマード」での画像取得を行った。電流モードにおいては Keithley237 を用いて検出器からの電流値を一定間隔で読み出すことで投影データを取得した。パルスマードにおいては MPPC からの信号をアンプを用いて 10 倍に增幅し、整形アンプ（時定数 100ns）を通り、コンパレーターで閾値を 20keV に設定し、その閾値を越えたパルスの数をカウンタカードで測定した。また、パルスマードに置いては浜松フォトニクスの温度保証モジュールを用いた。実験のセットアップを図 2.3 に、電流モードとパルスマードの読み出し回路を図 2.5 と図 ?? にそれぞれ示す。

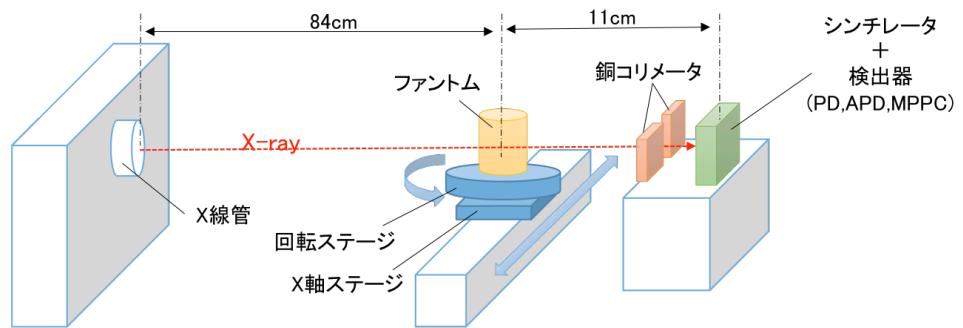


図 2.3 実験セットアップ※アルミニウムフィルターをつける

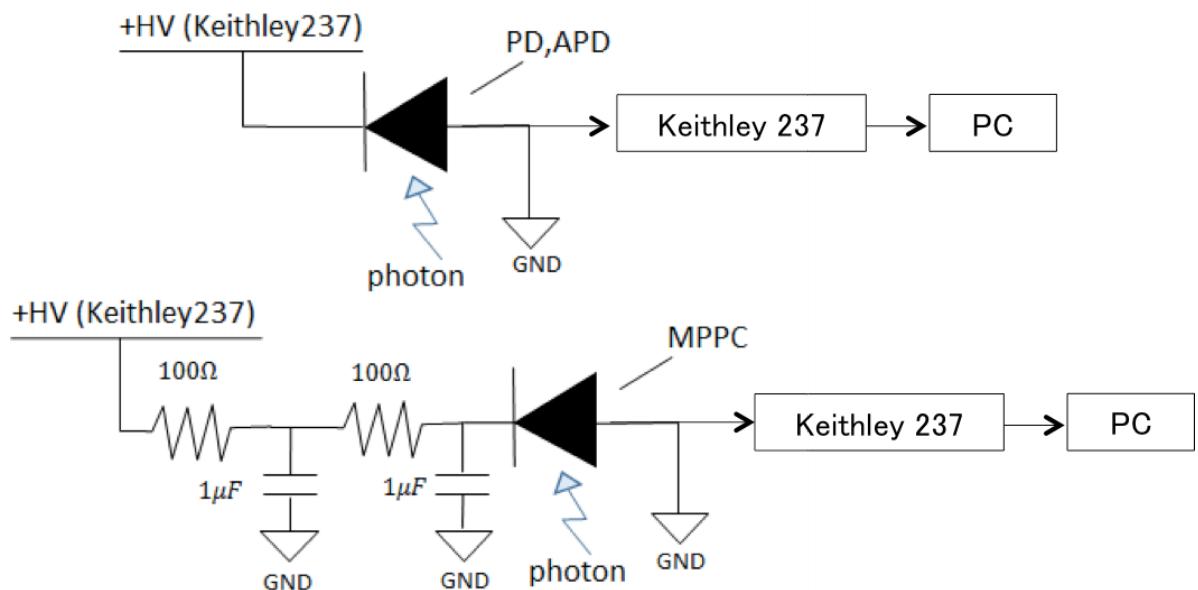


図 2.4 電流モードの読み出し回路

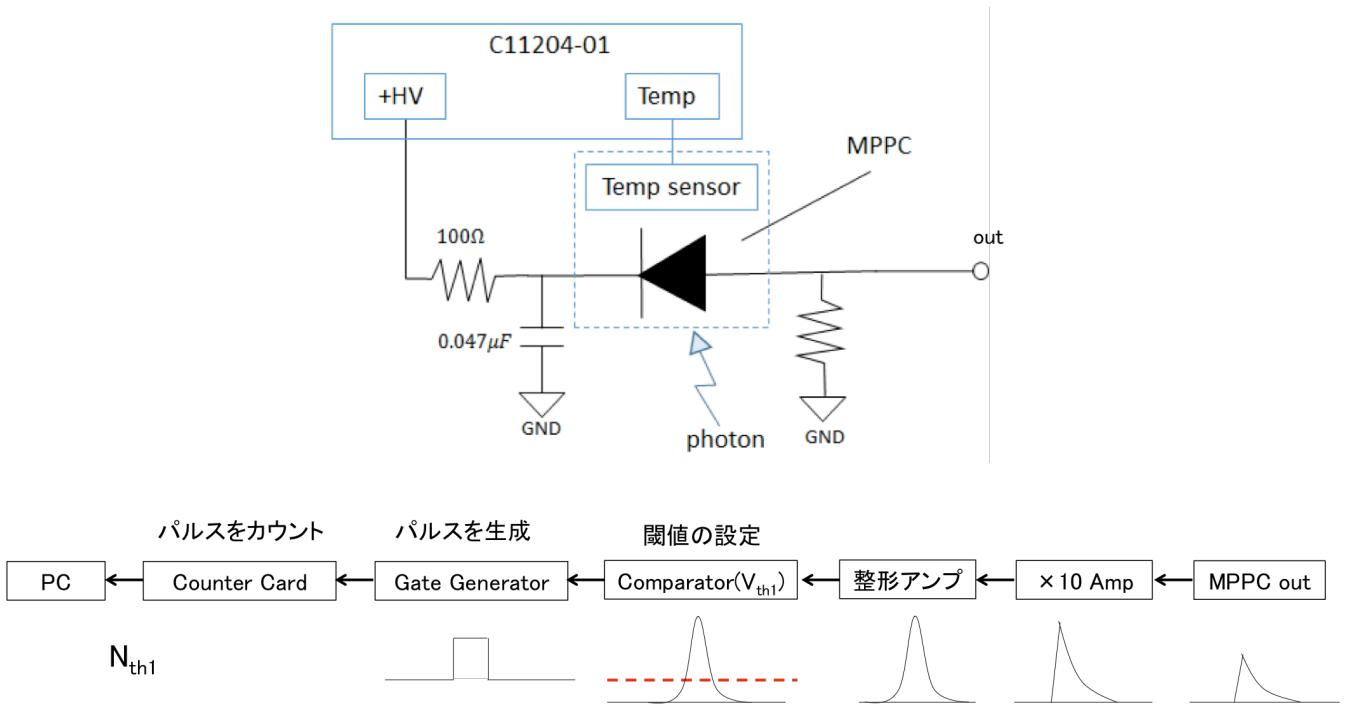


図 2.5 パルスモードの読み出し回路

回転ステージ（シグム光機 SGSP-80YAW）と移動ステージ（シグマ光機 OSMS26-200）のコントロールはステージコントローラー（シグマ光機 SHOT-302GS）を経由して PC から行い、view の間隔は 3° つまり 60view の投影データから画像再構成を FBP によって行った。電流モードにおける読み出し間隔は Keithley237 の性能限界の 0.5sec とし、同じ条件下で比較を行うためにパルスモードでの 1 ピクセル（1mm×1mm）あたりのパルスの積算時間も 0.5sec とした¹。

シンチレータ（ $1 \times 1 \times 1\text{mm}^3$ ）は電流モードにおいては従来の CT で使用されている $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{GOS})$ を用い、パルスモードにおいてはハイレートでのパルスの重なり（パイアップ）を防ぐために時定数が～25ns と短い Ce:YAP を使用した。

X 線ジェネレーター（トーレック TRIX-150LE）の照射口から被写体までの距離は 84cm、被写体からセンサーまでの距離は 11cm とした。また、X 線の低エネルギー成分をカットするために厚さ 1mm のアルミニウムフィルターを照射口に設置した。またセンサーの前には厚さ 1cm の銅をコリメーターとして配置した。管電流を 0.1mA-1.0mA まで変化させた時の線量を、被写体の位置で線量計（TOYO 115 MEDIC, RAMTEC-1500）を用いて測定したときの結果を図 2.6 に示す。

¹ステージの移動速度を 2mm/sec、つまり 1mm を 0.5sec で移動するように設定しその間のパルスを積算してカウントした。

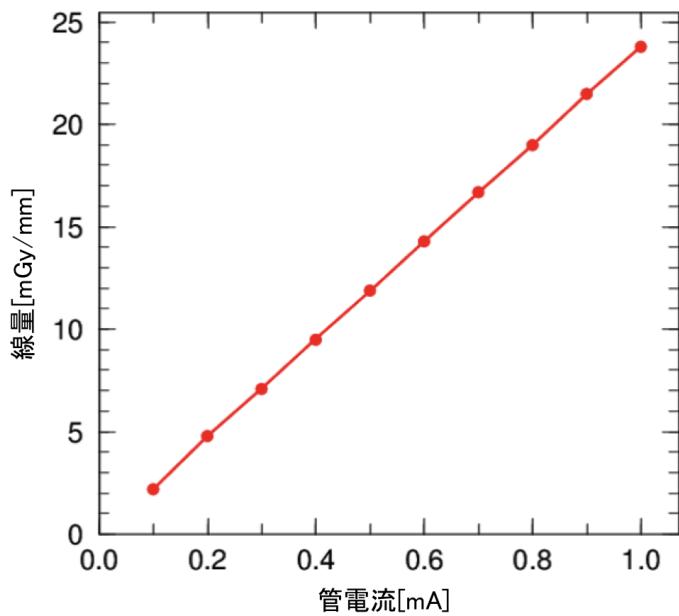


図 2.6 管電圧 120kV で管電流を変化させたときの線量の変化

本稿では各素子を用いて CT 撮影を行い、画像ノイズ評価、低コントラスト分解能評価、空間分解能評価を行った。

2.1 画像ノイズ評価

CT に於けるノイズ特製の評価は一般に水ファントムを撮影することで行われる、被写体として、直径 6cm のアクリル筒の中に水 (1.0 g/cm^3) を満たした均一なファントムを用いた（図 2.7）。このファントムを管電圧 120kV、管電流 0.1mA (real is 0.5mA) で CT 撮影しそれぞれの素子を用いて得られた CT 画像を比較した。このときの測定レートは～撮影した CT 画像を図 2.8 に示す。

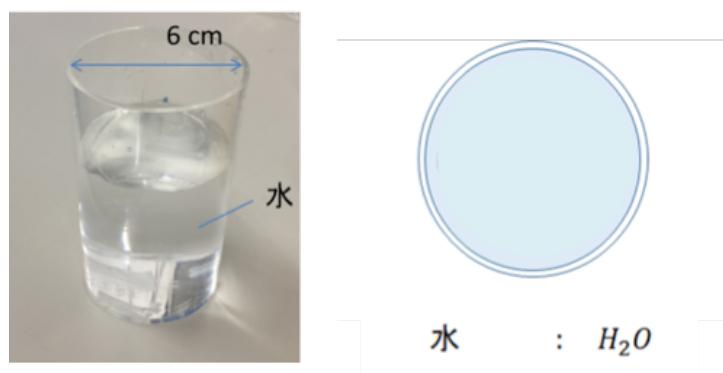


図 2.7 画像ノイズ評価ファントム

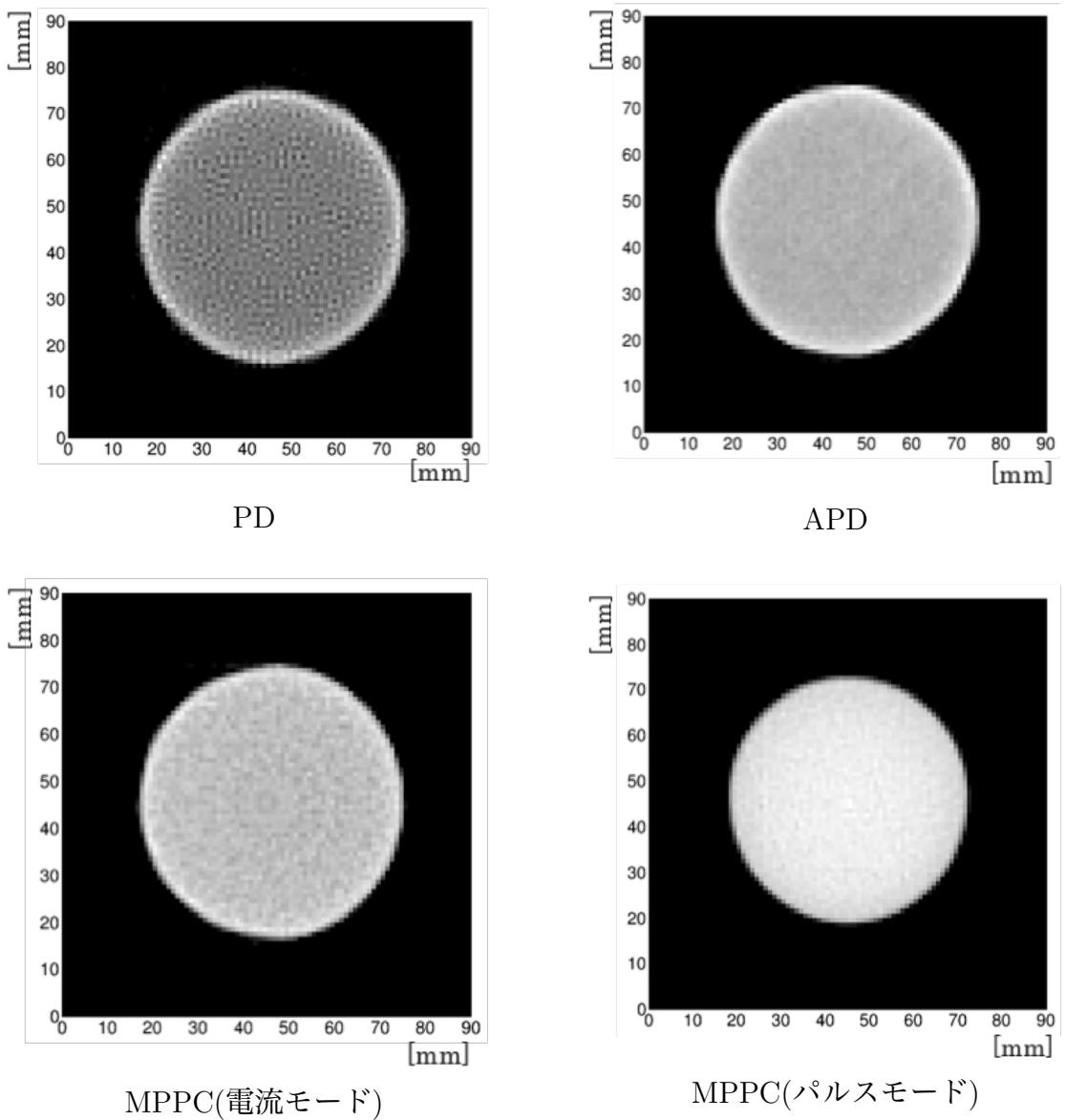


図 2.8 各素子で撮影した水ファントムの画像 (管電流 0.5mA)

また、関心領域 (Resion of Interest : ROI) を図 2.9 のように定める。半径 r の水ファントムを撮影した画像の中心およびその周辺部の上下左右へ中心から 5箇所における SD を画像解析ソフト ImageJ を用いて算出し、各 ROI における CT 値との割合 (SD_i/μ_i $i = 1, 2, 3, 4, 5$) をもとめ、5つの平均を取った値を求めた。その結果を表 ??に示す。

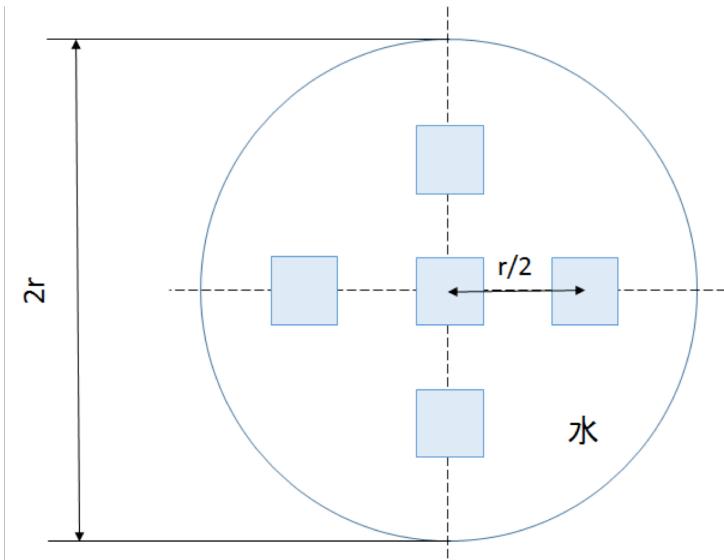


図 2.9 SD を測定する ROI の設定

※表を載せる。

内部増幅を持つ、APD,MPPC は内部増幅を持たない PD に比べて、画像ノイズが少なく均一な画像が得られていることがわかる。また、MPPC パルスモードにおいてはさらに画像ノイズが低減されていることがわかる。よし詳細な考察は次章と共通であるため、次章で述べる。

2.2 低コントラスト分解能評価

被写体として、直径 6cm のアクリル筒の中に水 ($1.0\text{g}/\text{cm}^3$) を満たし、さらにその中にアルコール ($0.78\text{g}/\text{cm}^3$) で満たした直径 2cm のアクリル筒を入れた。実験に用いた被写体を図 2.10 に示す。

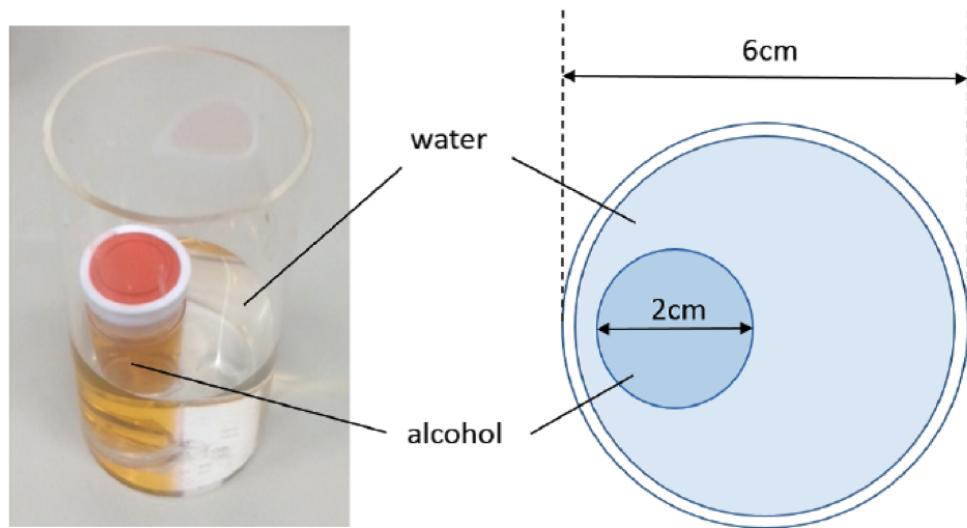


図 2.10 低コントラスト分解能実験に用いた被写体

この被写体を管電圧 120kV、管電圧 0.1mA で CT 撮影を行った。

2.2.1 実験結果

それぞれの素子で取得した図 2.10CT 画像を図 2.11 示す。

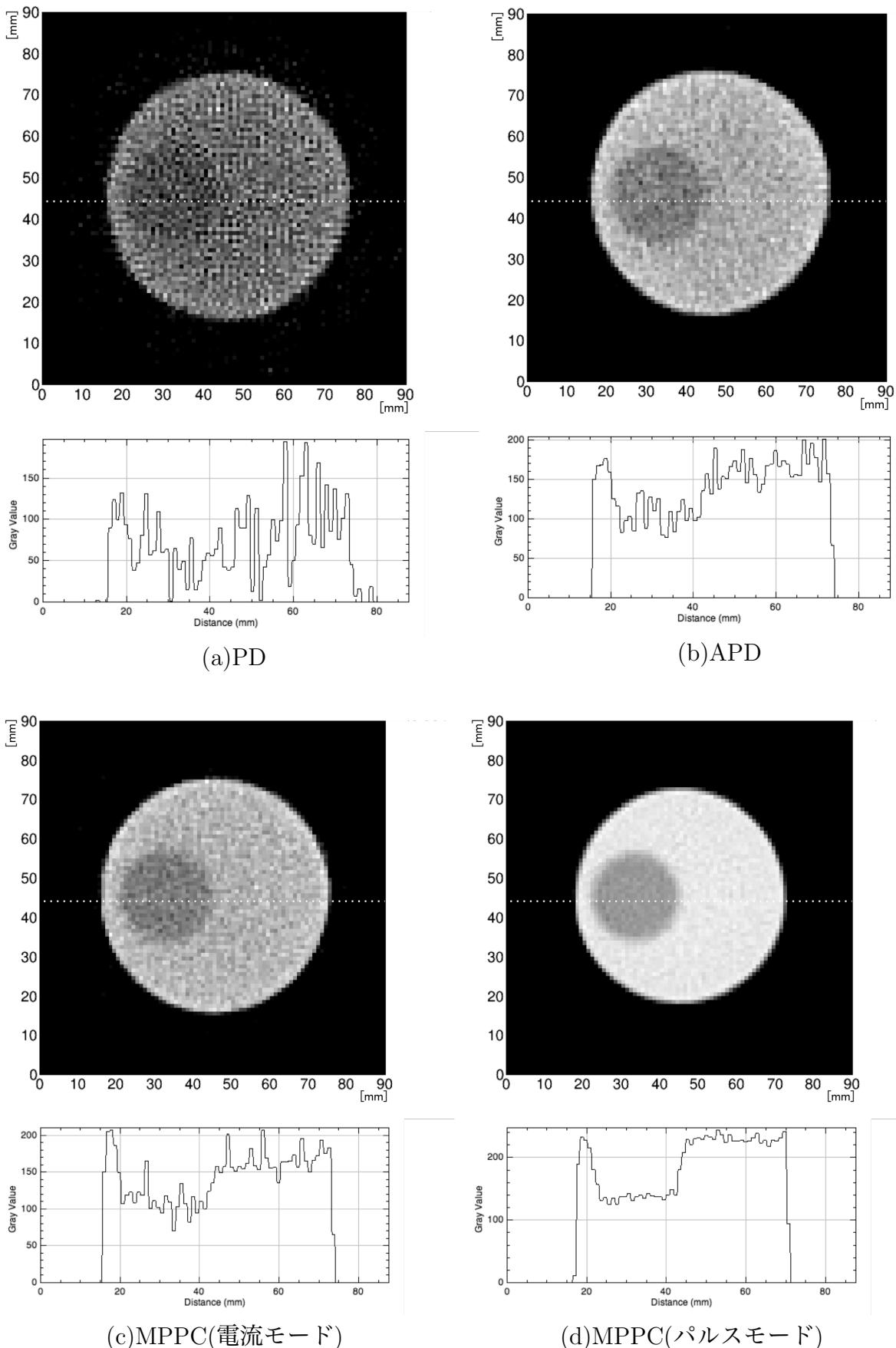


図 2.11 各素子で撮影した図 2.10 の CT 画像と 1 次元プロファイル (120kV、0.1mA)

CT画像を定量的に評価するために低コントラスト分解能を評価する指標である contrast-to-noise(CNR) を以下のように定義する。

$$CNR = \frac{\mu_B - \mu_M}{\sigma_B} \quad (2.1)$$

ここで μ_B は図 2.12 中の ROI_B の CT 値の平均、 σ_B はその標準偏差、 μ_M は図 2.12 中の ROI_M の CT 値の平均である。

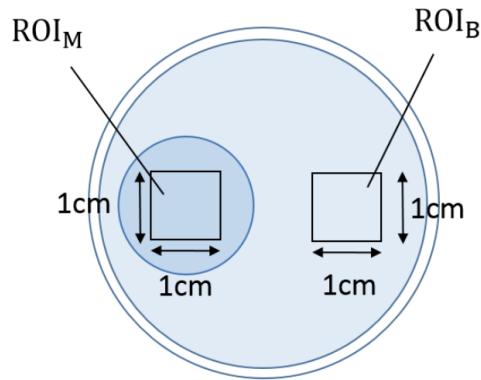


図 2.12 ROI の位置

式 (2.1) を用いて図 2.11 の CNR をそれぞれの画像で算出した結果を表 2.3 に示す。

	PD	APD	MPPC (電流)	MPPC (パルス)
CNR	1.42	4.41	5.32	17.9
コントラスト比 (μ_M/μ_B)	0.71	0.7	0.68	0.65

表 2.3 管電圧 120kV、管電流 0.2mA において各素子で取得した CT 画像 (図 2.11) の CNR の値

電流モードにおいて MPPC と APD の CNR は PD よりも高いことがわかる。これは素子の「内部増幅機能」により、高い S/N を実現しノイズ (暗電流) の影響が著しく低減されるためである。また、MPPC パルスモードにおいては突出して CNR が高いことがわかる。これは、内部増幅機能に加えて、パルス読み出しをしたことにより、信号のノイズ成分を除去することができたらからであると考えられる。

次に管電圧 120kV は固定し、管電流を 0.1mA から 1.0mA まで変化させたときの CNR を PD、APD、MPPC (電流)、MPPC (パルス) で測定した。その結果を図 2.13 に示す。

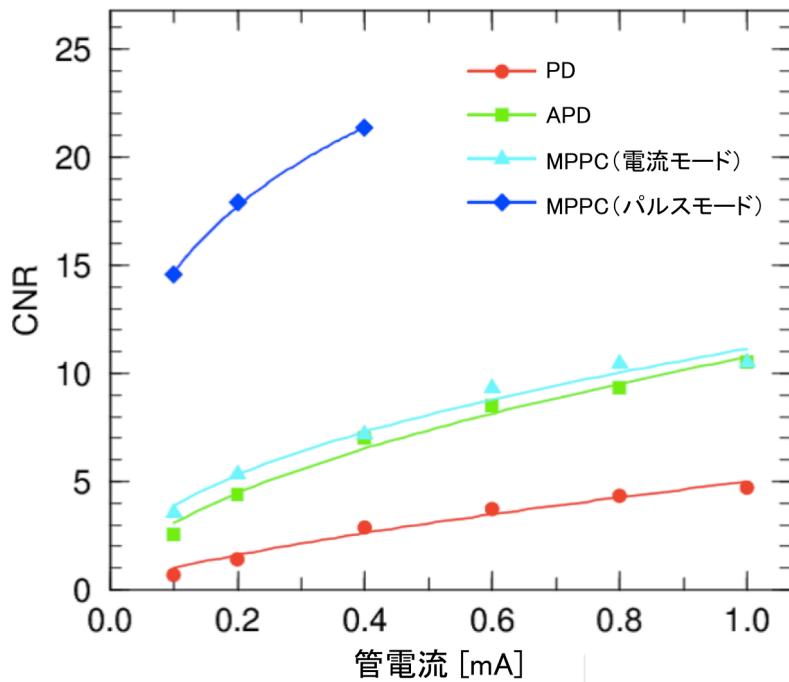


図 2.13 管電圧 120kV で管電流を変化させた時の CNR

まずどの素子においても管電流が上がるにつれて CNR が向上していることがわかる。これは管電流が増えるにつれて 1.4.1 で述べたように検出線量が増えたことで、SD が減少したからである。また、電流モードにおいては CNR は MPPC > APD > PD となっており、内部增幅が増大することで CNR が高くなっていることがわかる。これは内部增幅機能によって暗電流が著しく低減されたためであると考えられる。しかし、APD と MPPC 電流モードを比較するとその CNR の値は、MPPC 電流モードの方がわずかに高い程度である。これは MPPC においては ~mA の電流が流れるが、本実験では MPPC の電流モードの読み出しでは温度補償モジュールをつけていたため、測定中に流れる電流の大きさに応じて MPPC の温度が変動することで、ゲインが変動し画像ノイズとして現れたためであると考えられる。図 ?? にファントム測定中の管電流 0.1mA と 1.0mA における MPPC の温度変化を示す。温度変化の測定においては浜松フォトニクスの温度補償モジュールに付属している、温度センサーを読みだした。また、図 2.14 に MPPC の温度ゲインの関係を示す。

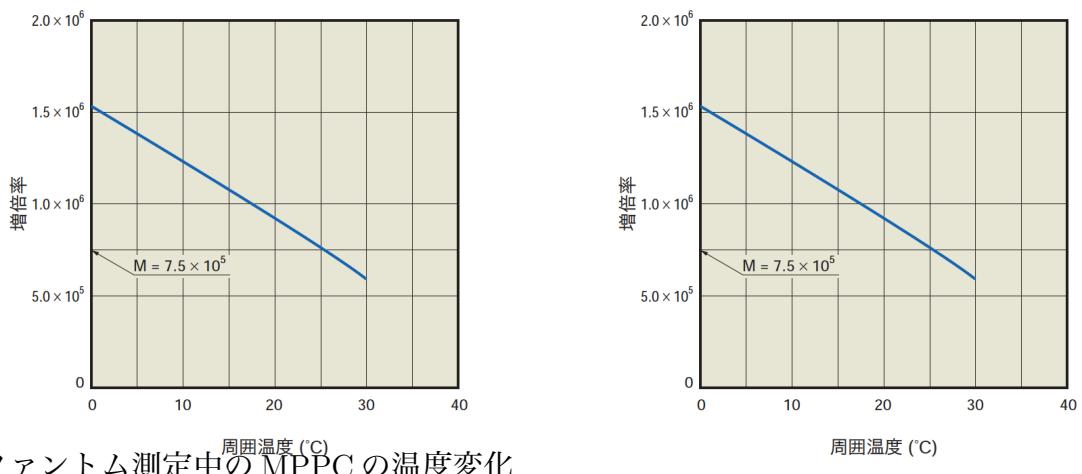


図 2.14

さらなる高い CNR を得るためにには温度補償モジュールをつけ、温度を一定に保つ必要がある。

MPPC のパルス読出しでは、線量を増やし高レートになると、統計が増えることで電流モードと同じくノイズの減少した画像は得られるが、波形が重なるパイルアップが生じ、エネルギー情報が取得できなくなる。そのため低線量下のみでしか測定していないが、その低線量下においても他の素子に比べて圧倒的に高い低コントラスト分解能が得ることができた。これは 1.6.2.4 でも述べたが、電流モードでは X 線発生時における統計的な変動、高圧や管電流の揺らぎ、さらに計測時に混入する電子的ノイズなどのノイズ成分は全て加算され CT 画像に影響を与えることになるが、パルスモードにしたことによりそれらのノイズの影響を受けにくくなつたためであると考えられる。X 線スペクトルを MPPC で閾値を設定せずに測定した結果と、閾値を 20keV にせつてした時の X 線スペクトルを図 2.15 に示す。閾値を設定しない時は低エネルギーに多くのノイズが存在していることがわかり、電流モードではこれを全て積分しているがパルスモードでは閾値を 20keV に設定することでこれらのノイズを低減することができ、画像ノイズが向上したと考えられる。

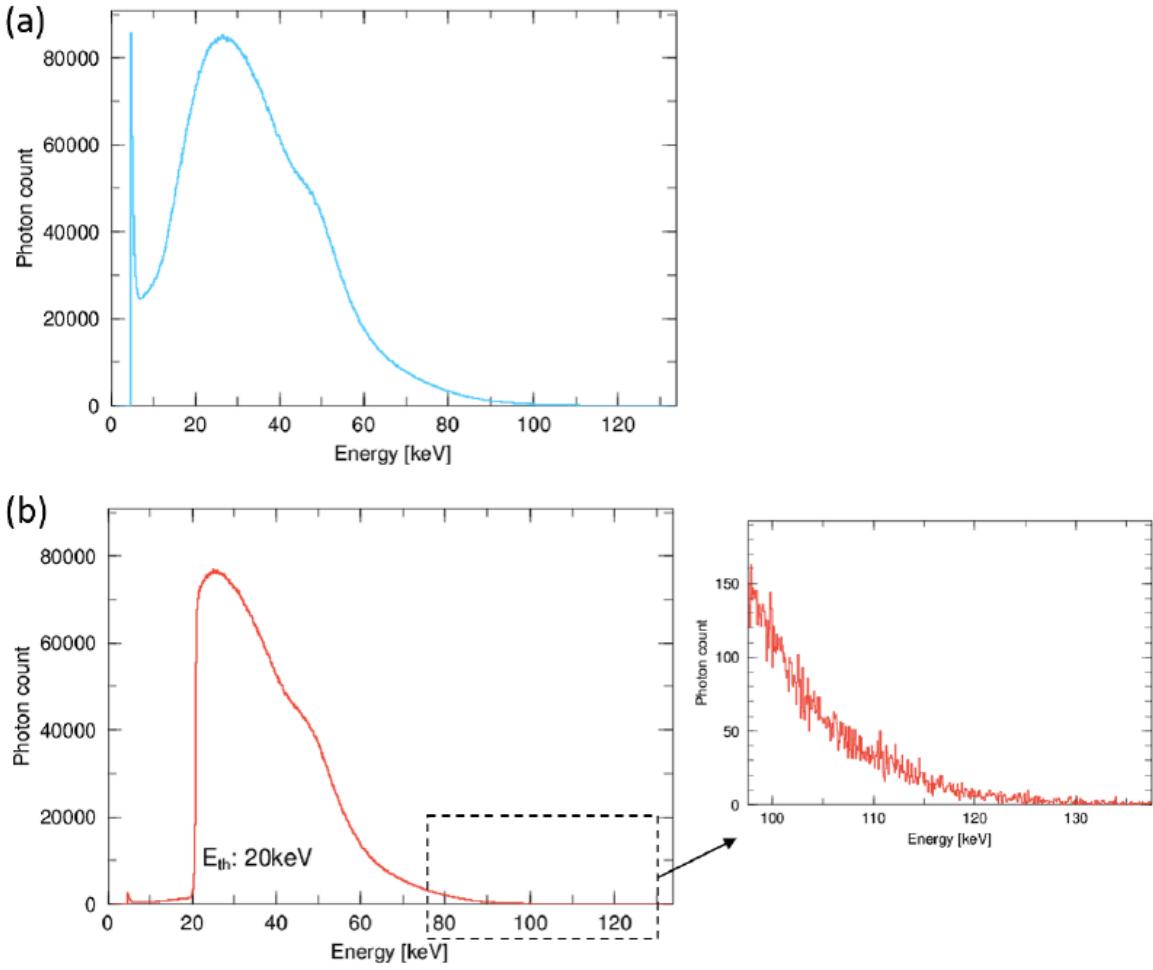


図 2.15 (a) エネルギー閾値を設定しなかったときの X 線スペクトル、(b) エネルギー閾値を 20keV に設定したときの X 線スペクトル (H.Morita & T.Oshima et.,al)

MPPC パルスモードにおける CNR は従来の X 線 CT に用いられる PD の約 15 倍であり、 $CNR \propto 1/SD \propto \sqrt{n}$ なので CNR が 15 倍ということは、PD では MPPC の CNR を実現するために 200 倍以上の線量が必要となる。逆に言えば MPPC では PD の線量の 1/200 で同等の CNR を実現することができる。

2.3 空間分解能評価

空間分解能の評価は、空間分解能評価ファントムによる評価と Modulate Transfer Function (MTF) による評価の二つを行った。

2.3.1 空間分解能評価ファントムによる評価

空間分解能評価ファントムとして $\Phi 0.3$ - $\Phi 2.5$ まで径の異なる穴の空いた暑さ 5mm、直径 8cm のアクリル製のファントムを用いた。図 2.16 に用いた空間分解能評価ファントムを示す。

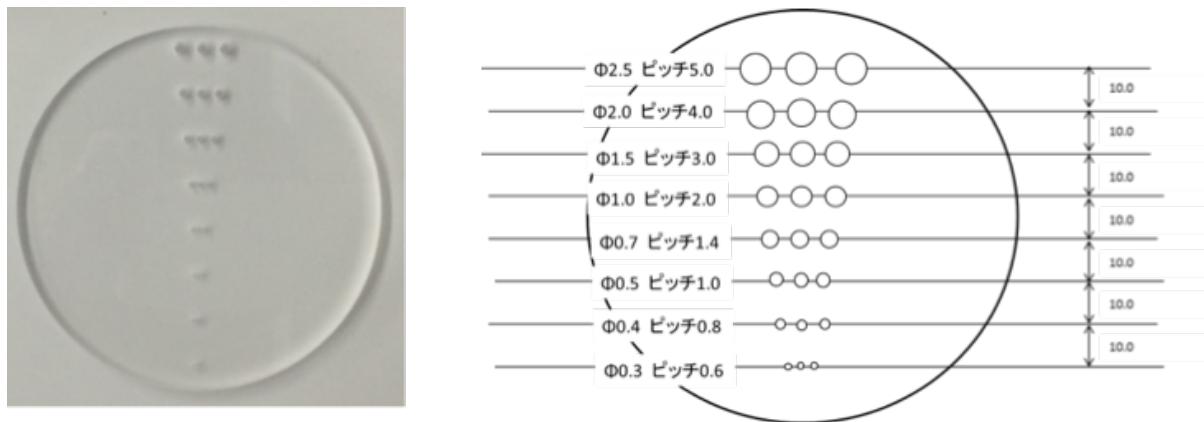
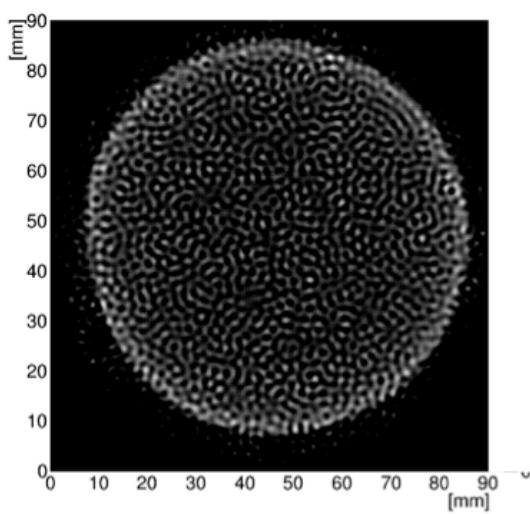


図 2.16 空間分解能評価ファントム

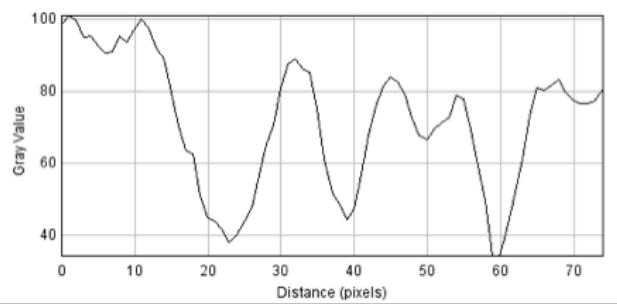
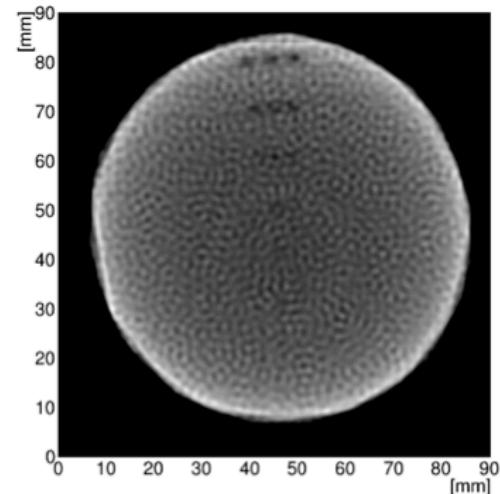
管電圧 120kV、0.1mA でそれぞれの素子に置いて CT 画像を取得した。

2.3.2 実験結果

それぞれの素子で取得した図 2.16 の CT 画像を図 2.17 示す。

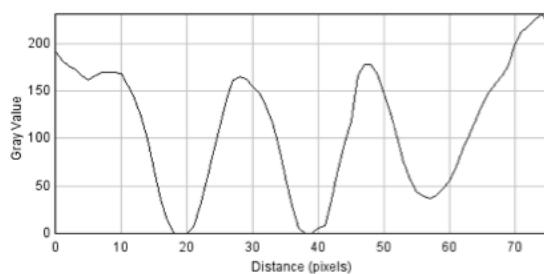
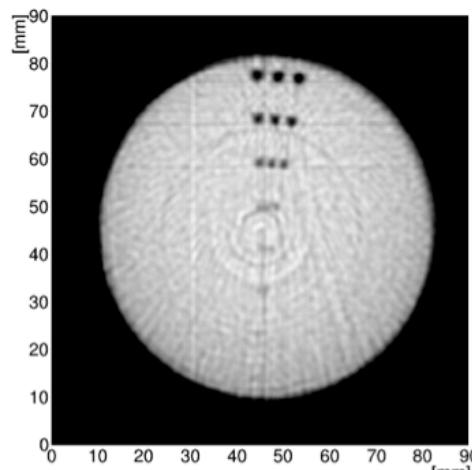
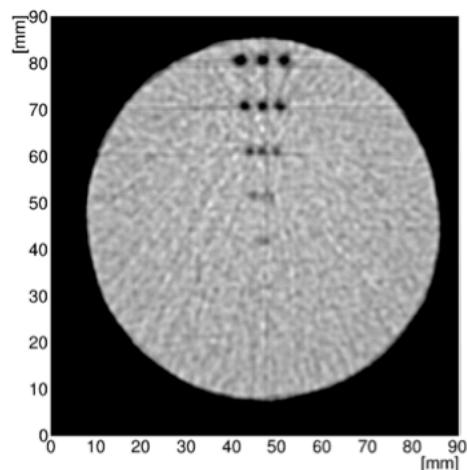


この低線量下では、
ノイズが激しく、1D スライスの
取得不可能

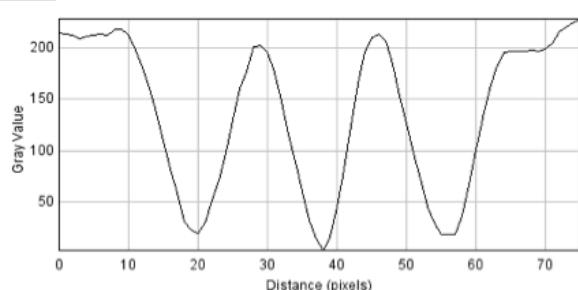


(a)PD

(b)APD



(c)MPPC(電流モード)



(d)MPPC(パルスモード)

図 2.17 空間分解能評価ファントムの CT 画像

従来の検出器のPDでは0.1mAという低線量下においてはどの径の穴も全く弁別することができないがAPD、MPPCでは穴の弁別ができるようになり、MPPCパルスモードではさらに明確にそれぞれの穴を分離することができた。これは低コントラスト分解能評価と同様に内部増幅機能により暗電流よりも遙かに高い信号電流が得られたからである。また、MPPCパルスモードにおいては内部増幅機能に加えて、パルス読み出しをしたことにより、信号のノイズ成分を除去することができたらからであると考えられる。

2.3.3 MTFによる評価

定量的な空間分解能の評価指標としてMTF(modulation transfer function)を用いて、それぞれの素子の空間分解能を定量的に評価した。インパルス信号として、水で満たした直径6cmのアクリル筒の中に、素子のサイズ(1mm×1mm)より、十分細い200μmのタンクステンワイヤーが中心にある図2.18のようなファントムを用いた。

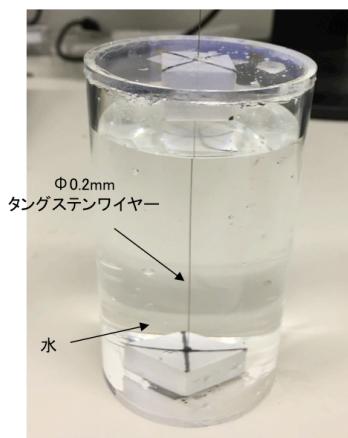


図2.18 MTF測定に用いたファントム※模式図を隣にのせる

素子よりも十分に細いタンクステンワイヤーをインパルス信号として入力し、その応答をフーリエ変換することでMTFを算出することできる。測定の手順はまず図2.18のCT画像を取得し、仮想スリットにより一次元プロファイルに変換する。つまりPSF(Point Spread Function)からLSF(Line Spread Function)へ変換を行う。そしてLSFを一次元フーリ変換し、絶対値に変換しゼロ周波数で規格化することでMTFを算出することができる。

ワイヤーのCTスキャン
(中心から20-30mmずらしてとる)

↓
仮想スリットにより1次元プロ
ファイルに変換(PSF→LSF)

↓
LSFをフーリエ変換
(ExcelでFFT)

↓
絶対値に変換
ゼロ周波数で規格化

↓
MTF

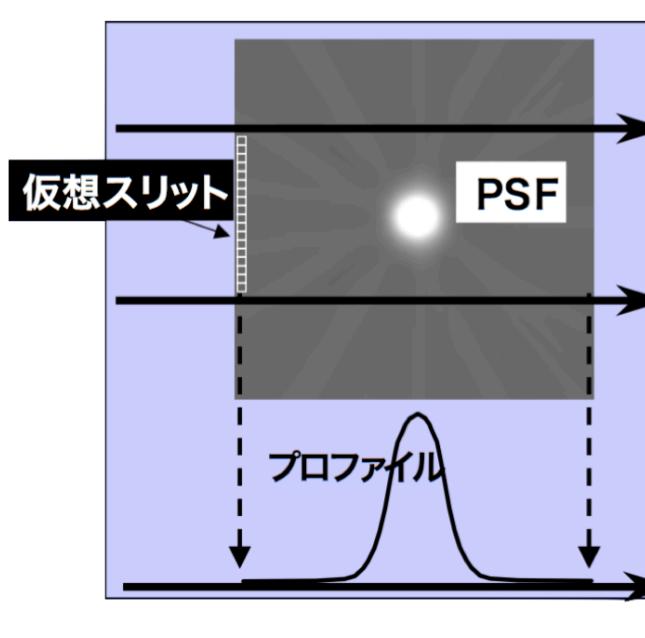


図 2.19 MTF の測定手順

2.3.4 実験結果

図 2.18 を従来の CT の検出器である PD で管電圧 120kV、管電流 3.7mA で取得したときの CT 画像と、管電圧 120kV、管電流 0.1mA において MPPC パルスモードで CT撮影を行ったときの CT 画像を図 2.20 に示す。

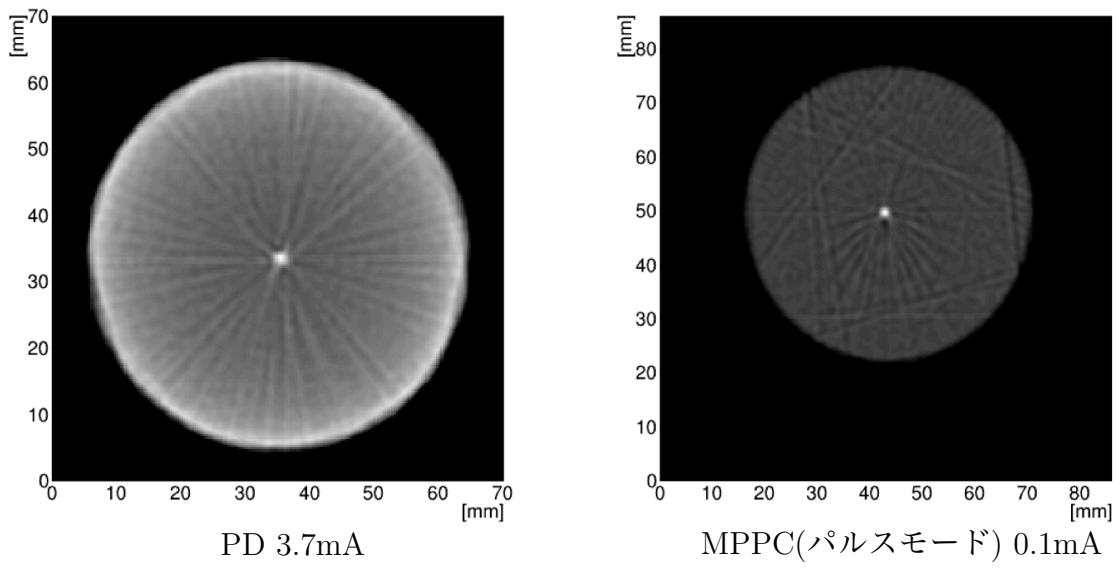


図 2.20 PD と MPPC(パルスモード) で取得した図 2.18 の CT 画像 (120kV) ※大きさ
があつてないので直す

さらに図 2.20 に破線で示した領域における LSF を取得した結果を図 2.21 と図 2.22 に
示す。左の LSF のノイズ成分を除去する作業 (zeroing) を施したもののが右の LSF である。

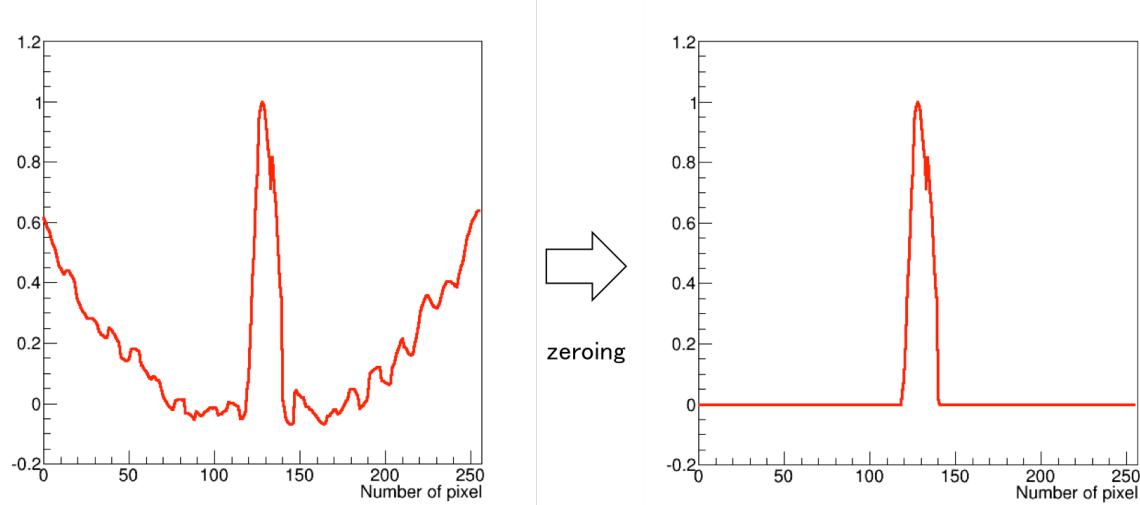


図 2.21 PD の PSF

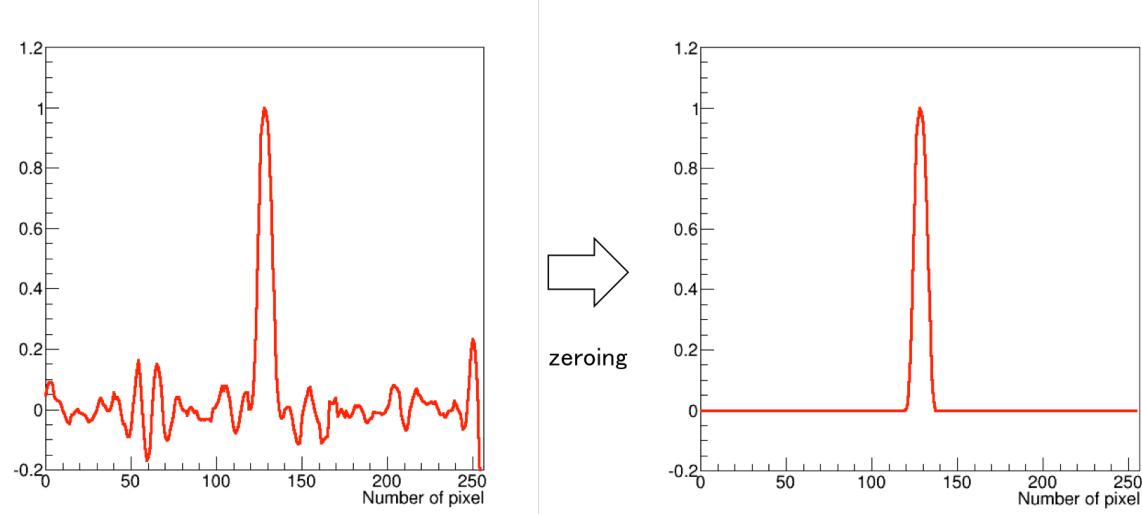


図 2.22 MPPC の PSF

図 2.21 と図 2.22 の右の LSF をフーリエ変換し、MTF を算出した結果を図 2.23 に示す。ここで周波数間隔 Δf はピクセルサイズ Δp と用いたピクセル数 n を用いて、

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta p \times n} \quad (2.2)$$

と表せる。本実験では $\Delta p = 0.1$ [mm], $n = 256$ なので $\Delta f = 0.039$ [LP/mm] となる。

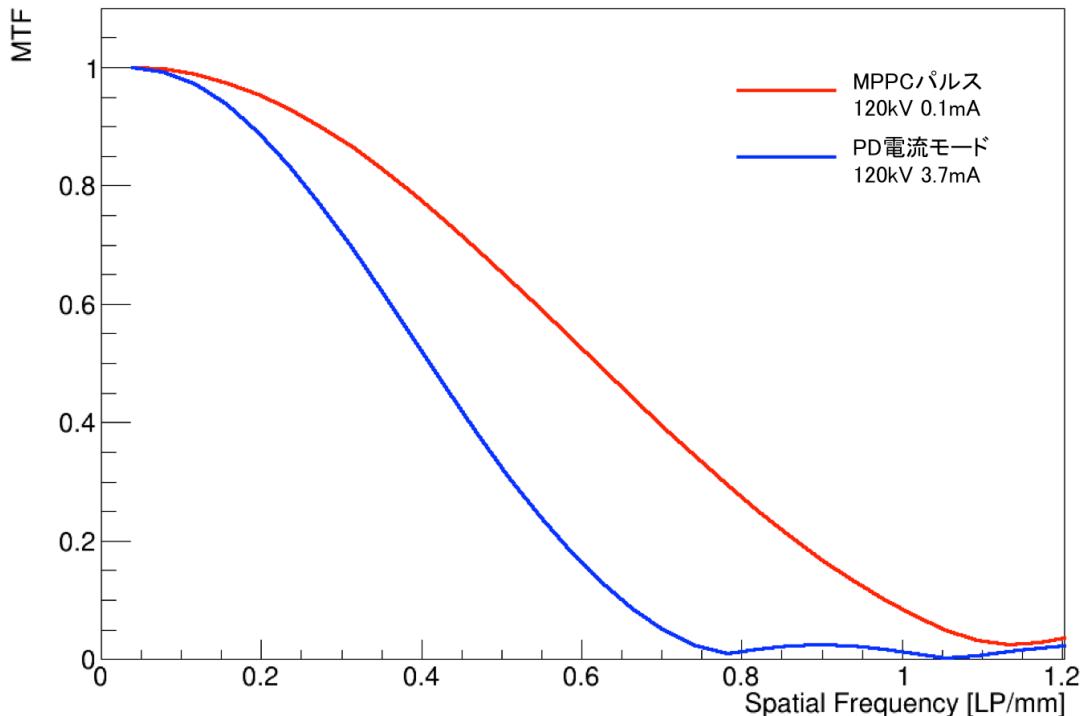


図 2.23 MTF

MTF が 0.1 のときの値が目視での空間分解能と等しくなると言われており、図 2.23において MPPC パルスモードでは MTF0.1 の時は $\sim 0.9 \text{LP/mm}^2$ 、つまり $\sim 0.5 \text{mm}$ の穴が目視で分離できているように見えるということを意味している。図 2.17(d)を見ると、 $\Phi 0.5$ が目視での分離限界であり、図 2.23 が示す結果と一致していると言える。また、臨床で用いられる CT の MTF の一例を図 2.24 に示す。これを見ると MTF10%における空間周波数は 0.9LP/mm を下回っており、本実験で得られた MTF の結果の方が優れていることがわかり、 0.1mA という超低線量下でも臨床現場で用いられる CT と劣らない解像度を実現することができたと言える。

²X LP/mm の意味は 1mm の中に X ペアのラインがある、つまり X LP/mm の場合 1 ラインの幅は $d = 1/2X$ となる。

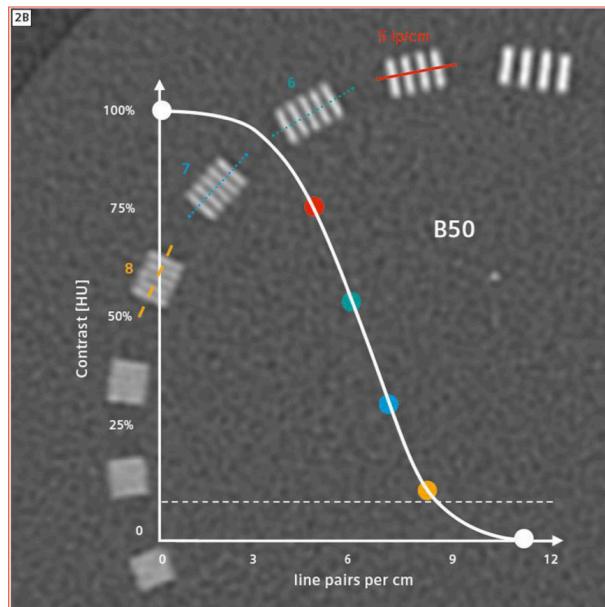


図 2.24 臨床で用いられる CT の MTF の一例

第3章 多色イメージングの効果の実証

MPPC と時定数の短い Ce:YAP($\tau \sim 25\text{ns}$) を用いることでパルス読み出しが可能となり個々の X 線パルスを弁別することで、一度の X 線照射で様々なエネルギー帯域での画像を取得することができる。複数のエネルギー帯域で画像を取得することにより、従来のエネルギー積分型の CT における問題点を解決できたり、新たな画像診断が可能となる。

3.1 エネルギー分解能

^{57}Co と ^{241}Am を用いて MCA-8000D で測定したスペクトルを図 3.1 に示す。また ^{57}Co を照射した時の MPPC の信号波形を図 3.2 に示す。

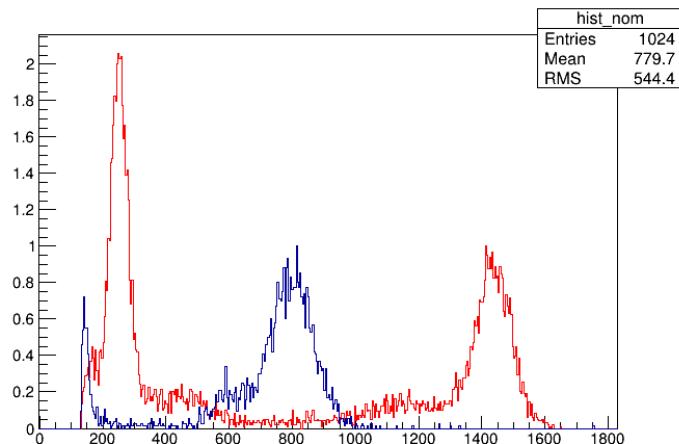


図 3.1 ^{57}Co と ^{241}Am のスペクトル

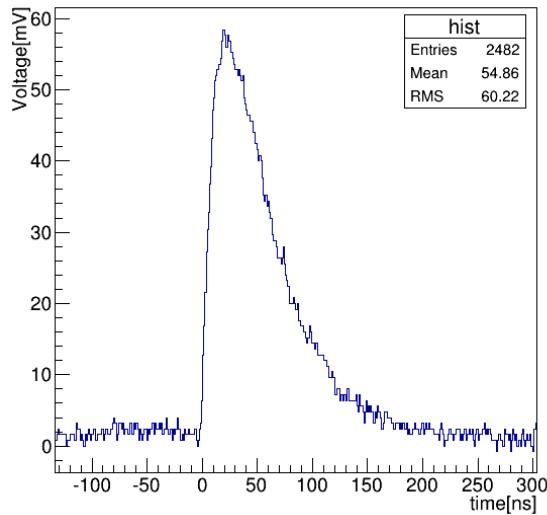


図 3.2 ^{57}Co を照射したときの MPPC で読み出した Ce:YAP の波形

エネルギー分解能は 13.4%(FWHM)@122keV、20.4%(FWHM)@59.5keV であった。図 3.1 からチャンネルとエネルギーの関係を求めエネルギーキャリブレーションを行った。また、信号波形の時定数は 50.3ns であった。

3.2 多色イメージングの測定方法

多色イメージングにおいては複数の閾値を設けるため図 3.4 のようなエネルギー弁別回路となっている。図 3.4 中の $V_{th4}, V_{th3}, V_{th2}, V_{th1}$ は図 3.3 のように設定したと仮定する。

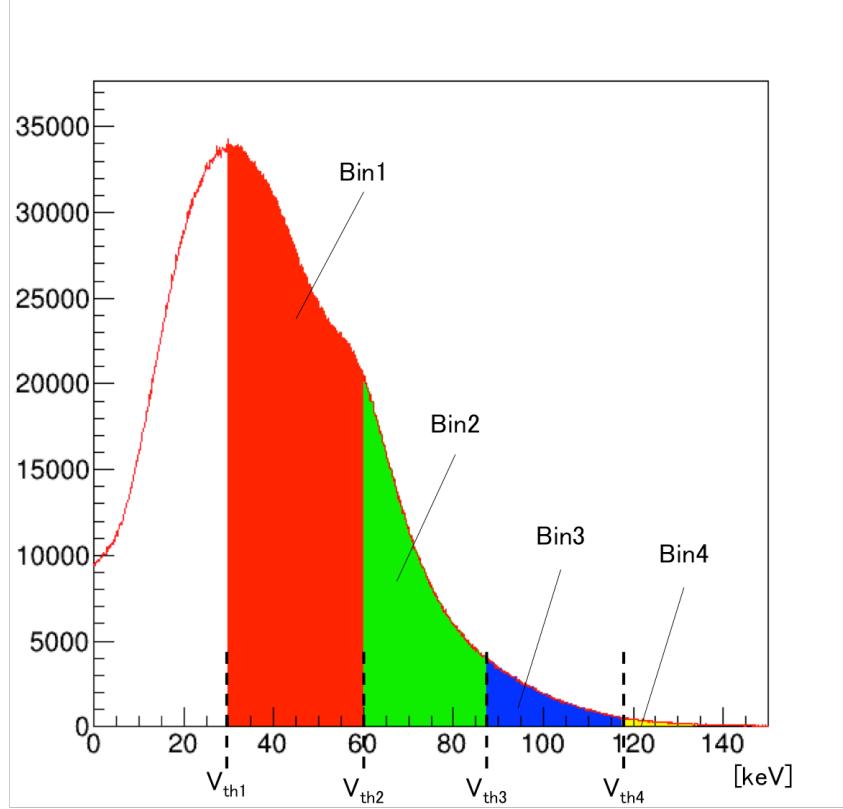


図 3.3 多色イメージングの例

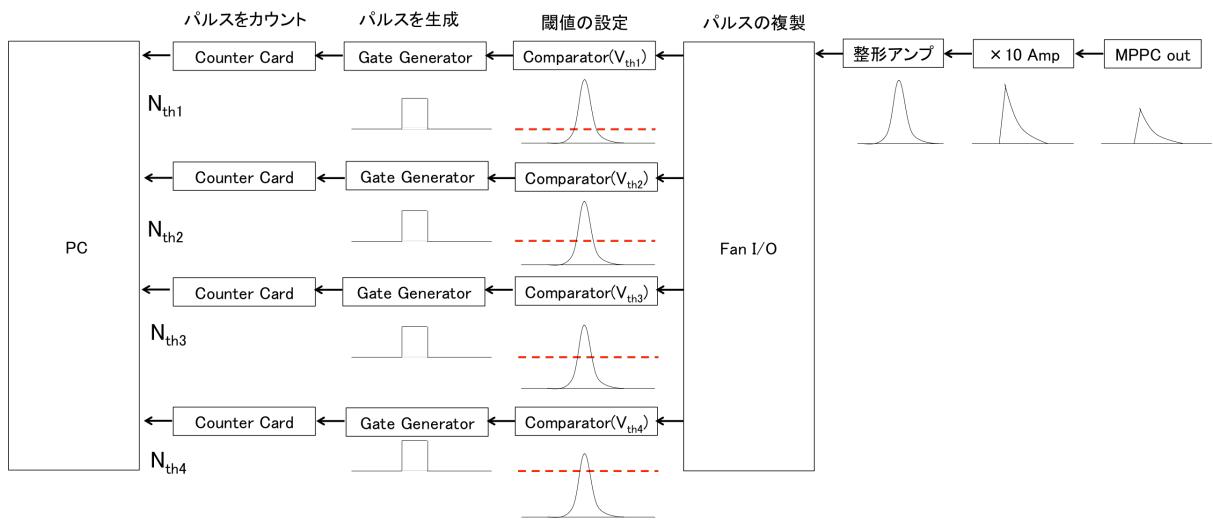


図 3.4 多色イメージングのエネルギー弁別回路 ($V_{th4} > V_{th3} > V_{th2} > V_{th1}$)

例えば閾値に $V_{th1} = 30\text{keV}$, $V_{th2} = 60\text{keV}$, $V_{th3} = 90\text{keV}$, に設定したとき、それぞれの閾値を超える波高を持つ信号の例を図 3.5 に示す。

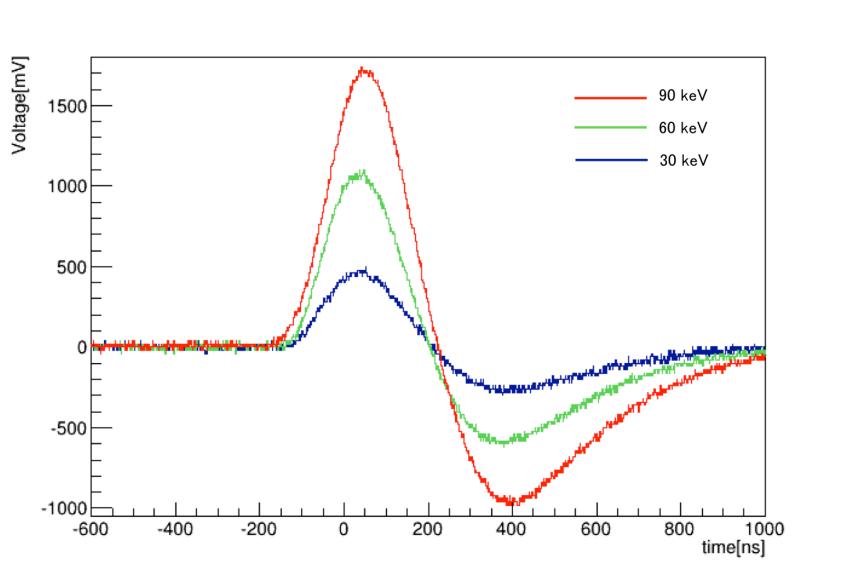


図 3.5 $V_{th1} = 30\text{keV}$, $V_{th2} = 60\text{keV}$, $V_{th3} = 90\text{keV}$, に設定したとき、それぞれの閾値を超える波高を持つ信号の例

最大で4つの閾値を設けることが可能となる。図3.3示したようにBin1-Bin4まで複数のエネルギー帯域に置いて投影データを作成、それぞれのBinにおいて画像再構成を行う。それぞれのBinにおけるイベントは以下のように求めた。

$$N_{Bin1} = N_{th1} - N_{th2} \quad (3.1)$$

$$N_{Bin2} = N_{th2} - N_{th3} \quad (3.2)$$

$$N_{Bin3} = N_{th3} - N_{th4} \quad (3.3)$$

$$N_{Bin4} = N_{th4} \quad (3.4)$$

本稿では多色イメージングの効果の検証として以下の項目の実証実験を行った。

- 低コントラスト分解能向上
- ビームハードニング低減
- 物質同定
- K-edge イメージング

3.3 低コントラスト分解能向上

?章で述べたようんX線光子のエネルギーが低いほど光電吸収が支配的になるので線源弱係数の物質間での差が高エネルギーより大きくなるので、低エネルギー帯の反応イベントのみを用いてCT画像を取得することによりコントラストを強調することができる。

図 2.10 に示した CT 値が近い水とアルコールを用いて、アルコールと水のコントラスト強調実験を行った。水とアルコールの線減弱係数を図 3.6 に示す。

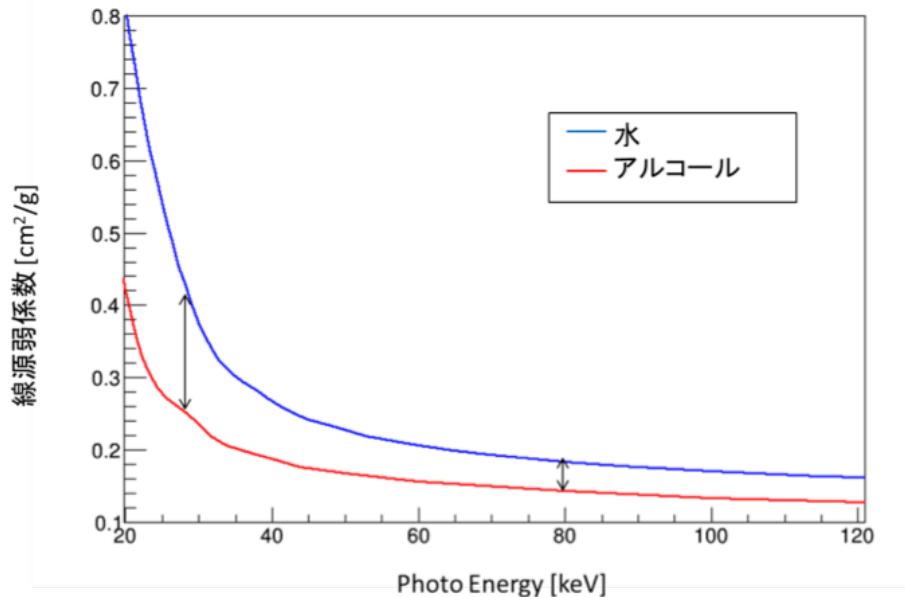
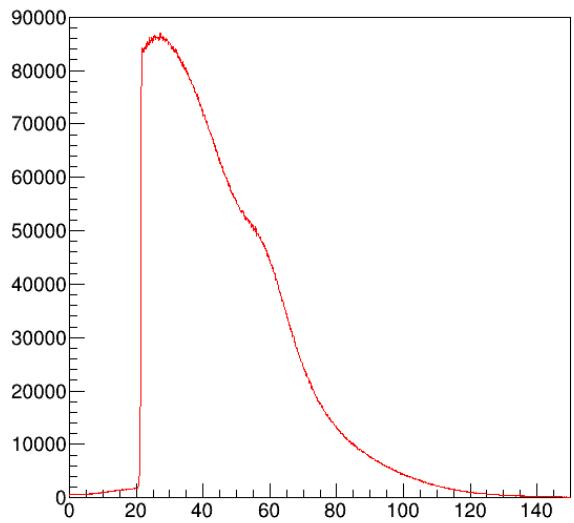


図 3.6 水とアルコールの線減弱係数 (NIST より作成)

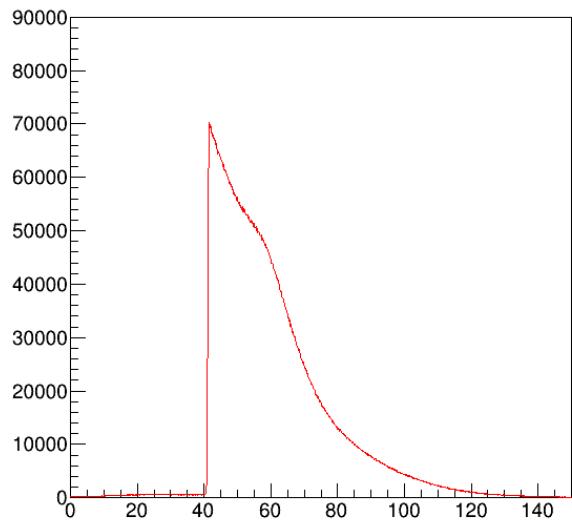
閾値は 20keV、40keV、60keV、80keV に設定し、管電圧 120kV、管電流 0.1mA における 20-40keV、40-60keV、60-80keV、80-120keV のエネルギー帯における CT 画像をそれぞれ取得し画像を比較した。

3.3.1 実験結果

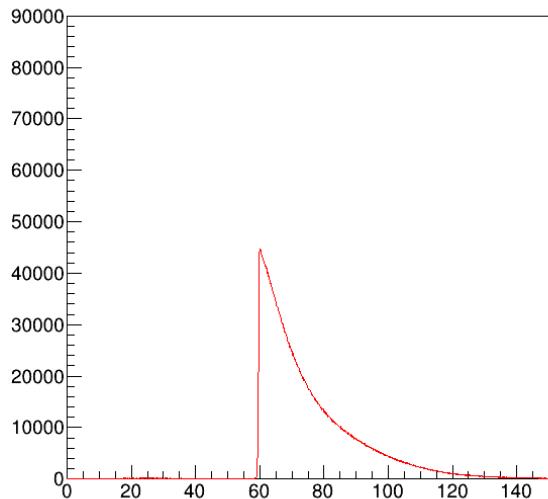
まず。各閾値において MCA-800D を用いて測定した X 線スペクトルを図 3.7 に示す。それぞれの閾値でスペクトルが明確に分離されていることがわかる。それぞれのエネルギー帯で得られた CT 画像を図 3.8 に示す。



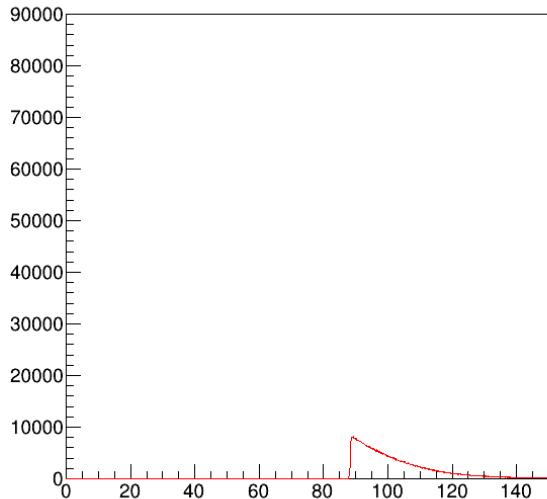
(a) 20keV



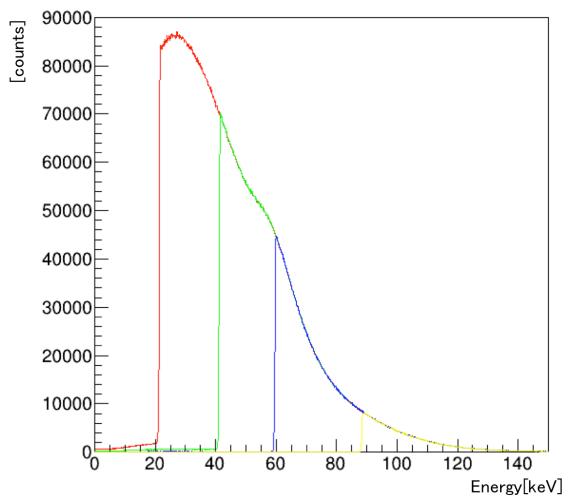
(b) 40keV



(c) 60keV



(d) 80keV



(a)-(d) を重ね合わせたスペクトル

図 3.7 各エネルギー閾値における X 線エネルギースペクトル
48

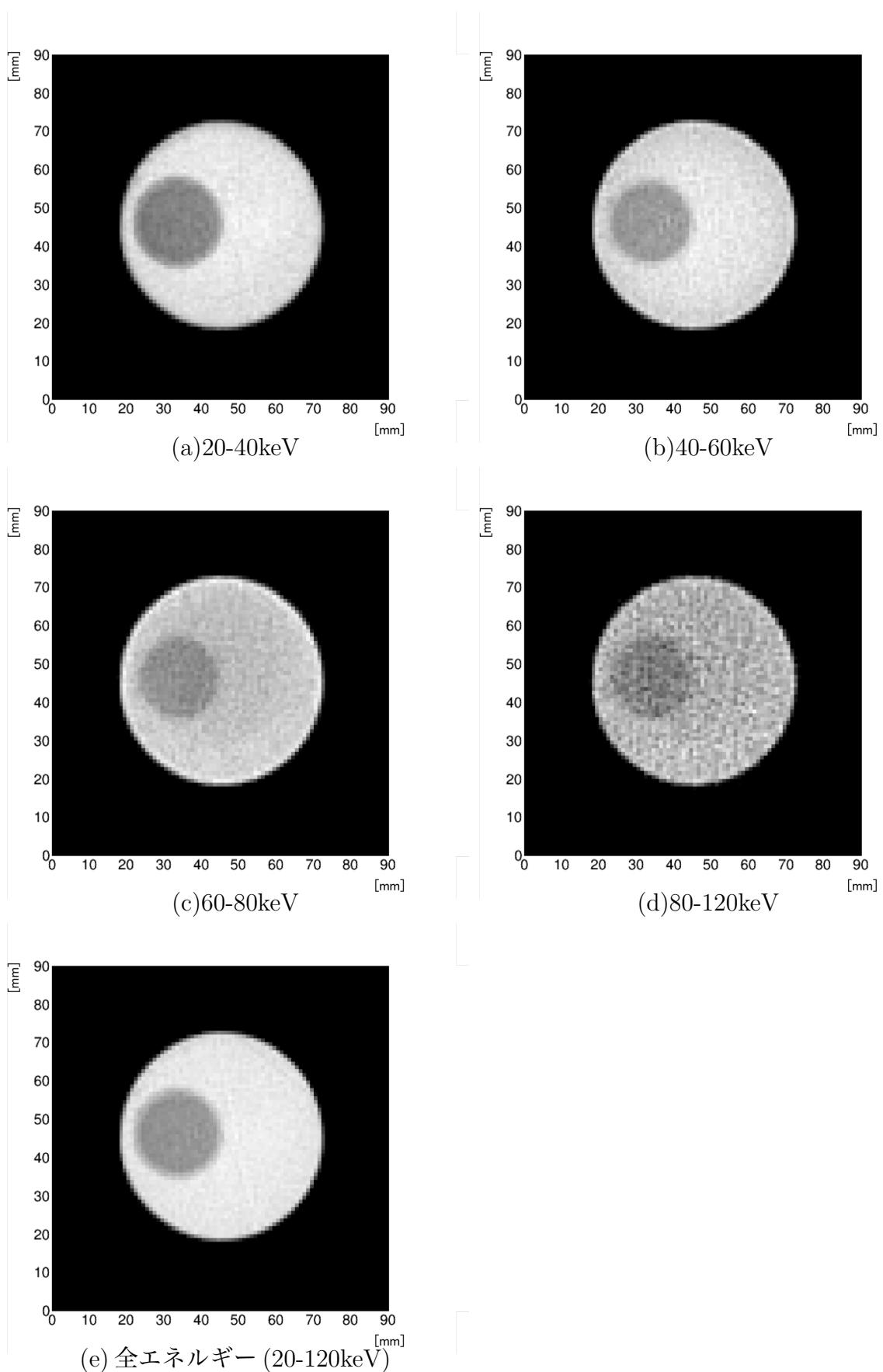


図 3.8 図 2.10 の全エネルギーと各エネルギー帯における CT 画像

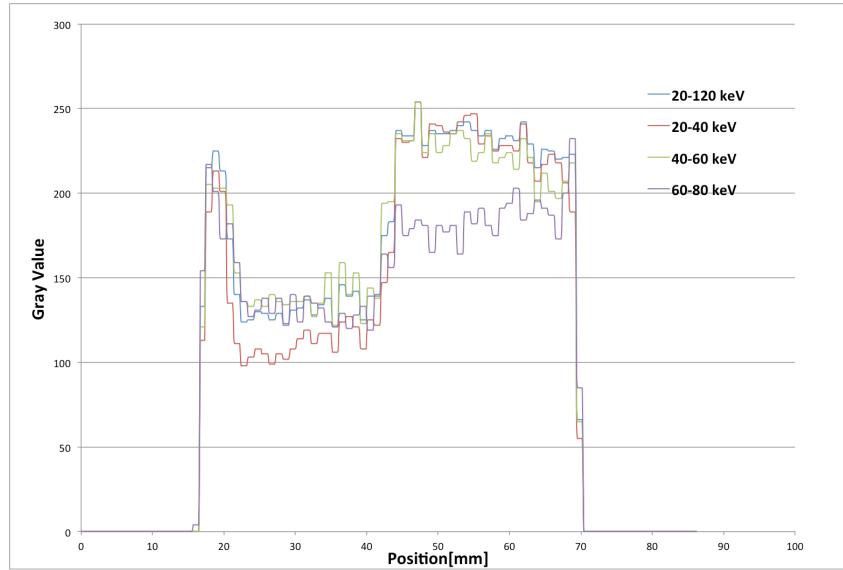


図 3.9 図 3.8 の一次元プロファイル

それぞれのエネルギー帯で得られた画像についてコントラスト比 ($\mu_{alcohol}/\mu_{water}$) と CNR を算出した結果を表 3.1 に示す。

全エネルギー (20-120keV)	20-40 keV	40-60 keV	60-80keV	80-120keV
コントラスト比 ($\mu_{alcohol}/\mu_{water}$)	0.63	0.56	0.67	0.73
CNR	21.3	19.0	10.2	5.74

表 3.1 各エネルギー帯での CT 画像のコントラスト比と CNR

図 3.8 を見ると、全エネルギーのときと比べると、20-40keV の画像の方が最もアルコールが暗くなっていることが目視でわかる。また一次元プロファイルを見ても 20-40keV の画像のアルコールの部分が他のエネルギー帯の画像に比べて顕著にその CT 値が低くなっていることがわかる。表 3.1 を見るとコントラスト比は全エネルギーでは 0.63、低エネルギーのみを用いた時は 0.56 となり、コントラスト比を見てもアルコールと水のコントラストが向上していることがわかり、底エネルギー側を用いた多色イメージングの効果が実証できた。CNR が全エネルギーに比べて、各エネルギー帯での値が小さくなっているのは統計数が減少したことで画像ノイズ σ が増加したためである。

3.4 ビームハードニング低減

混合エネルギーの X 線が物質を透過する際、低エネルギーの X 線が多く吸収され、X 線の実効エネルギーが高くなる現象をビームハードニング (BH) とよぶ。これにより、高

原子番号の被写体をCT撮影した際にアーチファクト生じる。ここでは図3.10のような2本のアルミニウム柱を水中におき、管電圧150kV、管電流1.0mAでAPDとMPPCパルスモードでCT撮影を行った。30keV,60keV,90keVと120keVに閾値を設定し、全エネルギーのCT画像と高エネルギー帯（90-120keV）のCT画像をそれぞれ取得し画像比較を行った。

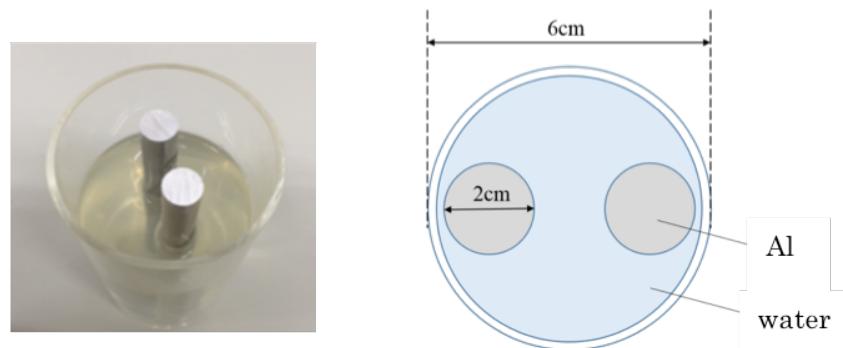
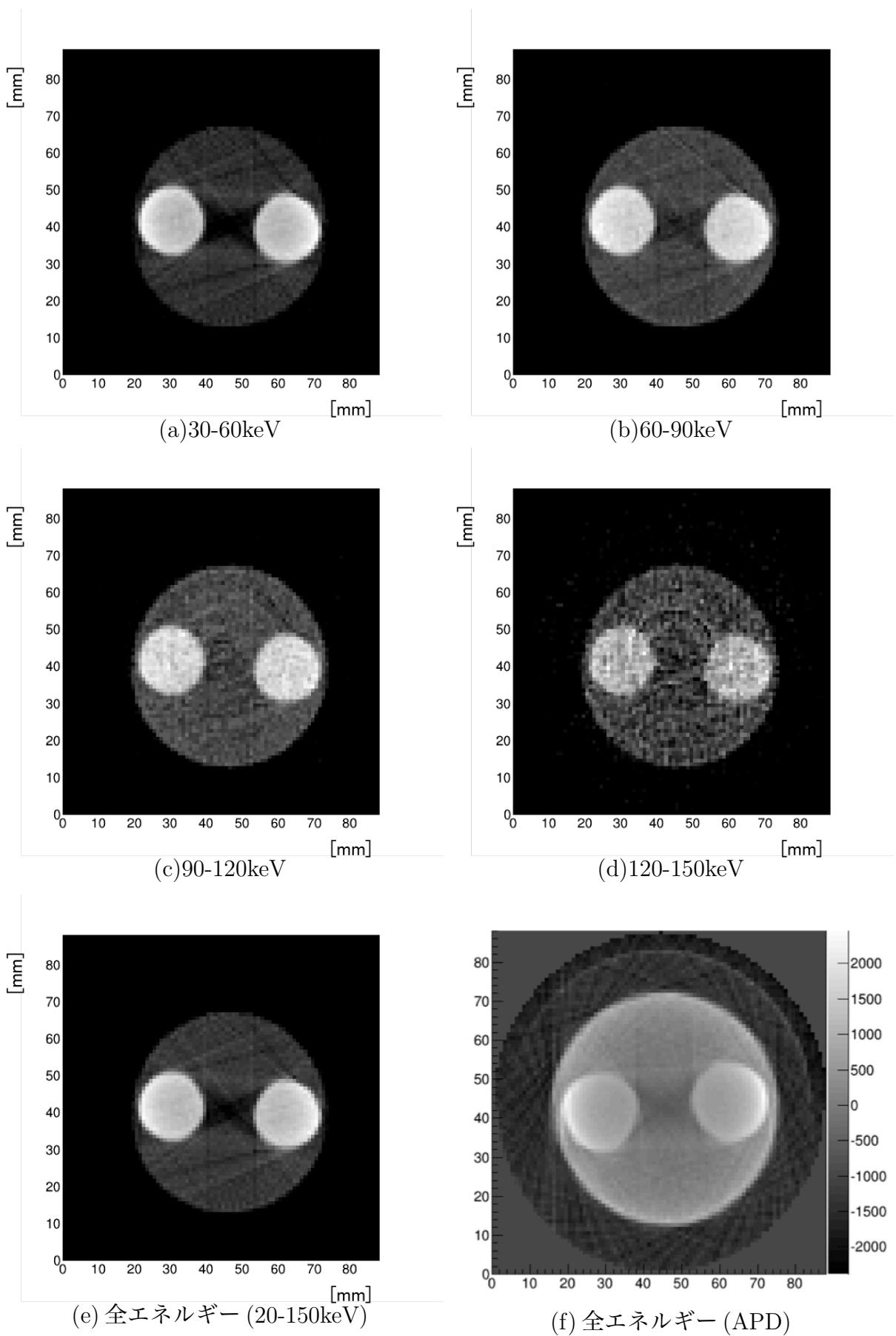


図3.10 測定ファントム

3.4.1 実験結果



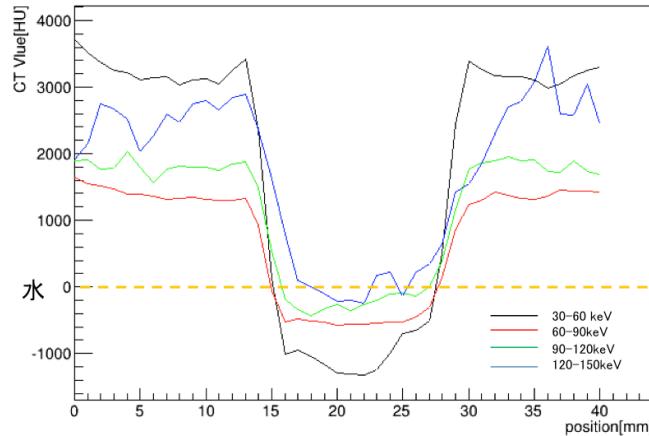


図 3.12 図 3.11 の一次元プロファイル

全エネルギー情報を用いて取得した画像では、減弱係数の大きい Al 圓柱の間で画像が暗くなるアーチファクトが生じていることがわかる。それに対し、高エネルギー帯の CT 画像ではそれが見られず、図 3.12 を見ると高エネルギー帯の CT 画像ほど CT 値が水の CT 値である 0 に近く、ビームハードニングアーチファクトの低減に成功した。120-150keV の CT 画像のノイズが多いのは統計量が十分でなかったためである。[?]でも述べたがビームハードニングアーチファクトは頭部や肩・骨盤内など骨に囲まれた部位に現れ出血や梗塞などの診断を困難にしていたが、高エネルギー帯を用いた多色イメージングがビームハードニングアーチファクトを低減しその診断に有用であることが実証された。

3.5 物質同定

従来のエネルギー積分型の CT では、線源弱係数は物質が異なっても密度によっては同一になる場合があり、パラメータは一つの CT 値のみであったため正確な物質の弁別をすることができなかつた。しかし、スペクトル CT ではいくつかのエネルギー帯において CT 値を取得することができるため、パラメータが複数になることで正確な材質の弁別が可能となる。本実験では、水とアルコールとアクリルの原子番号を求める実験を行った。ディスクリの位置を 20keV、40keV、60keV に設定し 20-40keV のエネルギー帯と 40-60keV のエネルギー帯でそれぞれ CT 撮影を管電圧 120kV、管電流 0.2mA で行った。20-40keV の平均エネルギーを 25keV、40-60keV の平均エネルギーを 45keV として、CT 画像のそれぞれのピクセルにおいて $k = \mu(25\text{keV})/\mu(45\text{keV})$ を求めた。 k の原子番号依存性は NIST から算出することができ、それを以下のように $f(z)$ と定義する。

$$f(Z) = \frac{\mu(Z, 25\text{keV})}{\mu(Z, 45\text{keV})} \quad (3.5)$$

NIST から求めた $k(Z)$ の曲線を

$$f(Z) = \frac{p_1 + q_1 Z + r_1 Z^2}{p_2 + q_2 Z + r_2 Z^2} \quad (3.6)$$

という関数でフィットした結果を図 3.13 に示す。

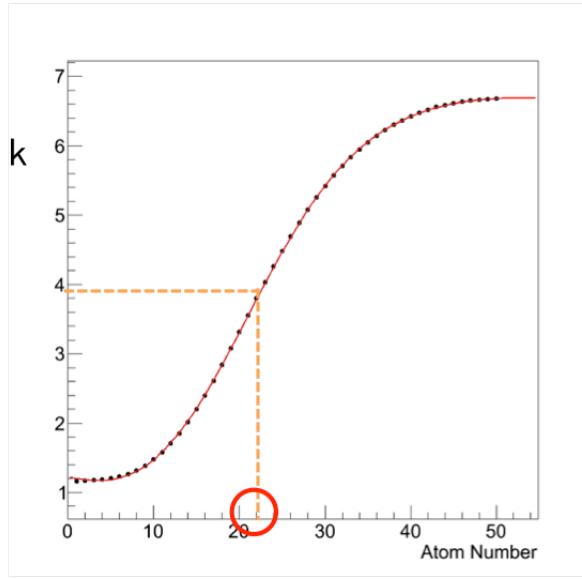


図 3.13 $f(Z)$ の原子番号依存性 (NIST より算出)

それぞれのピクセルにおいて求めた k を用いて、 $Z = f^{-1}(k)$ を求めることで CT 画像中の原審番号を同定することができる。実効原子番号は構成元素 Z_i の電子数が全体に占める割合を f_i として N 個の元素から構成されているとする

$$Z_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^N \sqrt[2.94]{f_i(Z_i)^{2.94}} \quad (3.7)$$

と求められる。これを用いて水、アルコール、PMMA の実効原子番号を求めた。

⁰実効原子番号 Z_{eff} とは化合物や混合物において、単体における原子番号のどれくらいに相当するかを示す平均的な原子番号である。

3.5.1 実験結果

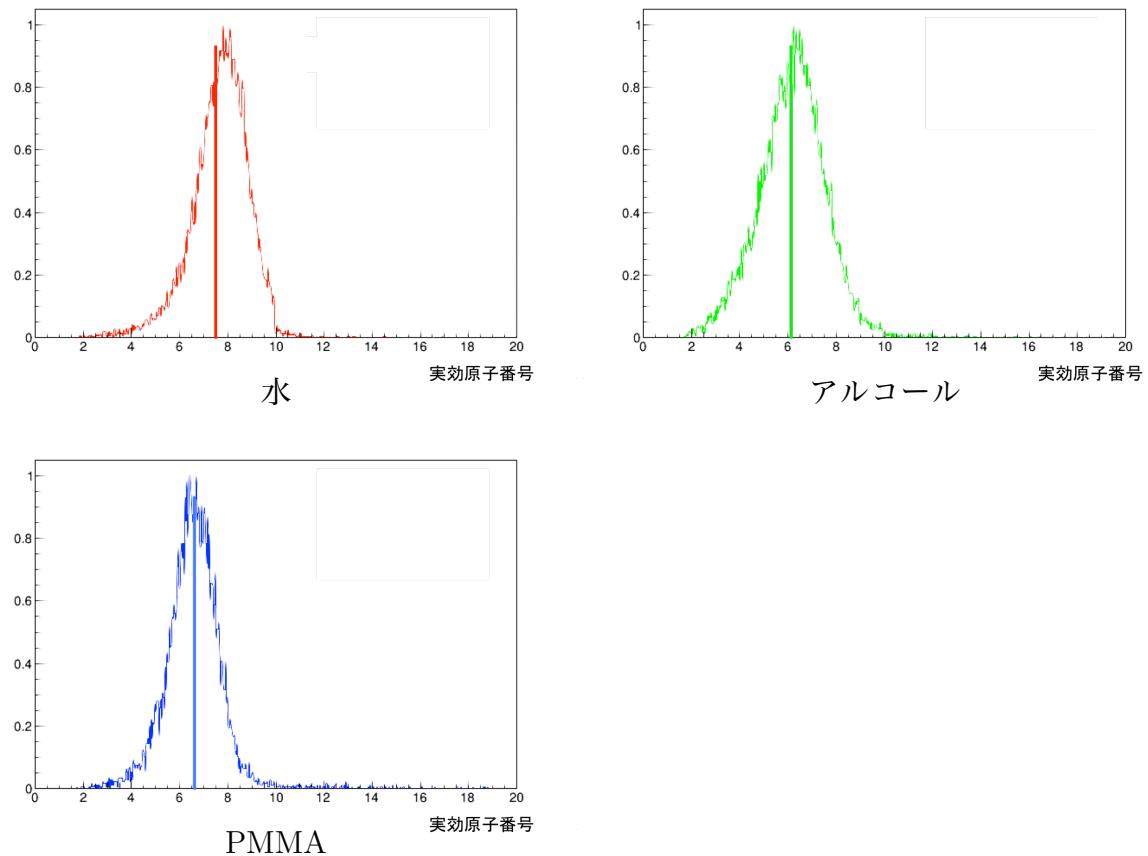


図 3.14 それぞれの CT 画像の原子番号同定結果

	水	アルコール	PMMA
実効原子番号	7.42	6.16	
実験値	7.83±1.02	6.28±1.23	6.59±0.885

表 3.2 それぞれの物質の実効原子番号と実験値

3.6 K-edge イメージング

3.6.1 ヨード造影剤の強調イメージング

従来のエネルギー積分型の方式では実現できないイメージングが k 吸収端イメージングである。人体を構成する元素の大部分は原子番号が非常に小さいため、k 吸収端は低エ

エネルギーレベルに存在するため、その k 吸収端を捉えることは不可能であるが、造影剤として用いるガドリニウム (Gd) やヨード (I) の k 吸収端はそれぞれ 50.2keV, 33.2keV であり、 k 吸収端の前後でデータの計測を行うことで造影剤の分布を特異的に示すことができる。例えば Gd の場合 bin0:40-49keV, bin1:50-59keV としそれぞれの bin で CT 画像を再構成した後、bin1 の CT 画像から bin0 の CT 画像を引き算することにより、造影剤を含んだ血管や組織などの明瞭な画像下が可能となる。本稿では直径 6cm のアクリル筒の中に水を満たし、ヨード造影剤 (30mg/mL) を満たし、直径 2cm のアクリル筒を入れた図 3.15 を用いてヨード造影剤の K-edge イメージングを管電圧 120kV、管電流 0.2mA で行った。

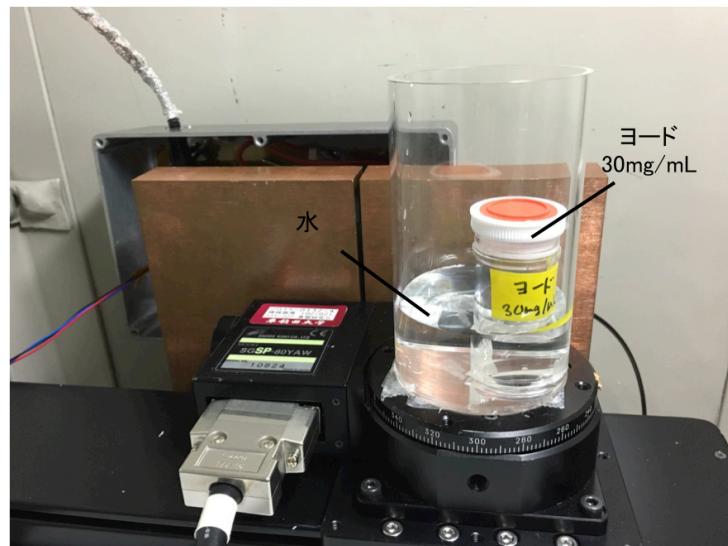


図 3.15 ヨードの K-edge イメージングに用いたファントム

ヨード造影剤 (30mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性は図 3.16 のようになって いる。この図に示すようにヨードの K 吸収端は 50.3keV であるが、実験的に K 吸収端の位置を最初に確認した。

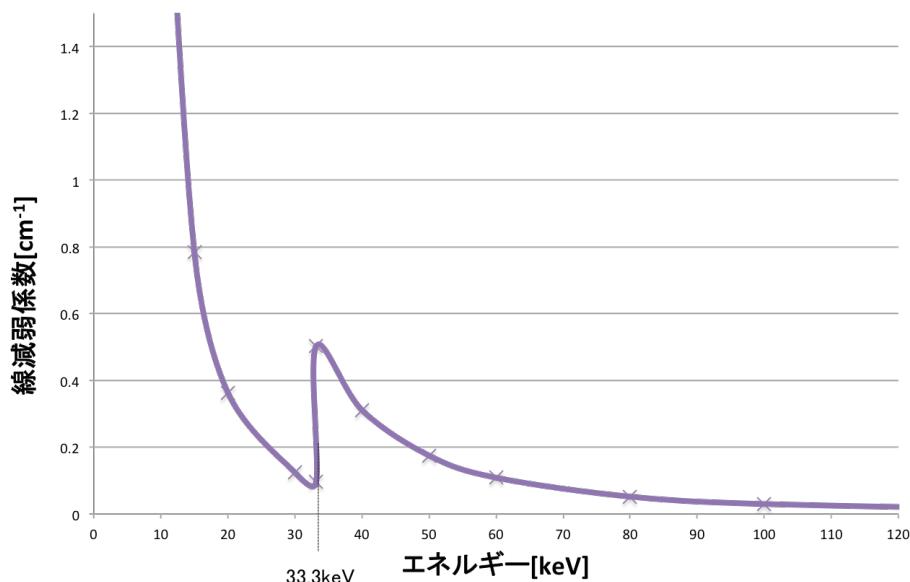


図 3.16 ヨード (30mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性

管電圧 120kV、管電流 0.2mA で MCA8000D で 100 秒間取得した X 線の全エネルギースペクトルを図 3.17(左) に示す。また同じ条件でヨードの K 吸収端位置を確かめるためにヨード造影剤 (140mg/mL) を MPPC の前に置いて取得したスペクトルを図 3.17(右) に示す。

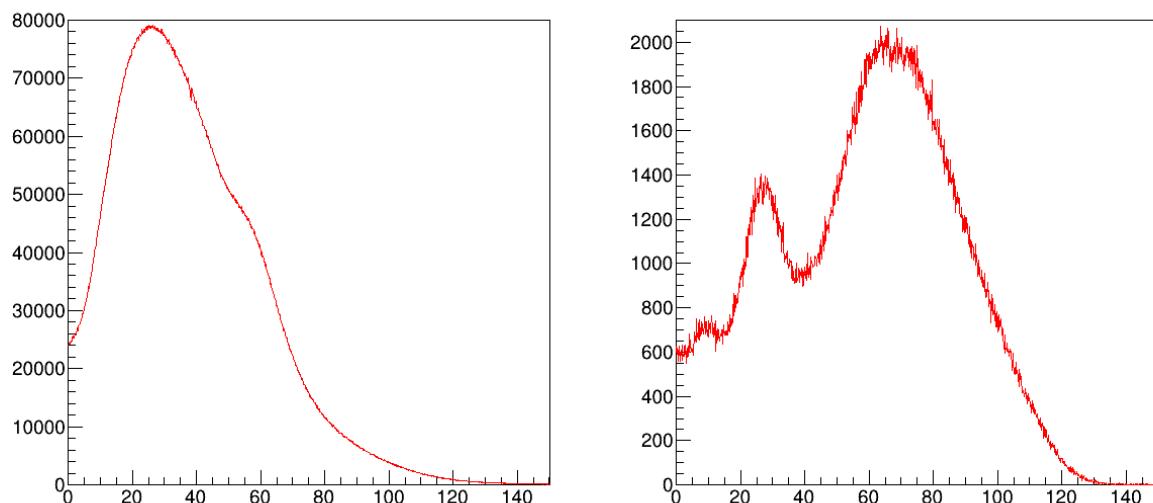


図 3.17 管電圧 120kV、管電流 0.2mA で測定した X 線全エネルギースペクトル(左)とヨード造影剤 140mg/mL を MPPC の前に置いて測定した時のスペクトル(右)

スペクトルの窪んだ部分がヨードの K 吸収端であり、この位置に閾値を設けて設定した X 線スペクトルを図 3.18 に示す。

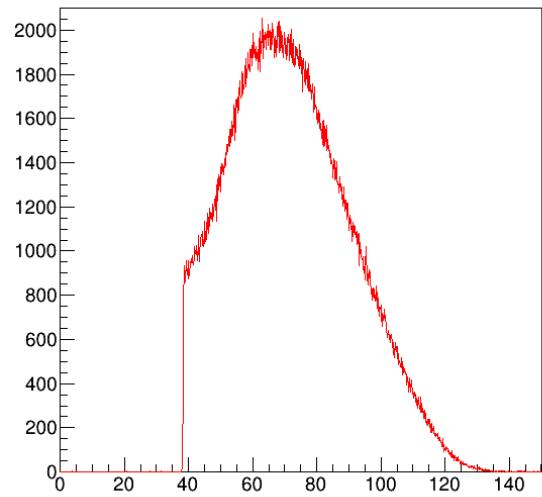


図 3.18 ヨードの K 吸収端に閾値を設けて測定した X 線スペクトル

さらに K 吸収端の $\pm 20\text{keV}$ にも閾値を discriminator で設定し、K 吸収端の前 20keV の帯域と後 20keV 帯域でそれぞれ投影データを取得し画像再構成を行った。

K 吸収端の前 20keV の帯域と後 20keV 帯域で取得した CT 画像を図 3.19 に示す。

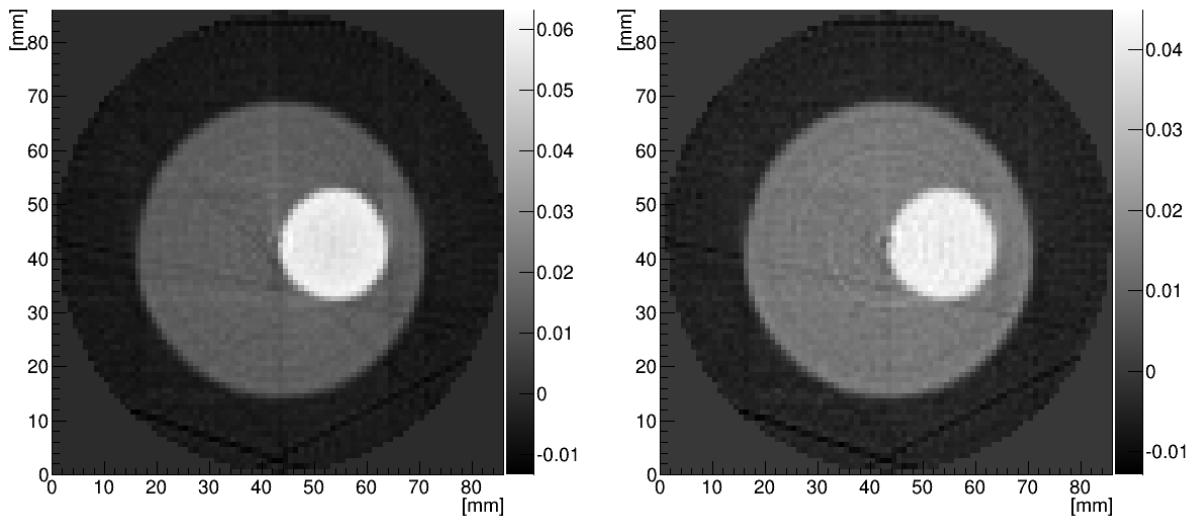


図 3.19 ヨードの K-edge の後 20keV 帯域で取得した CT 画像(左)と K-edge の前 20keV 帯域で取得した CT 画像(右)

ここで、ヨードの K-edge の後 20keV 帯域で取得した CT 画像を $\mu_+(x, y)$ 、ヨードの K-edge の前 20keV 帯域で取得した CT 画像を $\mu_-(x, y)$ として、K-edge イメージング $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ 、

$$\mu_{\text{k-edge}}(x, y) = \mu_+(x, y) - \mu_-(x, y) \quad (3.8)$$

を求めるとき図 3.20 が得られる。

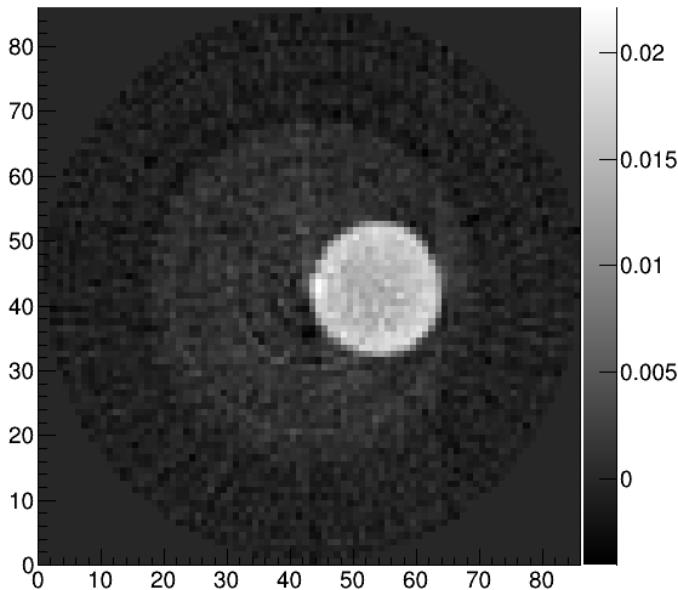


図 3.20 K-edge イメージング $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$

$\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ のヨード造影剤と水のコントラスト比を表 3.3 に示す。

	$\mu_+(x, y)$	$\mu_-(x, y)$	$\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$
Contrast ratio (μ_I/μ_w)	2.4	2.0	3.9

表 3.3 $\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ のコントラスト比の比較

表 3.3 から明らかなように、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ におけるコントラスト比が他の 2 つの画像に比べて高いことがわかる。これは K-edge 後の画像の CT 値がヨードのみ高くなり、水はあまり変化しないため水の CT 値は引き算によって相殺されるが、ヨードの CT 値は差分が残るからである。これによって医療現場での CT 撮影時に血管ヨード造影剤用いた時に、血管のみの CT 表示が可能となる。

3.6.2 ヨード造影剤のがドリニウム造影剤のコントラスト反転

K-edge イメージングを用いることで K-edge の位置が異なる二つの造影剤のコントラストを変化させる実験を行った。本実験ではヨード造影剤 (30mg/mL) とがドリニウム造影剤 (90mg/mL) を用いた。この二つの線減弱係数のエネルギー依存性を図 3.21 に示す。

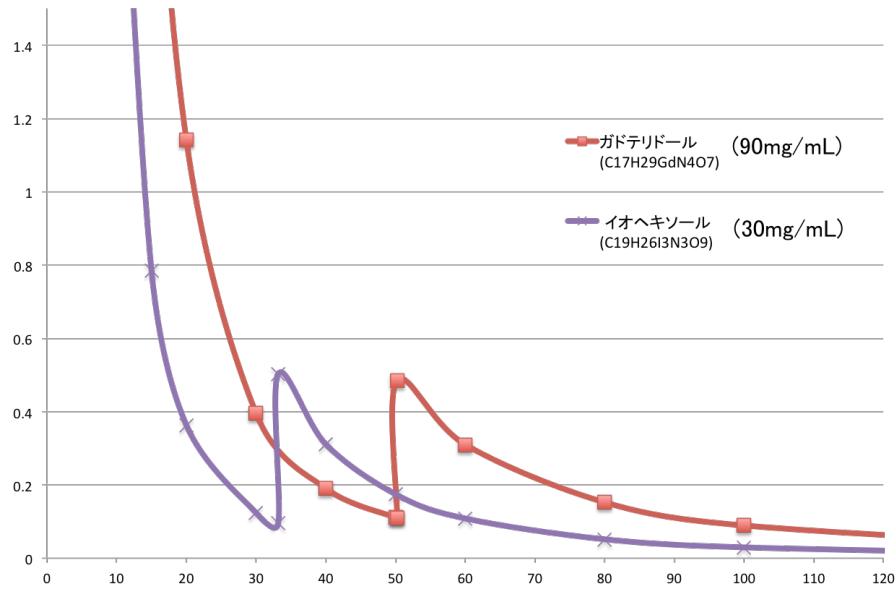


図 3.21 ヨード造影剤 (30mg/mL) とガドリニウム造影剤 (90mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性

ヨードの K 吸収端は 33.3keV、ガドリニウムの K 吸収端は 50.3keV である。本実験では表 3.4 のように閾値を定め、図 3.22 のようなエネルギー帯域でそれぞれ投影データを取得し、CT 画像を再構成した。

チャンネル	1	2	3	4
閾値	30 keV	50 keV	70 keV	90 keV

表 3.4 各チャンネルの閾値のエネルギー

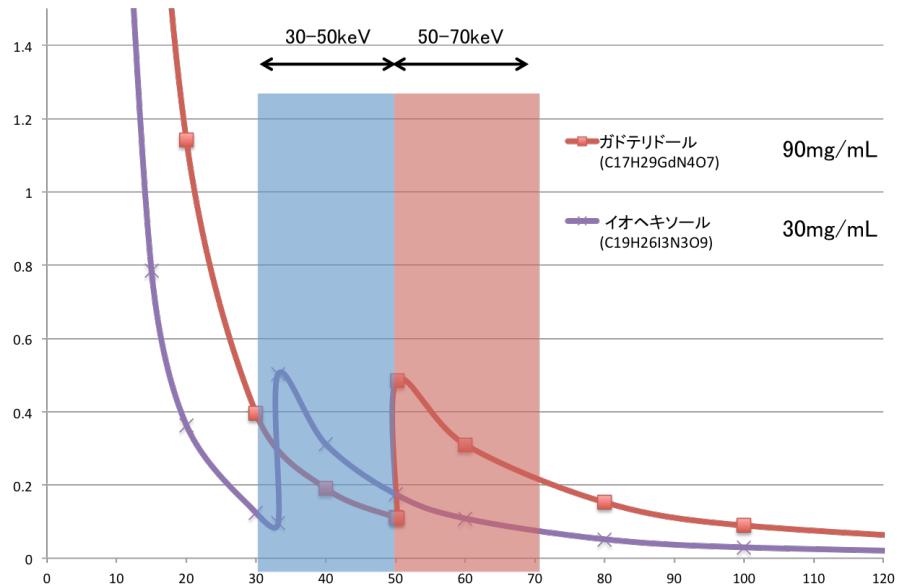


図 3.22 CT 画像を取得するエネルギー帯域

それぞれの閾値で管電圧 120kV、管電流 0.2mA で測定した X 線のスペクトルを図 ?? に示す。

のようによ うな 3 つ の エネルギー バンド それ ぞれ で 投影 データ を 作成 し、 CT 画像 を 取得 し 画像 に ど の よう な 変化 が 出る か 検証 し た。 それ ぞれ の エネルギー 帯域 で 得 られ た 画 像 を 図 3.23 に 示す。

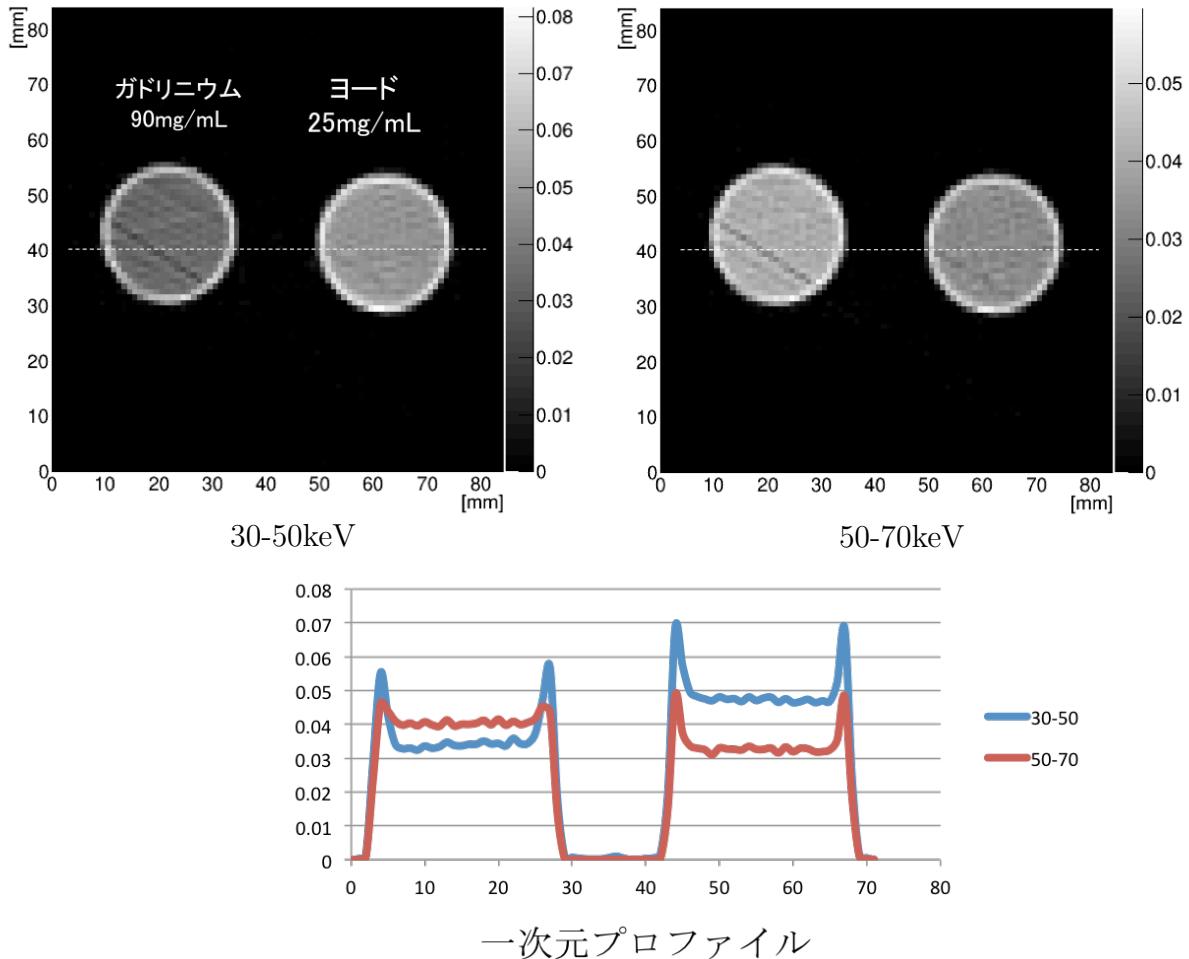


図 3.23 30-50keV と 50-70keV の二つのエネルギー帯域で取得したガドリニウム造影剤とヨード造影剤の CT 画像とその一次元プロファイル

図 3.23 を見ると 30-50keV のエネルギー帯域ではヨードの方が CT 値が高いが、50-70keVにおいてはガドリニウムの方がヨードより CT 値が高くなっている。これは図 3.21 に示したように、K 吸収端を境に線減弱係数の大小が反転し 30-50keVにおいてはヨードの方が線減弱係数が高く、50-70keVにおいてはガドリニウムの方が線減弱係数が高くなつたからである。

第4章 アナログ・デジタル多系統LSI

第5章　まとめと今後の展望

X線CTは現代医療の画像診断の根幹をなす重要技術であり、年々その検査件数は増加し、適応範囲も拡大している。しかしそれに伴い、医療被ばくに占めるCTの割合が増加傾向にあることが指摘されており、CTの低被ばく化は昨今の医療技術において最重要課題となっている。本研究では、非常に大きい内部增幅機能をもつ半導体光素子であるMPPCを用いた「低被ばく」かつ「多色」撮影が可能な革新的X線CTシステムを考案し、その最初の実証試験として1mm角のPD,APD,MPPCを用いたCT撮影を実行した。照射X線の線量を変えた際のCT画像を定量評価することで、各検出器で得られた画像の比較を行った。ノイズ・低コントラスト分解能・空間分解能のすべてにおいて、MPPCでは従来型CTのPDよりも同じ線量でも圧倒的に優れた結果が得られ、MPPCを用いることで、低線量下でもPDと同等以上に高い画像S/Nを実現できることが実証できた(3章)。これより被ばく量の問題により使用が制限されてきた子供や妊婦といった患者にも、X線CTによる内部撮影が可能になると期待できる。従来CTの光検出部をMPPCに変えるだけで実現できるため、本研究は早期における臨床応用・実現の点でも非常に優れているといえる。また、線量自体を1/1,000に下げることができれば、フォトンカウンティングCTの障壁とされてきた高レートの問題を解決することができ、個々のX線パルスについてエネルギーの取得も容易となる(4章)。たとえて言うならば、”白黒テレビがカラーテレビになる”ほど情報量の増加が見込め、様々な多色イメージングが期待される。その一例として、本研究では「コントラストの強調」「ビームハードニングの除去」「K-edgeイメージング」といった多色イメージングを行い、その有用性も検証できた。

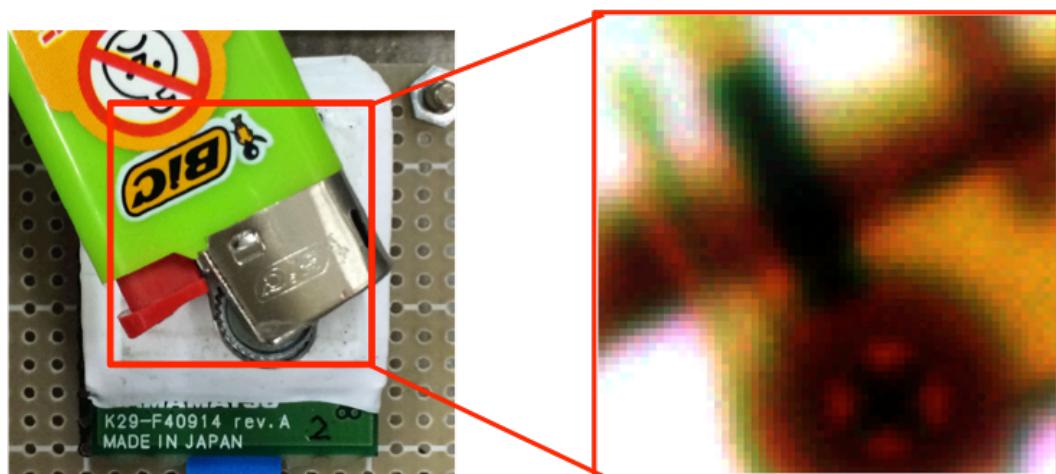
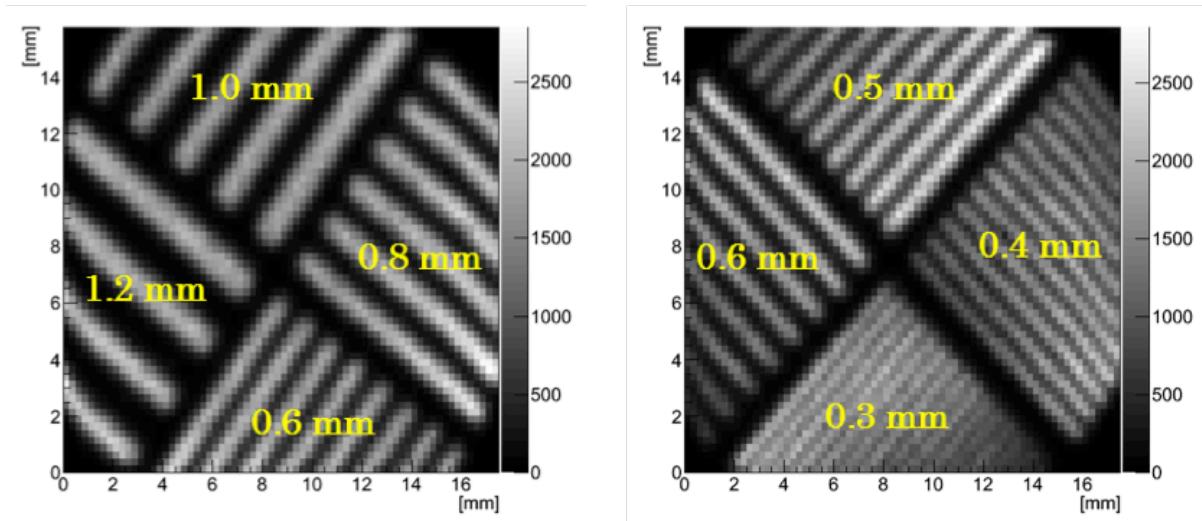
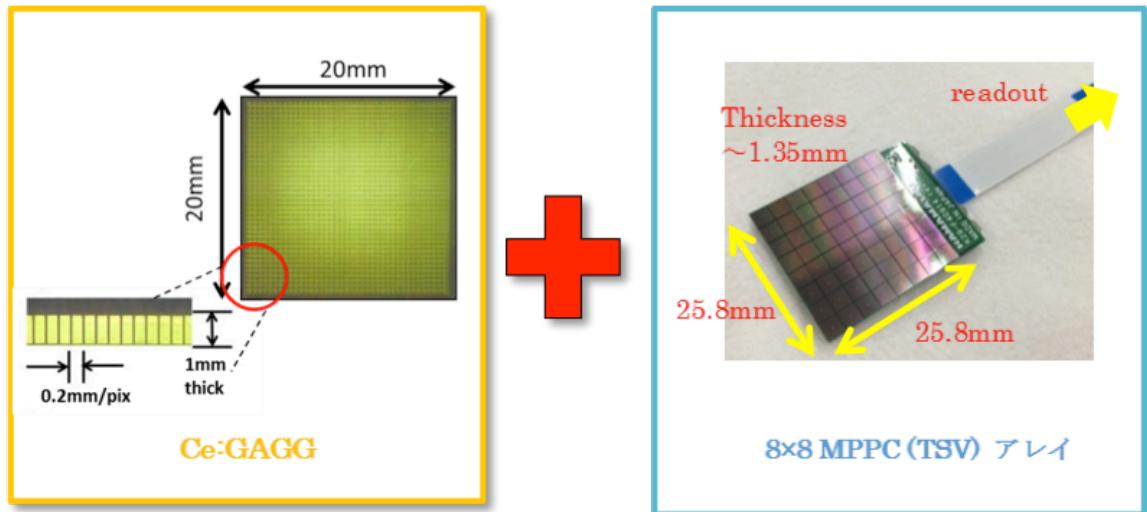


図 5.1 高精細シンチレータ (GAGG) と MPPC の外観とイメージング結果

本研究は、もっとも単純な光センサー単素子による原理実証に重点を置いたが、今後は

より実際の CT システムに近い複合システムへの拡張を考えている。たとえば、MPPC を 2 次元にアレイ化し、我々がこれまで開発した高精細シンチレータと組み合わせた「多色マルチスライス X 線モジュール」の開発を考えている。これまで、YAP シンチレータ同様にフォトンカウンティングに有効な Ce;GAGG シンチレータのプレートに 0.25-mm ピッチでダイシング加工を施し、 8×8 MPPC アレイと組み合わせることで 0.3 mm の空間分解能を実現している。また、わずか 4ch の出力信号を用いて 31, 60, 88 キロ電子ボルトの X 線を用いた「3 色イメージング」にも成功した（図 4.5; Oshima et al. 2015）。この高精細シンチレータと MPPC アレイを組み合わせ、CT モジュールを作成することで「多色」かつ「低線量」のマルチスライス CT へと発展が可能である。このような高精細シンチレータを用いた低被ばく CT は、簡便かつ低成本、また既存の CT の置き換えも容易であり、今後ブレークスルーを起こすことも期待できる。現在は怪我をしたときや健康診断の画像診断の入り口はレントゲンなどの一般撮影であるが、一般撮影レベルの被ばく量で CT 撮影が可能となれば CT も検査の入口として手軽に撮影することが可能になり、病気の早期発見につながる。このように「低被ばく」と「多色化」が切り拓く新たな画像診断の可能性は無限である。本研究が全世界の CT メーカーに CT の変革の可能性を示唆し、新たな CT 画像診断の可能性を切り拓く、一石となることを願っている。