

†

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 序論	1
1.1 X線CTとは	1
1.2 従来のX線CTの問題点	1
1.3 各医療メーカーの新型CT	3
1.4 本研究の目的と概要	4
第2章 X線の物理	6
2.1 X線の定義と発生	6
2.2 X線の物質との相互作用	8
2.2.1 光電吸収	8
2.2.2 コンプトン散乱	9
2.3 X線の減弱	12
第3章 シンチレーション検出器 (間接変換型検出器)	15
3.1 シンチレータ	15
3.2 フォトダイオード(PD)	17
3.3 Avalanche Photodiode(APD)	20
3.4 Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)	21
3.5 光検出器の性能比較	24
第4章 半導体検出器(直接変換型検出)	25
4.1 CdTe半導体の特性	25
4.2 CdTe半導体検出器の原理	27
4.3 CdTe半導体検出器のCT検出器利用における問題点	27
第5章 X線CT	28
5.1 X線CTとは	28
5.2 X線CTの検出器	29
5.3 画像再構成原理	30
5.4 CTの画質評価	34
5.4.1 画像ノイズ評価	34
5.4.2 空間分解能評価	36
5.4.3 低コントラスト分解能評価	39
5.5 従来のエネルギー積分型X線CTの問題点	39
5.5.1 CT値が同一である物質の弁別が困難	40
5.5.2 ビームハードニングアーチファクト	41
5.6 次世代X線CT	42
5.6.1 デュアルエナジーCT	42
5.6.2 フォトンカウンティングCT	45

第6章 低被ばく化の実証	51
6.1 画像ノイズ評価	55
6.2 低コントラスト分解能評価	58
6.2.1 実験結果	58
6.3 空間分解能評価	62
6.3.1 空間分解能評価ファントムによる評価	62
6.3.2 実験結果	62
6.3.3 MTF による評価	64
6.3.4 実験結果	65
第7章 多色イメージングの効果の実証	70
7.1 エネルギー分解能	70
7.2 多色イメージングの測定方法	71
7.3 低コントラスト分解能向上	73
7.3.1 実験結果	74
7.4 ビームハードニング低減	77
7.4.1 実験結果	79
7.5 物質同定	80
7.5.1 実験結果	82
7.6 K-edge イメージング	82
7.6.1 ヨード造影剤の強調イメージング	82
7.6.2 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	87
第8章 まとめと今後の展望	91
8.1 まとめ	91
8.2 今後の展望	91
謝辞	94

図 目 次

1.1 (左) X 線 CT の外観と (右) X 線 CT の原理	1
1.2 (左) 自然放射線と医療放射線の被ばく量比較 (右) 各国の CT 保有台数	3
1.3 各 CT メーカーの製品化されているスペクトル CT の方式	4
2.1 X 線管の構造 [1]	7
2.2 X 線のエネルギースペクトルの変化	7
2.3 光電吸収	8
2.4 コンプトン散乱	10
2.5 コンプトン散乱光子の角度分布 [12]	11
2.6 X 線束の物質による減弱測定	12
2.7 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密度によっては同一になる場合がある . . .	13
2.8 NaI(Tl) の線減弱係数とその成分 [NIST[13] より作成]	14
2.9 電磁放射線と物質との相互作用の優勢領域 [14]	14
3.1 シンチレータの発光原理 [14]	15
3.2 Si フォトダイオードの断面構造 [17]	17
3.3 フォトダイオードの暗電流の温度依存性	18
3.4 Si フォトダイオード (# 458) と代表的なバイアルカリと S-20 光電面の量子 効率の比較と BGO シンチレータの発光波長分布 [18]	19
3.5 リバース型 APD の構造 [19]	20
3.6 MPPC の等価回路 (左)[20] と MPPC のガイガーフラッシュサイクル (右) . . .	21
3.7 MPPC のゲインの温度依存性	23
4.1 Si, Ge, CdTe の 60keV(左), 120keV(右) に対する検出効率 [NIST[13] より 作成]	26
4.2 Si, Ge, CdTe に対する光子の光電吸収, コンプトン散乱, 電子対生成に よる質量減弱係数 [NIST[13] より作成]	26
5.1 CT 装置の外観	28
5.2 CT の検出器の構造	29
5.3 CT の DAS の例。(少数の ADC で全検出素子を分担する構成例)	30
5.4 CT の画像再構成法の原理	30
5.5 CT の画像再構成用いられるフィルター	33
5.6 様々な物質の CT 値	33
5.7 高コントラスト分解能 ファントムの例	36
5.8 デルタ関数のフーリエ変換	37
5.9 インパル信号とインパル応答 (PSF) およびそれとの MTF	38
5.10 各インパルス応答と対応する MTF の関係	39

5.11 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	40
5.12 ビームハードニング効果 [30]	41
5.13 ビームハードニングアーチファクトの例 (骨と骨の内側が黒く見える)	42
5.14 2回転方式のデュアルエナジー CT	43
5.15 2管球方式のデュアルエナジー CT	43
5.16 1管球高速kVpスイッチング方式のデュアルエナジー CT	44
5.17 2層式検出器方式 [33]	45
5.18 後頭蓋窩アーチファクトの低減 [30]: (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。	47
5.19 金属アーチファクトの低減 [30]: 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。	47
5.20 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	48
5.21 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 [42]	49
5.22 K 吸収端イメージングの原理 (減弱曲線は NIST より作成)	50
6.1 実験に使用した PD, APD(左) と MPPC(右)	51
6.2 APD のゲイン特性 (at 25 °C) ※ root の画像に差し替える	52
6.3 実験セットアップ※アルミニウムフィルターをつける	53
6.4 電流モードの読み出し回路	53
6.5 パルスモードの読み出し回路	54
6.6 管電圧 120kV で管電流を変化させたときの線量の変化	55
6.7 画像ノイズ評価ファントム	55
6.8 各素子で撮影した水ファントムの画像 (管電流 0.5mA)	56
6.9 SD を測定する ROI の設定	57
6.10 低コントラスト分解能実験に用いた被写体	58
6.11 各素子で撮影した図 6.10 の CT 画像と 1 次元プロファイル (120kV, 0.1mA)	59
6.12 ROI の位置	60
6.13 管電圧 120kV で管電流を変化させた時の CNR	61
6.14 空間分解能評価ファントム	62
6.15 空間分解能評価ファントムの CT 画像	63
6.16 MTF 測定に用いたファントム※模式図を隣にのせる	64
6.17 MTF の測定手順	65

6.18	PD と MPPC(パルスモード)で取得した図 6.16 の CT 画像 (120kV) ※大きさがあつてないので直す	66
6.19	PD の PSF	66
6.20	MPPC の PSF	67
6.21	MTF	68
6.22	臨床で用いられる CT の MTF の一例	69
7.1	^{57}Co と ^{241}Am のスペクトル	70
7.2	^{57}Co を照射したときの MPPC で読み出した Ce:YAP の波形	71
7.3	多色イメージングの例	72
7.4	多色イメージングのエネルギー弁別回路 ($V_{th4} > V_{th3} > V_{th2} > V_{th1}$)	72
7.5	$V_{th1} = 30\text{keV}, V_{th2} = 60\text{keV}, V_{th3} = 90\text{keV}$, 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	73
7.6	水とアルコールの線減弱係数 (NIST より作成)	74
7.7	各エネルギー閾値における X 線エネルギースペクトル	75
7.8	図 6.10 の全エネルギーと各エネルギー帯域における CT 画像	76
7.9	図 7.8 の一次元プロファイル	77
7.10	測定ファントム	78
7.11	図 7.10 の全エネルギーと各エネルギー帯域における CT 画像	79
7.12	図 7.11 の一次元プロファイル	80
7.13	$f(Z)$ の原子番号依存性 (NIST より算出)	81
7.14	それぞれの CT 画像の原子番号同定結果	82
7.15	ヨードの K-edge イメージングに用いたファントム	83
7.16	ヨード (30mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性	84
7.17	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)	84
7.18	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	85
7.19	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)	86
7.20	K-edge イメージング $\mu_{k\text{-edge}}(x, y)$	87
7.21	ヨード造影剤 (30mg/mL) とガドリニウム造影剤 (90g/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性	88
7.22	CT 画像を取得するエネルギー帯域	89
7.23	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	90
8.1	高精細シンチレータ (GAGG) と MPPC の外観とイメージング結果 [49]	93

表 目 次

3.1 無機シンチレータとの特性比較	17
3.2 光検出器の性能比較 [21]	24
4.1 半導体の諸特性	25
5.1 PHILIPS 市販されている CT の仕様 [33]	29
6.1 実験に使用した PD,APD,MPPC の基本特性	51
6.2 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	52
6.3 各素子における画像ノイズ (SD) の評価結果	57
6.4 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 6.11) の CNR の値	60
7.1 各エネルギー帯での CT 画像のコントラスト比と CNR	77
7.2 それぞれの物質の実効原子番号と実験値	82
7.3 $\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ のコントラスト比の比較	87
7.4 各チャンネルの閾値のエネルギー	88

第1章 序論

1.1 X線CTとは

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(図1.1(左))。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。その原理はX線を人体に向かって照射し、その透過強度を検出器で測定し、X線の通しにくさを表した投影データを取得し画像再構成することによってCT画像を再構成している。検出器にはシンチレータとフォトダイオードが用いられており、シンチレータでX線を光に変換し、フォトダイオードで光電変換を行い読み出すのが現在のCTの主流である。

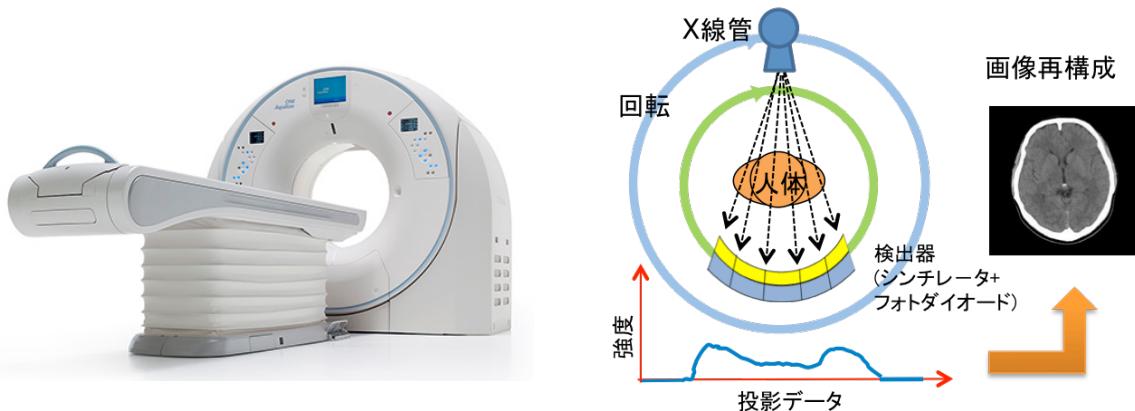


図1.1 (左) X線CTの外観と(右) X線CTの原理

1.2 従来のX線CTの問題点

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 $100[\text{pA}]$ 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 ($40,000 \text{ ph}/\text{MeV}$) に検出されたとし、PD の量子効率を 50% すると、

$$I_d \gg I_s \quad (1.1)$$

$$60 \times 40 \times 0.5 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times I_x \gg 100 \times 10^{-12} \quad (1.2)$$

$$I_x \gg 5.2 \times 10^5 \quad (1.3)$$

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¹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 にもおよびこれは成人の年間被ばく量の 5 倍に相当する図 1.2 (左)。また日本においては CT の普及率が世界 1 位であるため図 1.2 (右)、国民一人あたりの医療被ばく量が諸外国に比べて圧倒的に高い。特に子どもや妊婦においては発がんリスクが高まることが報告されており CT の適用が制限されている。日本においてはこれから高齢者人口が増え CT の需要はさらに高まり、この CT による医療被ばくの問題は増え深刻化すると考えられる。

また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。そのため得られる画像は CT 値のみをパラメーターとしたモノクロ画像となってしまうため、CT 値が同一の物質の弁別が困難であったり、ビームハードニングアーチファクトが発生してしまうのが二点目の問題である。このような背景から「低被ばく」かつ「多色」X 線 CT の必要性が高まっている。

¹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。

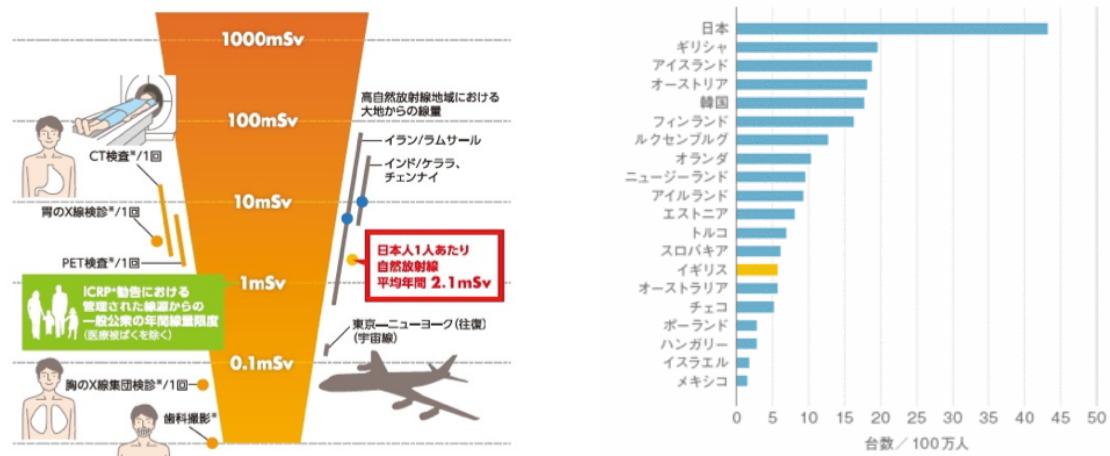


図 1.2 (左) 自然放射線と医療放射線の被ばく量比較 (右) 各国の CT 保有台数

1.3 各医療メーカーの新型CT

上述のように「低被ばく」かつ「多色」X線CTの必要性が高まる中でCTメーカー各社も様々な手法でそれを実現しようとしている。GEにおいてはASiR-VというFBPとMLEMを組み合わせた新たな画像再構成アルゴリズムを開発し従来よりも低線量でも同等の画質を保てるCTを開発している。また、X線管を回転させながら高速で管電圧を80kVと140kVを切り替えることによってデュアルエナジーCTを実現している。またPhilipsにおいてはシンチレーターを二層式にすることで、一層目で低エネルギーのX線を検出し、二層目で高エネルギーのX線を検出することで2通りのCT画像を取得するデュアルエナジーCTを製品として出している。シーメンスは90度の角度差をつけた位置にX線管を配置し、管電圧を80kVと140kVのX線を照射することにより2色のデュアルエナジーCTを実現している。

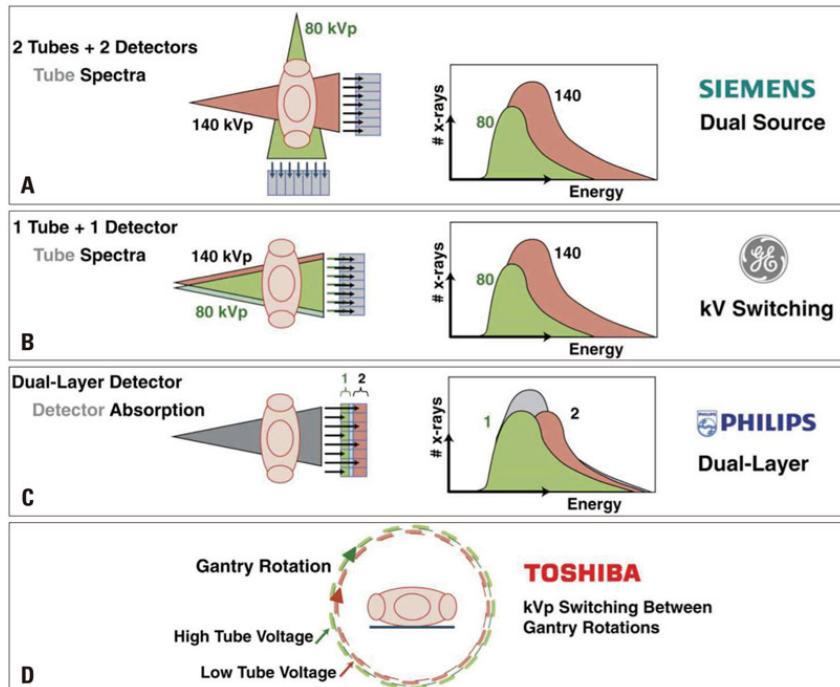


図 1.3 各 CT メーカーの製品化されているスペクトル CT の方式

しかし、新たな画像再構成法による低被ばく化は 50% 程度にとどまり、多色化は 2 色にとどまっているのが現状である。

1.4 本研究の目的と概要

そこで、本研究では次世代光センサー 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 100 万倍以上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く「信号電流 \gg 暗電流」の特性を持つ検出器である。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、一方ではエネルギー弁別による多色 CT も実現可能になると期待され、X 線 CT 誕生初期からの問題であった、「物質同定」や「ビーブハードニングアーチファクト低減」、さらには「K-edge イメージング」など新たなイメージングも可能となり画像診断の幅を大きく広げることが期待される。さらに、比較的容易に既存の CT 装置と置き換えが可能と見込まれ、臨床応用へのハードルを下げることができる。本研究では最初の実証試験を行った。本論文では、まず 2 章で X 線の発生機構や物質との相互作用について述べ、第 3 章ではシンチレータと本実験で用いるフォトダイオード (PD)、アバランシェフォトダイオード (APD)、MPPC の性能や構造について述べる。4 章では X 線 CT の構造や原理について詳細に述べ、上述した従来の X 線 CT の問題点について詳細に述べる。5 章では低被ばく化の検証実験として従来型の CT と、画像ノイズ (SD)、空間分解能、低コントラスト分解能をそれぞれ評価した結果について述べる。6 章では多色イメージングについて

て述べ、「ビームハードニングアーチファクト低減」、「物質同定」、「K-edge イメージング」、「低コントラスト分解能向上」など従来のエネルギー積分型の CT では実現的なかつたイメージングについて述べる。最終 7 章ではまとめと今後の展望について触れたい。

第2章 X線の物理

2.1 X線の定義と発生

X線は原子、特に核外から放出される電磁波、いわゆる光子線の一種である。その物理的性質は核内から放出される γ 線と同じである。

X線は荷電粒子である電子を物質と衝突させることにより得られる。すなわち、電子のエネルギーが電磁放射線のエネルギーに転換した結果としてX線が発生する。図??に放射線医学に広く用いられているクーリッジ管方式によるX線の発生原理を示す。陰極の一部にタングステン・フィラメントを封入し、これに約10V程度の加熱電圧をかけると白熱したフィラメントから熱電子が放出される。この熱電子を高電圧で加速し、X線管球の陽極に封入された金属ターゲットに衝突させることでX線が発生する。発生するX線には「制動放射線」と「特性X線」がありX線のスペクトルは様々なエネルギーのX線光子から成る、混合エネルギースペクトルとなる。制動放射線は電子原子核近傍を通過するとき、原子核の電場によって曲げられ、失った運動エネルギーとして放出される。特性X線は電子が軌道電子に衝突し、軌道電子が電離されると、できた空席にそれより高いエネルギー順位の軌道電子が落ち込むときに発生する。制動放射線はターゲットの元素には依存しないが、特性X線はターゲットによって異なる。発生したX線には透過性が低いX線も含まれるので、被写体を透過し得ないX線をあらかじめ取り除くために、射出窓には濾過版（フィルター）が設けられている。

混合エネルギースペクトルのX線質を表す量として実効エネルギー（平均エネルギーとも呼ぶ）がある。実効エネルギーとは、連続エネルギー分布を持ったX線の半価層が単色X線の半価層¹と等しい時、その単色X線のエネルギーのことを実効エネルギーとして使用する。X線のスペクトルは陰極、陽極管の加速電圧（管電圧）、X線管に流れる電流（管電流）によってきまる。 P をX線強度、 K は定数、 V は管電圧(kV)、 I は管電流(mA)、 Z をターゲット物質の原子番号とすると

$$P = K \times V^2 \times I \times Z \quad (2.1)$$

ここで、管電圧設定のみ変化させたと仮定すると、式(2.1)からX線強度は管電圧の二乗に比例することから、臨床的によく用いられる80kVと120kVと比較すると、その差は2.25倍ということになる。管電圧を変化させるとX線強度とエネルギー両方に影響する（図2.2(左)）。一方で管電流を変化させるとX線強度は変化するが、X線エネルギー（最大エネルギーや実効エネルギー）は変化しない（図2.2(右)）。

¹制動放射線の50%透過率の厚さで定義される

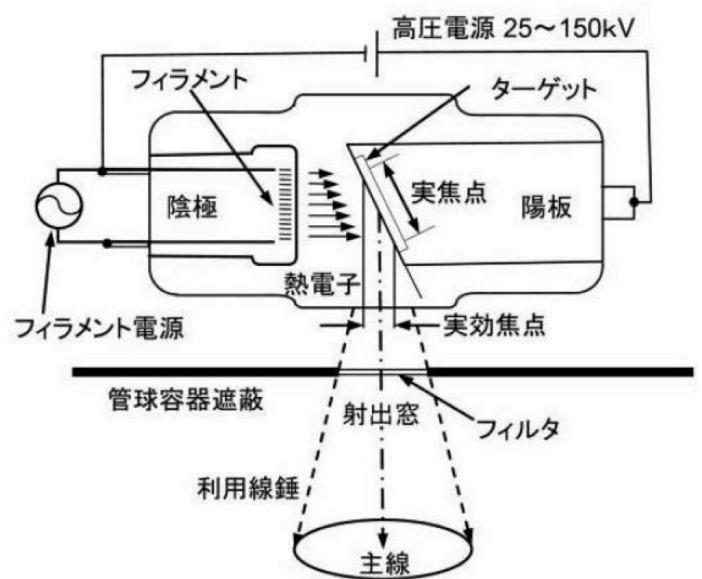


図 2.1 X 線管の構造 [1]

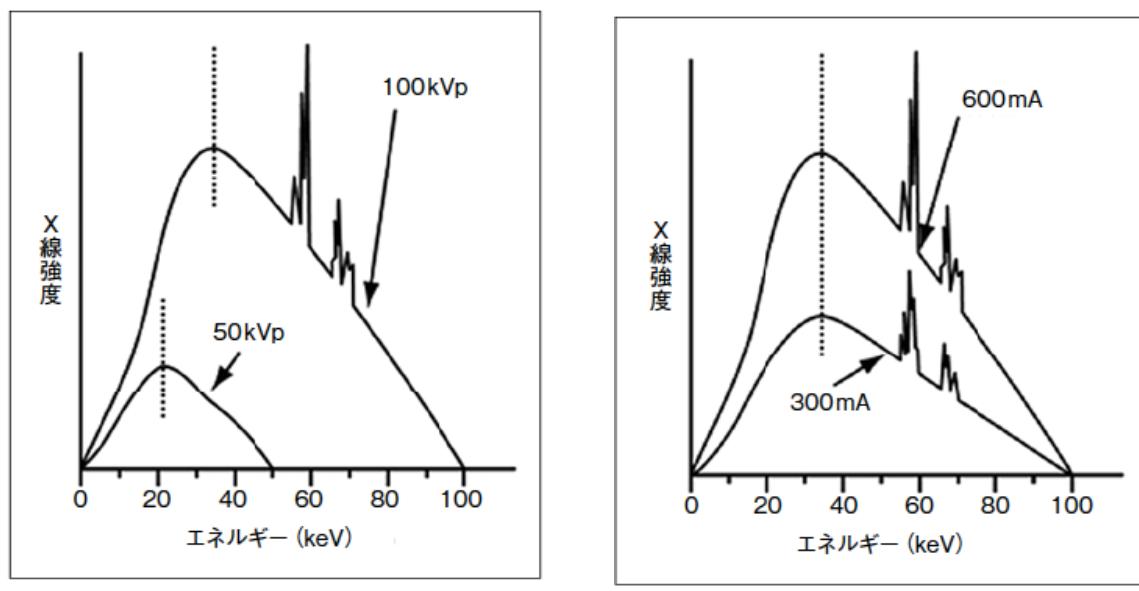


図 2.2 X 線のエネルギースペクトルの変化

2.2 X線の物質との相互作用

X線の物質との相互作用には光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成がある。臨床で用いられるX線のエネルギー帯域では光電吸収、コンプトン散乱が支配的であるため、本章ではその2つの相互作用について詳細に述べる。

2.2.1 光電吸収

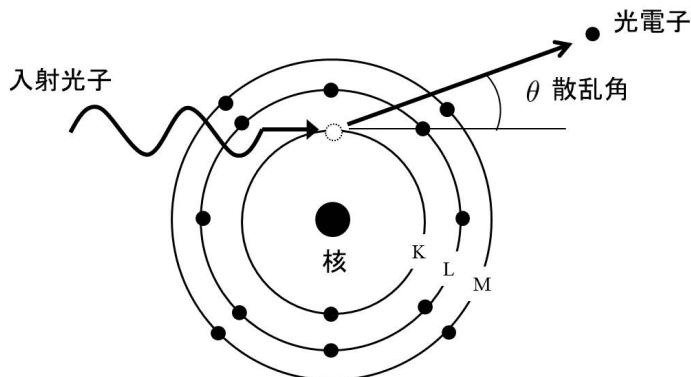


図 2.3 光電吸収

光電効果とは、物質に入射した光子が物質の軌道電子に当たり、そのエネルギーを全てその軌道電子に与え、入射した光子は消滅し軌道電子はその原子の外側へ飛び出す現象である。この原子から飛び出した軌道電子のことを光電子と呼ぶ。このとき軌道電子が原子の外に放出され、その空位の軌道を埋めるために外側の軌道電子が落ち込み、軌道電子の結合エネルギー差に相当する1個あるいはそれ以上の特性X線が放出される。いくらかの割合²でこの結合エネルギーの差は特性X線の代わりにL殻よりゆるい結合である外側の殻から軌道電子を原子外に放出する場合がある。この電子をオージェ電子という。すなわち、軌道電子に与えられた光子のエネルギーは、最終的には光電子および付随して発生する特性X線またはオージェ電子の形でその原子の外へ放出される。図2.3に光電吸収の相互作用の過程を示す。光電子が受け取るエネルギーEは入射光子のエネルギーを $h\nu$ 、軌道電子の結合エネルギーを I とすると

$$E = h\nu - I \quad (2.2)$$

で示される。つまり、入射光子のエネルギーは軌道電子の結合エネルギー I 以上のエネルギーを持っている必要があり、これより光子エネルギーが小さい場合には光電吸収は

²放出された特性X線の光子数と光電吸収によって吸収された光子数の比を蛍光収率 ω といい、オージェ電子放出の割合をオージェ収率といい $(1 - \omega)$ で表される。K殻における蛍光収率は原子番号が高いほど高くなり、例えば $Z = 75$ においてはK殻において起きた光電吸収のうち93%から特性X線が生じ、7%からオージェ電子が生じる。逆に原子番号の低い物質の場合、蛍光収率は下がり、オージュエ収率が高くなる。

起こらない。また、光電吸収は光子のエネルギーが大きすぎて、軌道電子に完全に吸収されない場合にも起こらない。1個の原子あたりの光電吸収の反応断面積 σ_{photo} は粗い近似式として、入射光子のエネルギー E 、物質の原子番号を Z として

$$\sigma_{\text{photo}} \propto \frac{Z^{4-5}}{E^{3.5}} \quad (2.3)$$

と表され、光電吸収が起きる確率は入射光子のエネルギーが低エネルギーかつ、原子番号が高い物質ほど増大する。逆に、入射光子のエネルギーが高いほど激減するため、光電吸収は高エネルギー領域では無視できる程小さくなる。しかし、鉛のように原子番号が高い元素では無視できなくなる。

また、光電吸収は K 壳において最も起こりやすく、約 80% の光電吸収が K 壳で起きることが実験的に確かめられているが³、L 壳、M 壳においても起きる。そのため入射光子のエネルギーが K 壳、L 壳、M 壳結合エネルギーに等しくなるたびに急激に増大し不連続になる。この不連続部分を吸収端と呼ぶ。その結果、光電吸収断面積 σ_{photo} はジグザグを繰り返しながらエネルギーの増加とともに減少していく。

2.2.2 コンプトン散乱

入射光子のエネルギーが軌道電子の束縛エネルギーを無視できるほどになるとコンプトン散乱が起きるようになる。コンプトン散乱とは、入射光子が原子の軌道電子と衝突して、電子にエネルギーの一部を与えて弾き飛ばし、同時に入射光子自身はその分だけエネルギーを失って、波長が長くなり別の方向へ散乱される現象である(図 2.4)。弾き飛ばされた電子を反跳電子、散乱された光子を散乱光子と呼ぶ。

³K 壳の軌道電子の束縛エネルギーが最も大きいため、光電吸収は K 壳において最も起きにくく、と思われるがそれは誤りである。L 壳や M 壳などでは束縛エネルギーが小さいので、式 (2.2) より原子から飛び出す光電子の速度が速くなるため、運動量も大きくなる。しかし、入射光子の運動量は極めて小さいため、入射光子と光電子の 2 体だけでは運動量保存則を満たすことができず、第 3 体として原子核自体が反跳運動量を受け取る必要がある。したがって光電子の運動量が大きくなる、つまり束縛エネルギーが小さいほど運動量保存則を満たすことが困難となるため、束縛エネルギーの最も大きい K 壳において光電吸収は最も起こりやすくなる。

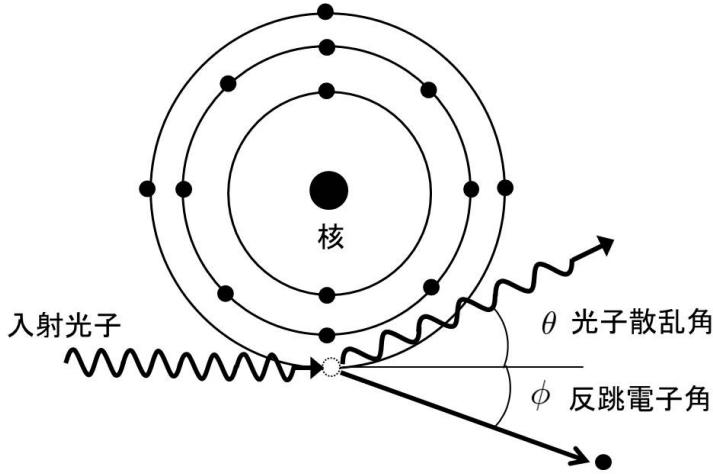


図 2.4 コンプトン散乱

散乱光子のエネルギー $h\nu'$ はエネルギー保存則、運動量保存則より

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.4)$$

と書くことができる。ここで m_0c^2 は電子の静止質量エネルギー (0.511MeV) である。一方で反跳電子のエネルギー E_r は入射光子のエネルギーから、散乱線のエネルギーを差し引くだけなので、次式から容易に求めることができる。

$$E_r = h\nu - h\nu' = h\nu \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \right\} \quad (2.5)$$

式 (2.5) より $\cos\theta = 1$ つまり $\theta = 0^\circ$ 、すなわち散乱線が入射光子の入射方向と同じ方向に散乱されるととき $E_r = 0$ であり、エネルギーは反跳電子に伝達されず $h\nu' = h\nu$ となり、コンプトン散乱は起こらなかつたことになる。一方で $\cos\theta = -1$ つまり $\theta = 180^\circ$ 、すなわち散乱線が入射光子の入射方向と反対方向に散乱されるととき E_r は最大となり

$$E_{r \max} = h\nu \cdot \frac{1}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}} \quad (2.6)$$

となる。このときの $E_{r \max}$ とコンプトンエッジという。このとき、散乱線のエネルギーは最小となり式 (2.4) より、

$$h\nu'_{\min} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (2.7)$$

となる。反跳電子のエネルギースペクトルは $E_r = 0$ から $E_{r \max}$ まで分布し、連続スペクトルとなる。

入射光子のエネルギーが比較的低いとき ($h\nu \ll m_0c^2$)、高いとき ($h\nu \gg m_0c^2$) の散乱線の振る舞いを考える。まず入射光子のエネルギーが比較的低いときは、散乱線のエネルギーは式 (2.4) より角度によらず $h\nu' \doteq h\nu$ で $E_r \doteq 0$ となり、これは入射光子が微小角だけ散乱され進行方向が変わるだけのトムソン散乱である。一方で入射光子のエネルギーが比較的高いときは $h\nu' \doteq m_0c^2/(1 - \cos\theta)$ となる。従って、 $\theta = 90^\circ$ 方向の散乱線のエネルギーは入射光子のエネルギーに関係なく 0.51MeV となり、 $\theta = 180^\circ$ 方向の散乱線のエネルギーはその半分の 0.26MeV になる。

散乱線の角度分布は角度 θ 方向の微小立体角 $d\Omega$ に対する微分散乱断面積で表せる。それはクライン-仁科の式より以下で与えられる。

$$\frac{\sigma_{\text{comp}}}{d\Omega} = Z \cdot \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\theta) \cdot \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \cdot \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)\{1 + \alpha(1 - \cos\theta)\}} \right] \quad (2.8)$$

ここで $\alpha = h\nu/m_0c^2$, r_0 は古典的電子半径であるこの分布は図 2.5 に示すようになり、入射光子のエネルギーが高くなるにつれてコンプトン散乱の断面積は小さくなるが、前方散乱の割合が増大する。1 個の原子あたりのコンプトン散乱の反応断面積 σ_{comp} は

$$\sigma_{\text{comp}} \propto \frac{Z}{E} \quad (2.9)$$

と書ける。X 線撮像に用いるエネルギー領域 (40keV-140keV 程度) ではコンプトン散乱は原子番号のみに依存する。

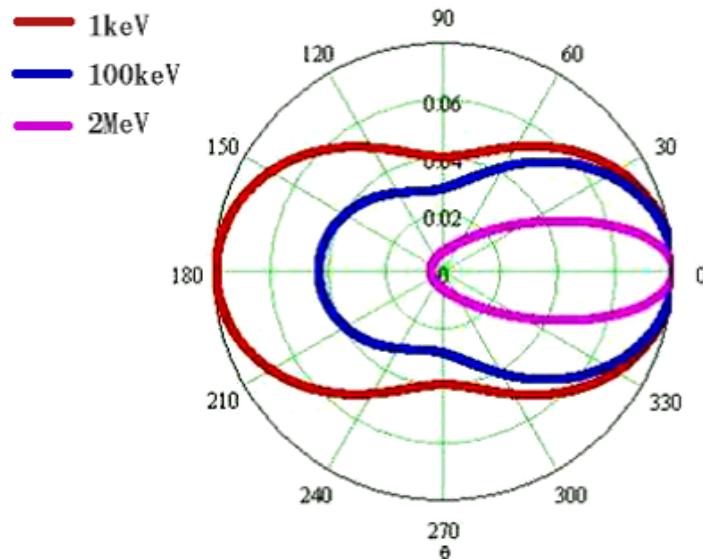


図 2.5 コンプトン散乱光子の角度分布 [12]

2.3 X線の減弱

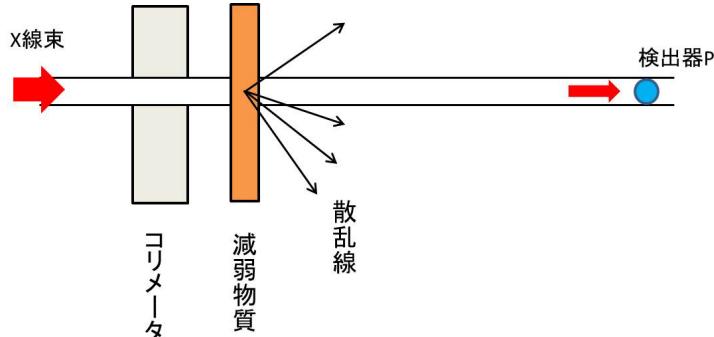


図 2.6 X 線束の物質による減弱測定

図 2.6 のような透過実験を想定し、この図で単一エネルギーの X 線束 (单色 X 線) あるいは γ 線の物質中の減弱について考える。物質と全く相互作用を起こさず、X 線束上の検出器 P に到達する透過光子数を求める。この場合、一度でも物質と相互作用をした散乱線はその進行方向が変わり、検出器 P に到達することができない。検出器 P に到達する透過光子数 I は入射光子数と I_0 、物質の厚さを x として

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.10)$$

と表せる。ここで μ は線源弱係数であり単位は [1/cm] である。これは物質厚さ x を厚くすると指数関数的に減衰していく。

本来、物質のある点において、ある光子が相互作用を起こすかどうかは全くの確率現象であり、その確率はポアソン分布に従うものである。すなわち式 (2.10) の $e^{-\mu x}$ は光子が相互作用を起こさずに物質中を通過する確率を巨視 (マクロ) 的に表しており、その確率は主に光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の微視 (ミクロ) 的な相互作用による確率の積である。すなわち、物質構成原子の 1 個あたりの全断面積 σ

$$\sigma = \sigma_{\text{photo}} + \sigma_{\text{comp}} + \sigma_{\text{pair}} \quad (2.11)$$

に比例した値になる。各断面積は、

$$\begin{cases} \sigma_{\text{photo}} \propto Z^{4-5}/E^{3.5} \\ \sigma_{\text{comp}} \propto Z/E \\ \sigma_{\text{pair}} \propto Z^2(E - 1.02) \end{cases} \quad (2.12)$$

である。したがって原子 1 個あたりの全断面積 σ は原子番号 Z と入射エネルギー E の複雑な関数となる。物質の単位体積あたりの原子数を n とすると、線源弱係数 μ は

$$\mu = n\sigma \quad (2.13)$$

$$= n\sigma_{\text{photo}} + n\sigma_{\text{comp}} + n\sigma_{\text{pair}} \quad (2.14)$$

$$= \mu_{\text{photo}} + \mu_{\text{comp}} + \mu_{\text{pair}} \quad (2.15)$$

となり、線減弱係数はそれぞれの相互作用における線減弱係数の和として表すことができる。

線源弱係数 μ は同じ物質であってもその密度に依存して変化するために、一般に線源弱係数 $\mu[\text{cm}^{-1}]$ を物質の密度 $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$ で割った値が用いられる。これを質量減弱係数といい $\mu_m[\text{cm}^2/\text{g}]$ で表す。アボガドロ数を N_A 、原子量を A とすると、1gあたりの原子数 $n/\rho = N_A/A$ なので

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{n\sigma}{\rho} = \frac{N_A}{A}\sigma \quad (2.16)$$

となる。この式から μ_m は物質の密度には関係せず、原子番号と入射光子のエネルギーのみに依存することがわかる。線源弱係数は同じ物質であってもその密度によって依存する、また物質が異なっても密度によっては同一になる場合があるが、質量減弱係数は物質に固有な値なので、線源弱係数より便利である(図 5.11)。

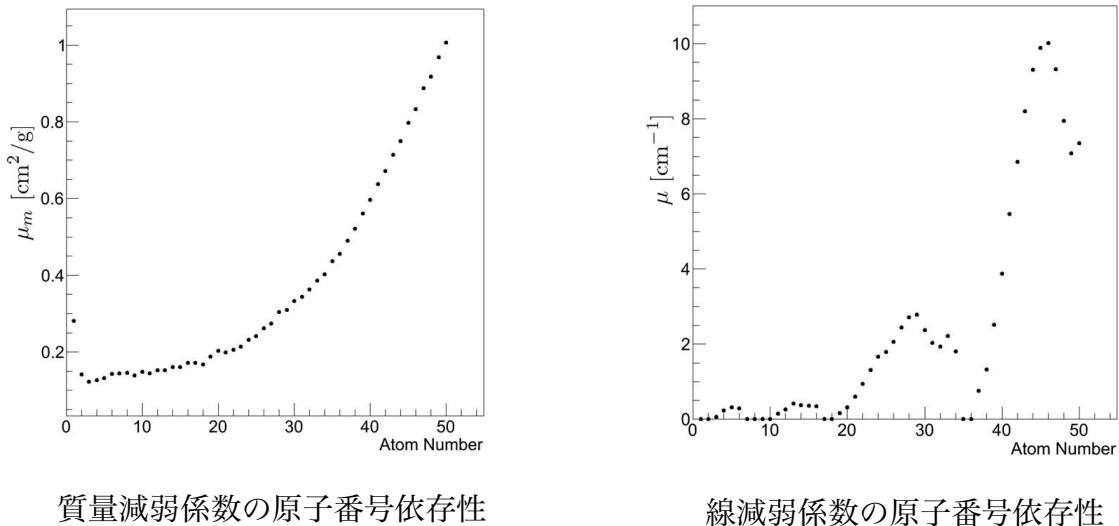


図 2.7 質量減弱係数の原子番号依存性と線源弱係数の原子番号依存性 (@122keV)
質量減弱係数はエネルギーが一定であれば物質によって異なる値を取るが、線源弱係数は物質が異なっても密度によっては同一になる場合がある

図 2.8 は一例として、NaI(Tl) の線減弱係数 μ とそれを構成する光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成のそれぞれの線減弱係数が入射光子のエネルギーによってどのように変化するかを示したものであり、図 2.9 は入射光子エネルギーと光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の各相互作用の優勢領域を示したものである。

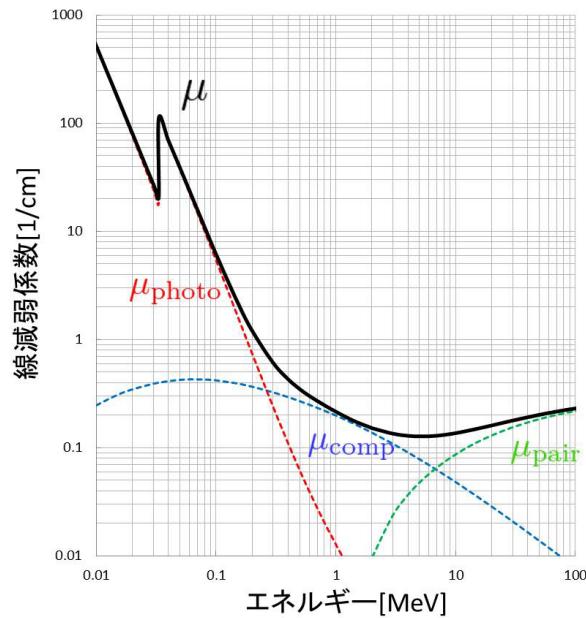


図 2.8 NaI(Tl) の線減弱係数とその成分 [NIST[13] より作成]

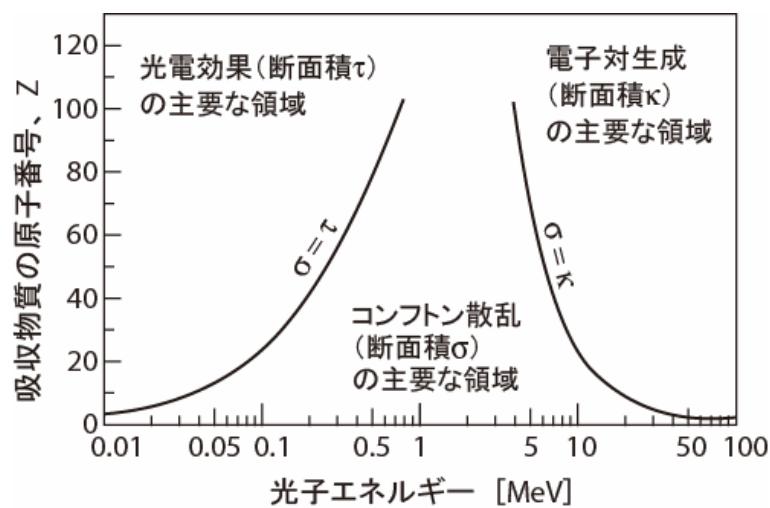


図 2.9 電磁放射線と物質との相互作用の優勢領域 [14]

第3章 シンチレーション検出器 (間接変換型検出器)

従来のX線CTの検出器にはシンチレータとフォトダイオード(Photodiode: PD)が最もよく用いられる。本章ではまずシンチレータの特徴とPDの構造と性能について述べ、その後内部増幅機能を持つアバランシェフォトダイオード(Avalanche Photodiode: APD)、Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)それぞれの構造や性能について述べる。

3.1 シンチレータ

シンチレータとは放射線を吸収して、そのエネルギーによって蛍光する物質の総称である。シンチレータは通常、放射線を吸収したらすぐに蛍光を発し始める(10^{-8} s以内)。その時間変化は以下の簡単な指数関数で近似することができる。

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (3.1)$$

ここで、 N は時間ごとの発光した光子数で、 N_0 は発光した光子の総数、 τ_d は減衰時定数である。立ち上がり時間は減衰時間よりも短く、上の式では簡略化のために省略している。また、減衰時定数はシンチレータの種類によって固有のものである。

シンチレータには大きく分けて、有機シンチレータ、無機シンチレータ、プラスチックシンチレータがあるが、本節ではCTに用いられる無機シンチレータの原理と特徴を説明する(図3.1)。

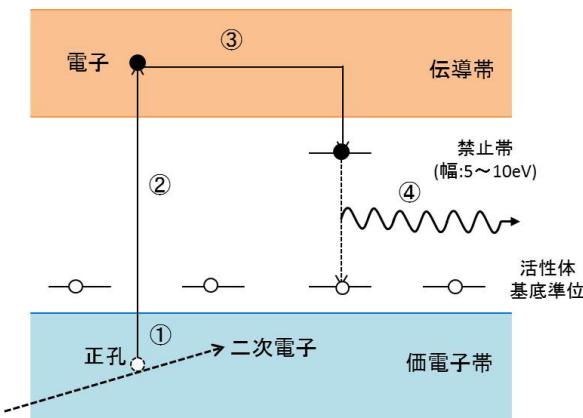


図3.1 シンチレータの発光原理 [14]

1. 入射光子が無機シンチレータ中に入ると前章で述べたような光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成などの相互作用を起こし、シンチレータ内に二次電子が発生し、この電子がシンチレータの束縛電子を励起することで価電子帯から伝導帯に遷移し電子-正孔対が生じる。
2. 励起された電子と価電子帯の正孔が緩く結合する(励起子:exciton)
3. 伝導帯を移動中の電子が捕獲され、活性体原子は励起状態となる。
4. 励起準位の活性体原子は寿命(蛍光時定数)に応じて可視光を放出し基底状態に遷移する。

入射光子のエネルギーが高いほど多くの励起子が生じ、生じる可視光の光子数が多くなり、強い蛍光となる。すなわち、シンチレータによって入射光子のエネルギーに比例する蛍光をえることができる。

また、シンチレータの中には単結晶と多結晶(セラミック)のものがあり、単結晶においては、歩留まりが悪く、大型のものは製作が困難で高額になりやすく、大型化に限界がある。一方、多結晶は大型化が容易であるが、透明度が悪いため、光子が光検出器に届きにくくという問題点があるが、近年様々なシンチレータのセラミック化が研究されている。

シンチレータに要求される特性および性質として以下のようものが挙げられる。以下全てを満たすシンチレータは存在しないため、目的に応じて適切なシンチレータを選ぶ必要がある。

- 放射線エネルギーの蛍光への変換効率(発光量)[ph/MeV]が高い(Tl:NaI, Tl:CsI, Ce:GAGG, LaBr₃, LaCl₃など)
- 放射線の阻止能が高い $\propto \rho Z_{eff}^4$ (BGO, Ce:LYSO, PWOなど)
高密度かつ原子番号高いほど、入射放射線と相互作用(特に光電吸収)が起きやすくなり、放射線の阻止能があがりカウントレートが増える。
- 蛍光の減衰時定数が短い(Pr:LuAG, Ce:LYSO, Ce:YAP, Ce:GSOなど)
時定数短いとパイルアップしないため、時間分解能が高くなり高計数に対応する。言い方をえれば高速動作が可能となる。
- 蛍光の波長分布が、光検出器の分光感度特性に適合している。
蛍光の波長分布と光検出器の分光感度特性が適合していると、光子が効率よく光電子に変換されるので、高い量子効率が得られる。
- 潮解性と自発光(内在バックグラウンド)がない
潮解性がある場合、空気中に置いておくと溶けるので取扱いや保管に注意しなければならない。また、Pr:LuAG や Ce:LYSO は、¹⁷⁶Lu が β 崩壊するときに放出する線を自身で検出してしまい、それがバックグラウンドノイズとなってしまう。

表 3.1 に代表的な無機シンチレータの諸性質を示す。

シンチレータ	発光量 [ph/MeV]	最大発光波長 [nm]	減衰時間 [ns]	密度 [g/cm ³]	潮解性	ref
Tl:NaI	41,000	410	230	3.67	有	[26]
Tl:CsI	66,000	565, 420	800~6000	4.51	わずかに有	[26]
BGO	9,000	480	300	7.13	無	[26]
LaBr ₃	63,000	380	20	5.29	有	[26]
Ce:GSO	8,000	440	60,600	6.71	無	[26]
Ce:YSO	10,000	420	37,82	4.45	無	[26]
Ce:LYSO	30,000	420	40	7.10	無	[26]
Ce:YAP	10,000	370	25	5.50	無	[26]
Ce: Pr:Gd ₂ O ₂ S(GOS)	50,000	512	3,000	7.28	無	[27]
Ce:GAGG	46,000	520	88,258	6.63	無	[26]

表 3.1 無機シンチレータとの特性比較

3.2 フォトダイオード (PD)

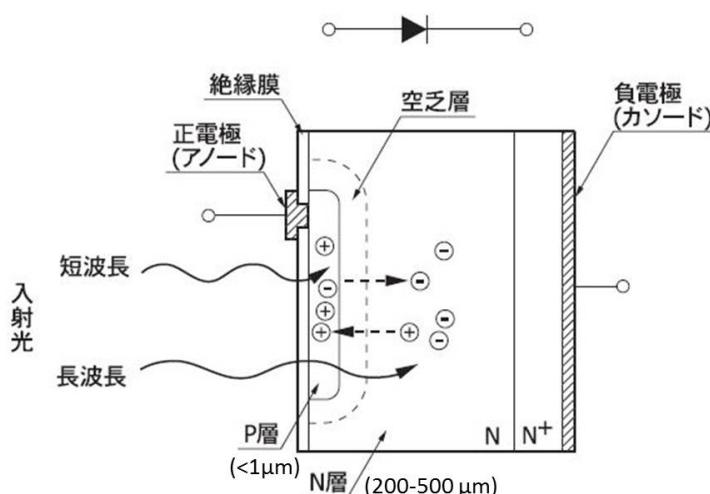


図 3.2 Si フォトダイオードの断面構造 [17]

フォトダイオード (PD) は現在の CT では最も多く使われている光検出器である。よく用いられている PIN フォトダイオードの構造を図 3.2 に示す。光は p 型層の入射窓より入る、シリコン本体に入る光の透過をよくするために、この窓はできるだけ薄く作られている。光によって生成された電子と正孔は、逆バイアス電圧 (n 側が高電圧) で形成されている電界によりそれぞれの電極に収集される。ここで誘起される電荷は接続されている前置増幅器に送られ、出力パルスを発生する。

典型的なシンチレーション事象では可視光光子は数千個¹しか生成されないのえ、得られ

¹従来の CT には GOS (40,000ph/MeV) が用いられるが 60keV がシンチレータで光電吸収されたとし、PD の量子効率を 50% とすれば生成する可視光の数は $N = 60 \times 40 \times 0.5 = 1200$ 個となる

る電荷パルスは非常に小さく、内部増幅機能も持たないためパルスマード動作ではノイズが最大の問題となる。そこで、パルスマードではなく電流モードでは頻繁に発生する多くのシンチレーション事象を蓄積することにより固有のノイズに打ち克つことが可能となり、結果的に優秀な特性を得ることができる。さらにフォトダイオードは構造が単純で小型化が容易かつ印加電圧が数十～数百Vで十分なので消費電力が少ないとことから、シンチレータと組み合わせ電流モードで読み出すことで、X線CTの光検出器として選択されるようになってきた。

フォトダイオードの電子ノイズとして次の三つのものが最も重要である。

1. 並列ノイズの成分であるバルク中に生成される漏れ電流のゆらぎ
2. もう一つの並ノイズの成分である表面の漏れ電流のゆらぎ
3. 直列ノイズ源である直列抵抗に伴うノイズあるいは検出器の電気接触不良

また、暗電流の温度依存性を図3.3に示す。

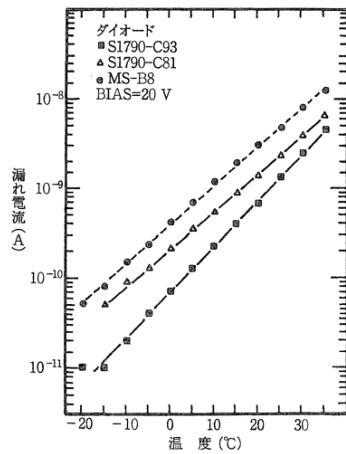


図3.3 フォトダイオードの暗電流の温度依存性

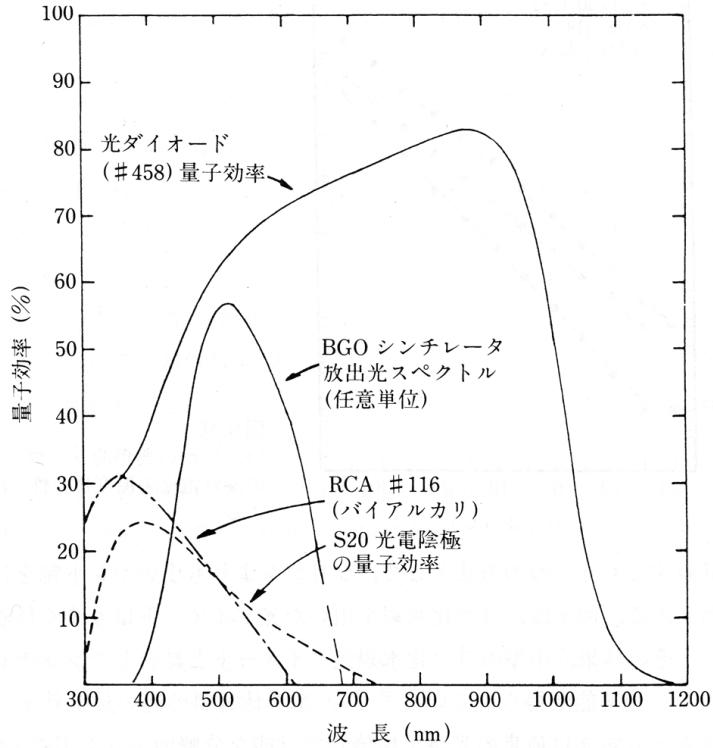


図 3.4 Si フォトダイオード (# 458) と代表的なバイアルカリと S-20 光電面の量子効率の比較と BGO シンチレータの発光波長分布 [18]

以下にフォトダイオードのシンチレーション計数(間接型検出)における、利点・欠点についてまとめる。

- 利点

- 構造が単純で小型化が容易
- PMT の印加電圧 1000V に対し、フォトダイオードは数十～数百 V の印加電圧で十分なので消費電力が少ない
- 量子効率が高い (60~80%) のでエネルギー分解能が高い
- 高い量子効率が広い波長領域におよぶ
- 磁場の影響を受けないので、磁場が存在するため光電子増倍管が使えない実験に代わりに用いることができる。
- 電流モード読み出しにおいては安定する。

- 欠点

- 増幅機能を持たないため信号が小さく、パルスモード読み出しにおいてノイズが問題となる。特に低エネルギー放射線の検出には不向きである。
- 応答速度はシンチレータの時定数に依存する。
- Si や Ge ダイオードではバンドギャップが小さいため室温における暗電流のためノイズが多い。

3.3 Avalanche Photodiode(APD)

PMT は高い増幅率を持つが、量子効率が低い。PD は量子効率が高いが増幅機能を持たない。PMT と PD の両方の長所を兼ね備えた光センサーが APD である。APDにおいては半導体内部に高い勾配電場を作ることで、光や放射線によって電子・正孔対ができると、それが強い電場領域に入るとことで加速され、衝突電離を起こす。この衝突電離によって発生した電荷や正孔がまた同様に衝突電離を起こす、といったことを繰り返して、なだれ増幅(avalanche)を起こす。この結果、電子や正孔は $M=50\sim100$ 倍まで増幅されて電極から読み出される。つまり、ノイズを等価的に $1/M$ に低減することで通常の PD より遥かに優れた S/N 比を得ることができる。

APD には従来の斜めエッジ型、リバース型、リーチスルー型があるが、シンチレーション検出器としてはリバース型(図 3.5)が適切である。

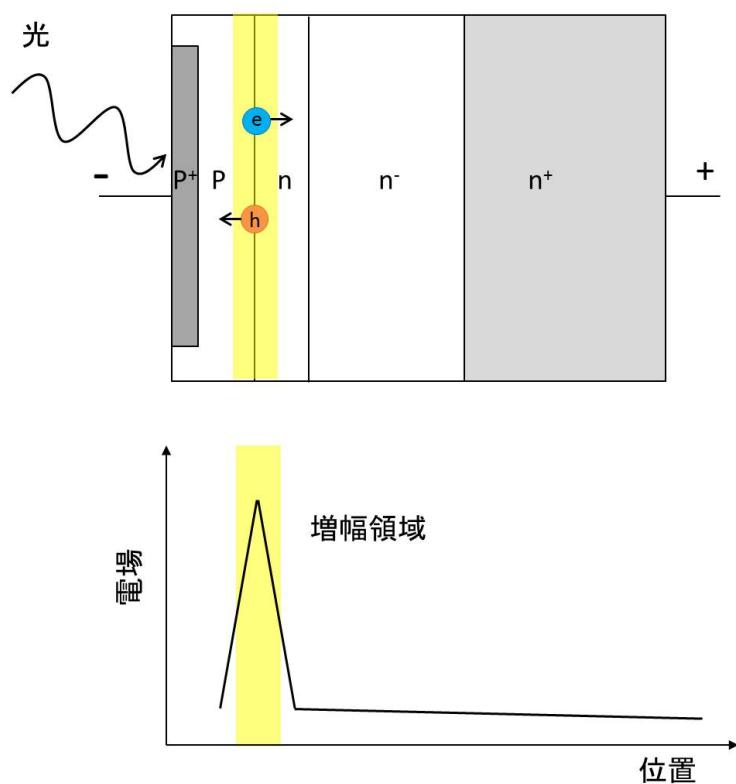


図 3.5 リバース型 APD の構造 [19]

この構造は入射面から $5\mu\text{m}$ 程度のところに増幅領域があり、シンチレーション光が表面で吸収され電子正孔対に変換されると、その全てを増幅することができる。このとき信号は増幅されるが熱電子は増幅されないので暗電流を小さくすることができノイズだけを約 $1/100$ まで低減できるのが最大の利点である。また空乏層は薄い($40\mu\text{m}$ 程度)ので $300\text{-}400\text{V}$ 程度の低電圧で十分な増幅率を得ることができます。以下に APD(リバース型)のシンチレーション検出器としての利点と欠点をまとめます。

- 利点

- PMT と PD の両者の利点(高い量子効率($\sim 80\%$) + 高い増幅率(100倍))を持つので高いエネルギー分解能, 高いS/N比を得る
- 高い増幅率を得たことにより低エネルギーの放射線についてもパルスモードでの読み出しが可能となりエネルギー分解能が通常のPDより改善
- コンパクト, 低電圧動作(300-400V), 磁場に強い
- 暗電流が小さい

- 欠点

- 増幅率はPMTの増幅率(10^{5-6})程及ばない

3.4 Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)

MPPCとは、Si-PM(Silicon Photomultiplier)と呼ばれるデバイスの一種で、個別に動作する複数のガイガーモードAPDを数十ミクロンのピッチでピクセル状に並べたデバイスである。APDの逆電圧を降伏電圧以上にするとパルス出力の大きさは入射フォトン数に関係なく素子固有の飽和出力が発生し(ガイガーフラッシュ), 光子が入射したか入射しないかという情報だけが分かることになる。この電圧でAPDを動作させる状態をガイガーモードという。ガイガーモードAPDのゲインは $10^5 - 10^6$ でありこの高い増幅率により1光子レベルの微弱な信号にも高いS/N比を実現し、微弱な光でも検出することができる。MPPCに用いられるAPDの基になっているのは3.3で述べたリバース型のAPDである。MPPCの等価回路と1つのAPDピクセルと動作原理を図3.6に示す。

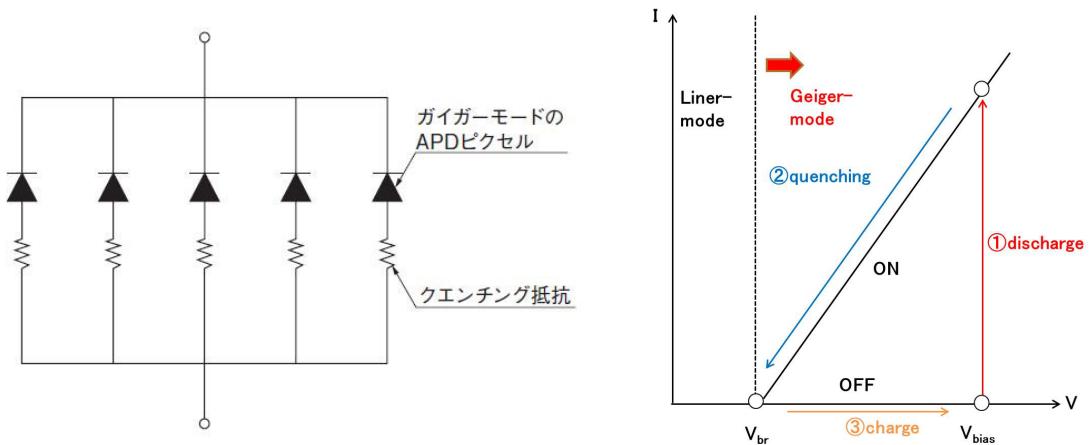


図3.6 MPPCの等価回路(左)[20]とMPPCのガイガーフラッシュサイクル(右)

動作原理は以下の3つのサイクルの繰り返しである

- 光子が入射しガイガーフラッシュが生じる(discharge)
- ガイガーフラッシュされた電流がクエンチング抵抗に流れると電圧降下が起こりAPDにかかる電圧が降伏電圧以下になるとガイガーフラッシュが止む(quenching)

3. ガイガーフィルムが止むと電圧降下は起こらなくなり再びAPDにかかる電圧が降伏電圧以上になりガイガーフィルムが起きる状態となる(charge)

この1サイクルには50ns~100nsかかりこの間に光子が入射しても光子が検出できず不感時間となってしまう。ガイガーフィルムによる1ピクセルからの出力電荷はAPDピクセルの容量を C , バイアス電圧を V_{op} , 降伏電圧を V_{br} として以下のように書ける。

$$Q_{\text{out}} = C(V_{\text{bias}} - V_{\text{br}}) \quad (3.2)$$

つまり、出力電荷はAPDピクセルの容量とバイアス電圧に比例する。複数のフォトンが複数のピクセルに入射するとそれぞれのピクセル出力の和がMPPCの出力となり、励起したAPDピクセルの数 N_{fired} を式(3.2)にかけた $Q_{\text{out}} \times N_{\text{fired}}$ が全出力となる。またゲイン M は $M \equiv Q_{\text{out}}/e$ と定義されゲインもバイアス電圧とAPDの容量に比例する。APDピクセルサイズが大きい程APD容量は大きくなりゲインは上がる。またピクセルサイズが大きほどピクセルに対する受光部の割合が増え開口率があがるので検出効率が高くなる。ただしピクセルサイズが大きいほどダイナミックレンジ(同時に検出できるフォトン数)が下がる。逆にAPDピクセルサイズが小さいほど、容量は小さくない、ゲイン、開口率、検出効率は下がるが、ダイナミックレンジは上がる。以下にMPPCの利点と欠点を示す。

- 利点

- 低電圧(100V以下)で動作可能
- ガイガーモードで動作させることでAPDよりも高くPMTに匹敵する高いゲイン($10^5 - 10^6$)を持ちノイズに強い
- 速い時間応答(~100ps)
- 小型であり磁場の影響を受けない
- 常温でも動作可能

- 欠点

- 検出効率(PDE:Photon Detection Efficiency)が高くない
APDよりゲインがはるかに高くなつたが、クエンチング抵抗のスペース、ピクセル間がデッドスペースとなりAPDやPDほど検出効率(検出したフォトンのうち何%を検出できるか)が高くない($\leq 60\%$)
- ゲインに温度依存性がある
常温での動作が可能だがゲインに温度依存性があり、一定のバイアス電圧に対するゲインは温度が低いほど高く、温度が高いほど低くなる²。

² 温度が上がると結晶の格子振動が激しくなり、加速されたキャリアのエネルギーが十分に大きくならないうちに結晶と衝突する確率が高くなり、イオン化が起こりにくくなる。その結果温度が高いほどゲインが低くなる。

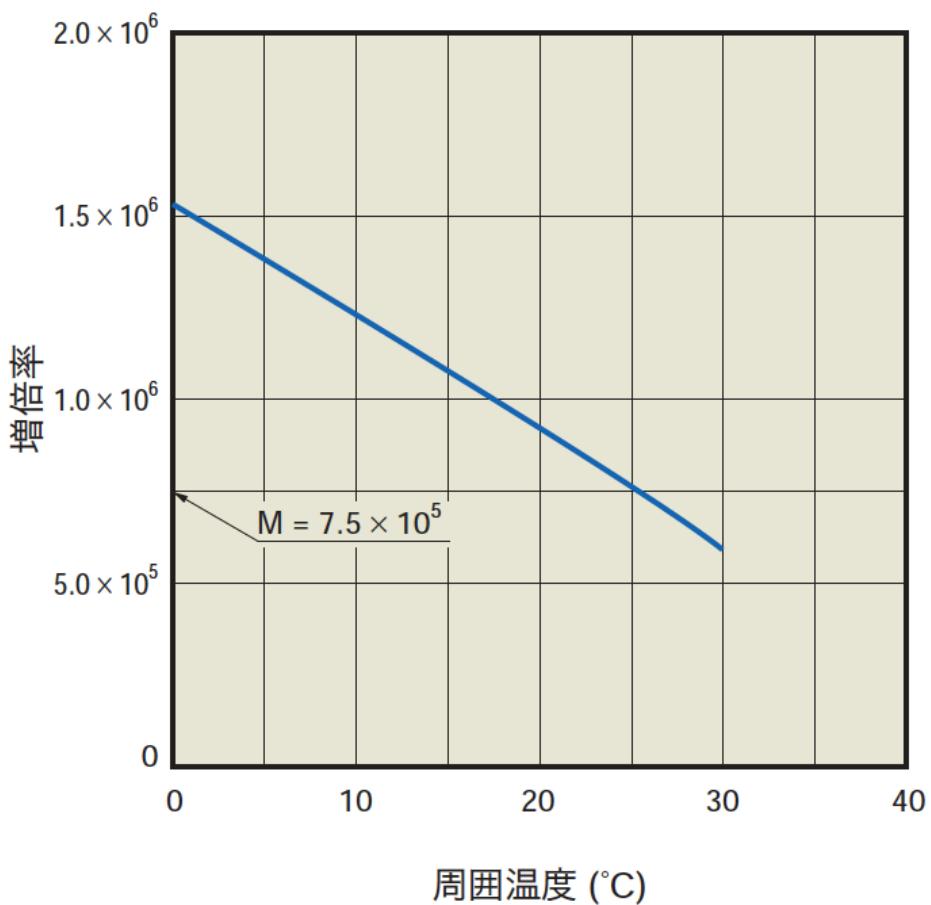


図 3.7 MPPC のゲインの温度依存性

そのため一定の出力を得るには温度によってバイアス電圧を変化させるか、素子の温度を一定に保つ必要がある。

- 入射フォトン数が多くなると励起ピクセル数と入射フォトン数の線形性が崩れる
MPPC の全ピクセル数 N_{total} がダイナミックレンジを決定し、全ピクセル数に対して入射フォトン数 N_{photon} が多くなると、1 ピクセルに 2 個以上の光子が入り始め、入射フォトン数と励起ピクセル数 N_{fired} の線形性が崩れる³。
- ダークカウントが生じる
光により生成したキャリアだけでなく熱的に発生したキャリアによっても電流が発生する(ダークカウント)。これは温度が低いほど小さくなる。
- アフターパルスが生じる
発生したキャリアが結晶欠陥にトラップされ、それが遅れて解放されたときに信号以外のパルスを発生させてしまう(アフターパルス)。温度が低いほどキャリアが欠陥にトラップされる確率が高くなり、アフターパルスは増加する。

³ $N_{\text{fired}} = N_{\text{total}} \left[1 - \exp \left(-\frac{N_{\text{photon}} \times \text{PDE}}{N_{\text{total}}} \right) \right]$

- クロストークが生じる

ガイガーフラッシュ中に電子と正孔が再結合して光子が放出され、その光子をとなりのピクセルが検出してガイガーフラッシュを起こしてしまうことがある(クロストーク)

3.5 光検出器の性能比較

	PMT	PD	APD	MPPC
増幅率(ゲイン)	10^{5-6}	1	10-100	10^{5-6}
量子効率(検出効率)	$\leq 25\%$		$\leq 80\%$	$\leq 60\%$
体積・サイズ	\times (大きい)		\circ (小さい)	
磁場耐性	\times (不可)		\circ (可能)	
構造	\times (複雑)		\circ (単純)	
動作電圧[V]	~ 1000	~ 30	~ 300	~ 70
電力	\times (大)		\circ (小)	

表 3.2 光検出器の性能比較 [21]

それぞれの光検出器の性能比較を表 3.2 に示す。どれも一長一短であり、用途により選択が必要となる。高いエネルギー分解能を求める場合、量子効率が高い PD や APD を用いるべきであるが、この二つはゲインが低いので微弱な光つまり、低エネルギーの検出は苦手とする。微弱な光の検出をする場合高いゲインを持つ PMT や MPPC を用いるべきである。

CT の光検出器としては小型化が可能な PD が主流である。PD を電流モードで読み出すことによりノイズに打ち勝ち低エネルギーの検出も可能としている。しかし、フォトンカウントティング CT における検出器のためにはパルス読み出しを行う必要があるため高い S/N 比を得ることができ、エネルギー分解能も高く、小型化が可能な検出器が求められる。

第4章 半導体検出器（直接変換型検出）

近年フォトンカウンティング CT の検出器として、直接検出型の CdTe, CZT などの原子番号が高い半導体検出が用いられている。本章では CdTe の構造とその特徴について述べる。

4.1 CdTe 半導体の特性

従来、X 線やガンマ線の検出のための半導体検出器として、主にシリコン (Si) やゲルマニウム (Ge) が使用されてきた。しかし、Si は原子番号が 14 と低いため X 線やガンマ線に対する検出効率が低く、直接型の半導体検出器としては用いることができない。Ge は原子番号が 32 であり、検出効率は低くではなく、直接型の半導体検出器として用いることで極めて高いエネルギー分解能を得ることできる。しかし Ge は室温ではバンドギャップが小さく比抵抗極めて小さいため、液体窒素温度で動作させる必要がある。そこで Si, Ge よりも原子番号が高く、検出効率の高いかつ室温動作が可能な化合物半導体として CdTe(テルル化カドミウム) や $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (CZT) がある。それぞれの半導体の特性を図 4.1 に示す。

半導体 (温度 [K])	Si(300)	Ge(77)	CdTe(300)	Cd _{0.8} Zn _{0.2} Te(300)
原子番号	14	32	48/52	48/30/52
密度 [g/cm ³]	2.33	5.32	5.85	6.0
バンドギャップ [eV]	1.12	0.74	1.5	1.6
電離エネルギー [eV]	3.61	2.98	4.43	5.0
比抵抗 [$\Omega \cdot \text{cm}$]	10^3	10^2	10^9	3×10^{10} [6]
移動度 μ_e [cm ² /Vs]	1350	3.6×10^4	1100	1350
移動度 μ_h [cm ² /Vs]	480	4.2×10^4	100	120
寿命 μ_e [s]	2×10^{-5}	2×10^{-5}	3×10^{-6}	$\times 10^{-6}$
寿命 μ_h [s]	2×10^{-5}	2×10^{-5}	2×10^{-6}	2×10^{-7}
$\mu_e \tau_e$ [cm ² /V]	0.42	0.72	3.3×10^{-3}	$\sim 10^{-3}$
$\mu_h \tau_h$ [cm ² /V]	0.22	0.84	2×10^{-4}	$\sim 2 \times 10^{-5}$
参考文献	[23]	[23]	[9]	[24]

表 4.1 半導体の諸特性

CdTe のバンドギャップは 1.5eV であり、室温動作が可能である。さらに CdTe は Si や Ge よりもはるかに高い原子番号を持っているので Si や Ge よりも X 線、ガンマ線に対す

る検出効率が高く、より大きな光電吸収断面積をもっている。図 4.1 に 60keV と 120keV のガンマ線に対する検出効率の Si, Ge, CdTe の比較を示す。また図 4.2 Si, Ge, CdTe における光電効果、コンプトン散乱、電子対生成における線源弱係数の比較を示す。

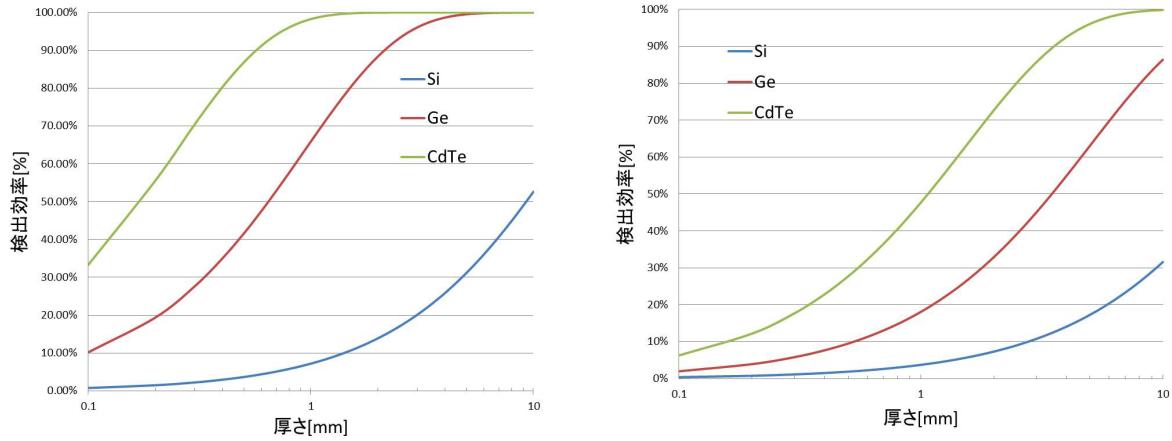


図 4.1 Si, Ge, CdTe の 60keV(左), 120keV(右) に対する検出効率 [NIST[13] より作成]

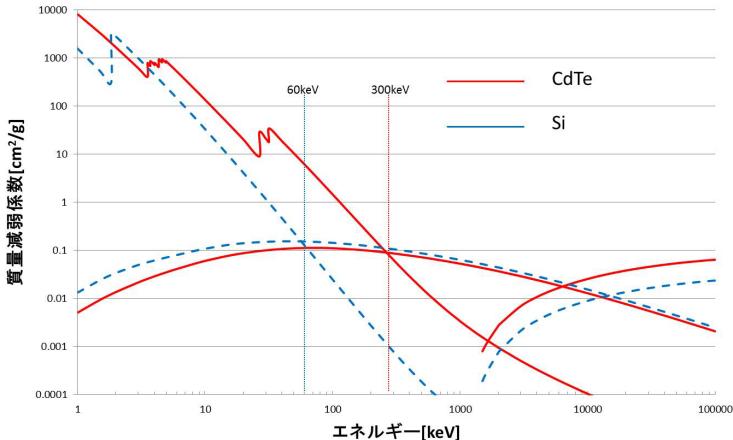


図 4.2 Si, Ge, CdTe に対する光子の光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成による質量減弱係数 [NIST[13] より作成]

図 4.1 より CdTe では 60keV のガンマ線に対しては 1mm もあればほぼ 100% 検出できるが Si では 1mm においては 7% 程度しか検出できず、厚みを 10mm にしてやっと約 50% 検出できるようになる。また図 4.2 より高エネルギーにわたって光電効果が支配的であることが分かり、光電効果とコンプトン散乱の線源弱係数が等しくなるのは Si では 60keV, Ge では 150keV であるのに対し、CdTe では 300keV で等しくなる。

化合物半導体では、現存する最高の生成法を用いてもなお極く微量の不純物が残存し、それらは電気的に活性なドーパントとして振舞う。例えば、アクセプタ準位を形成する不純物は材料を少し p 型にし、その比抵抗を下げる。そこでバンドギャップ内に深い

エネルギー準位を作る深いドナーを混ぜると、その補償作用により比抵抗を非常に大きくすることができる。同様の過程として、少し n 型の材料の場合には深い準位を作る深いアクセプタを加える。こうした深いドナーやアクセプタは電荷キャリアの捕獲場所として働くため電荷キャリアの輸送を妨害する。この製法により CdTe は非常に高い比抵抗 ($10^9 \Omega\text{m}$) を持つようになる。

4.2 CdTe 半導体検出器の原理

Si では比抵抗が小さいので高電圧を印加した時のリーク電流が発生する。それを防ぐため pn 接合によって比抵抗の高い空乏層を形成し、それを逆バイアスをかけて広げ有感層として用いたが、CdTe では高い比抵抗を持つので結晶全体が有感層となり、結晶に電極(主に白金(Pt))をつけ単にバイアス電圧をかけることで検出器として用いることができる。この場合、CdTe 検出器は固体電離箱として動作すると言える。

4.3 CdTe 半導体検出器の CT 検出器利用における問題点

CdTe は結晶全体が有感層となり、多くの電子正孔対を発生するが、先述したように深いドナーやアクセプタによって電荷キャリアの輸送が妨害されるので、電荷キャリア特に正孔の移動度(μ_h)が小さく、寿命(τ_h)が短いということが問題である。表 4.1 に示してあるが $\mu\tau$ は電子、正孔において Si, Ge よりも小さく、CdTe の厚さが 2mm 程度の場合、電荷収集時間は $> 500\text{ns}$ となる。そのため Si や Ge では生じた電荷を損なうことなく集めることができたが、CdTe では、途中で生じた電荷を損なってしまうので CdTe を小型にせざるを得ない。そのため CT への利用を考えた時にはピクセルサイズが小さくなり、読み出しチャンネル数が膨大になるという大きな課題を残すことになる。また低い $\mu\tau$ によりパルス波高が電子正孔対の生成に位置によって異なり、スペクトルは低エネルギー側にテールを引いた形となり、エネルギー分解能は Si, Ge よりも悪くなる。スペクトルのテールを低減するために高いバイアス電圧をかける必要がある。以下にその他の種々の問題点について述べる。

1. 信号を增幅するために前置増幅器が必要となるために長いテールを引いた信号となり、高計数においてはパイルアップしてしまう。
2. 放射線耐性が低く、経年劣化が激しい
3. 既存の CT 装置を刷新する必要性がある
4. 高価である

このように CdTe を用いた検出器は早期における実用化・臨床応用において多くの課題を残している。

第5章 X線CT

5.1 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5.1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。

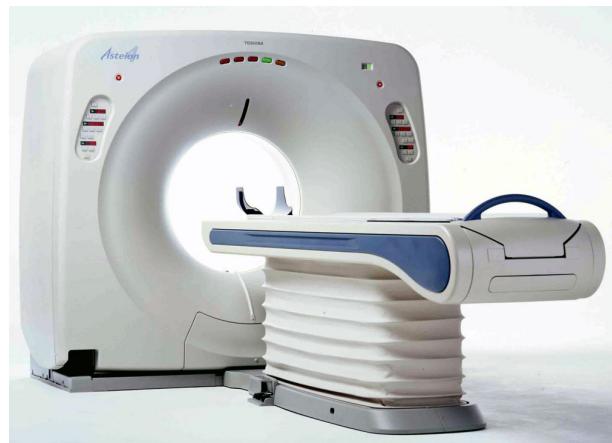


図5.1 CT装置の外観

現在実用化されているCTの仕様の一例を表5.1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(～120,000pixel/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(～50,000ph/MeV)
解像度	～2.4lp/mm(～0.210mm)
リーク電流	<3pA

表 5.1 PHILIPS 市販されている CT の仕様 [33]

5.2 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 5.2。

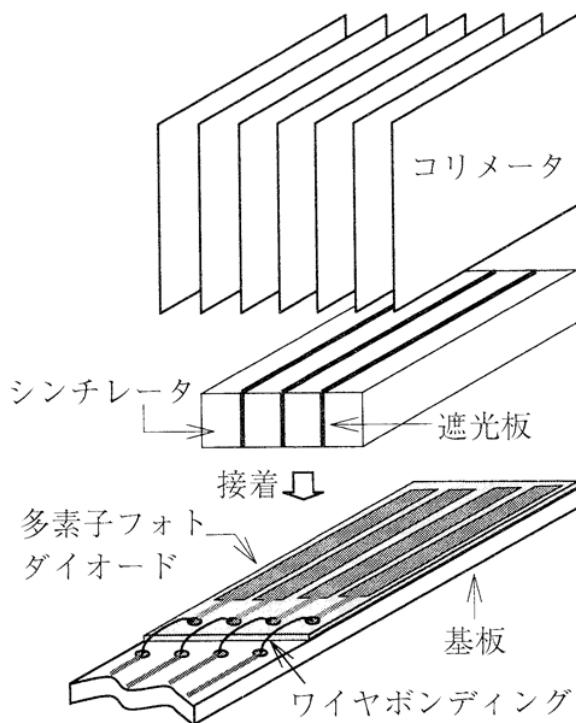


図 5.2 CT の検出器の構造

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 5.3 に示す。

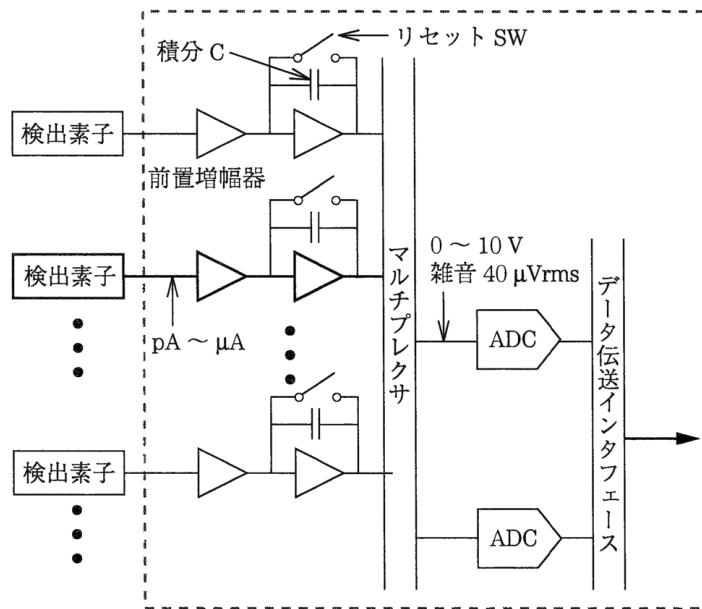


図 5.3 CT の DAS の例。(少数の ADC で全検出素子を分担する構成例)

DAS に求めらる性能は以下のようなものがある。

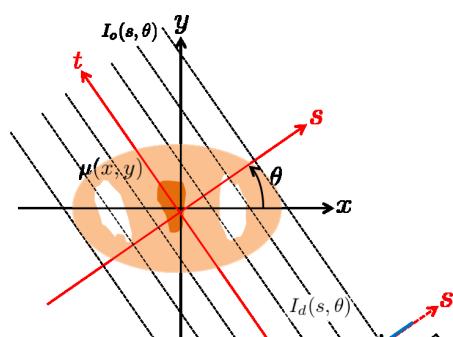
1. サンプリング時間 (0.2~1 ms) 内に全検出素子の出力を A-D 変換する高速性。
2. 検出器・DAS 系の回路ノイズと量子化誤差は X 線量子の統計的変動より十分低いレベルでなければならない
3. 被写体による減弱がない場合でも簡単にオーバーフローしない広いダイナミックレンジを持つ。

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。

5.3 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 5.4)。

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 5.4 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。

$$g(s, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \quad (5.1)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - s) dx dy \quad (5.2)$$

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 (5.2) 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。

$$I_d(s, \theta) = I_o(s, \theta) \exp \left[- \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \right] \quad (5.3)$$

$$= I_o(t, \theta) \exp[-g(s, \theta)] \quad (5.4)$$

$$\therefore g(s, \theta) = -\ln \left[\frac{I_d(s, \theta)}{I_o(s, \theta)} \right] \quad (5.5)$$

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

$$\hat{\mu}(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} dx dy \quad (5.6)$$

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、

$$\hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} dx dy \quad (5.7)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi\rho s} ds dt \quad (5.8)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dt \right] e^{-i2\pi\rho s} ds \quad (5.9)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} g(s, \theta) e^{-i2\pi\rho s} ds \quad (5.10)$$

$$\equiv P(\rho, \theta) \quad (5.11)$$

つまり式 (5.11) 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 (5.11) を逆フーリエ変換すればよいので

$$\mu(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mu}(\xi, \eta) e^{i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (5.12)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \begin{vmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial \rho} & \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \rho} & \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \end{vmatrix} d\rho d\theta \quad (5.13)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \rho d\rho d\theta \quad (5.14)$$

$$= \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \hat{\mu}(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\rho d\theta \quad (5.15)$$

$$= \int_0^{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} P(\rho, \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho s} d\rho \right\} d\theta \quad (5.16)$$

と求まる。式 (5.16) 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 5.5 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。

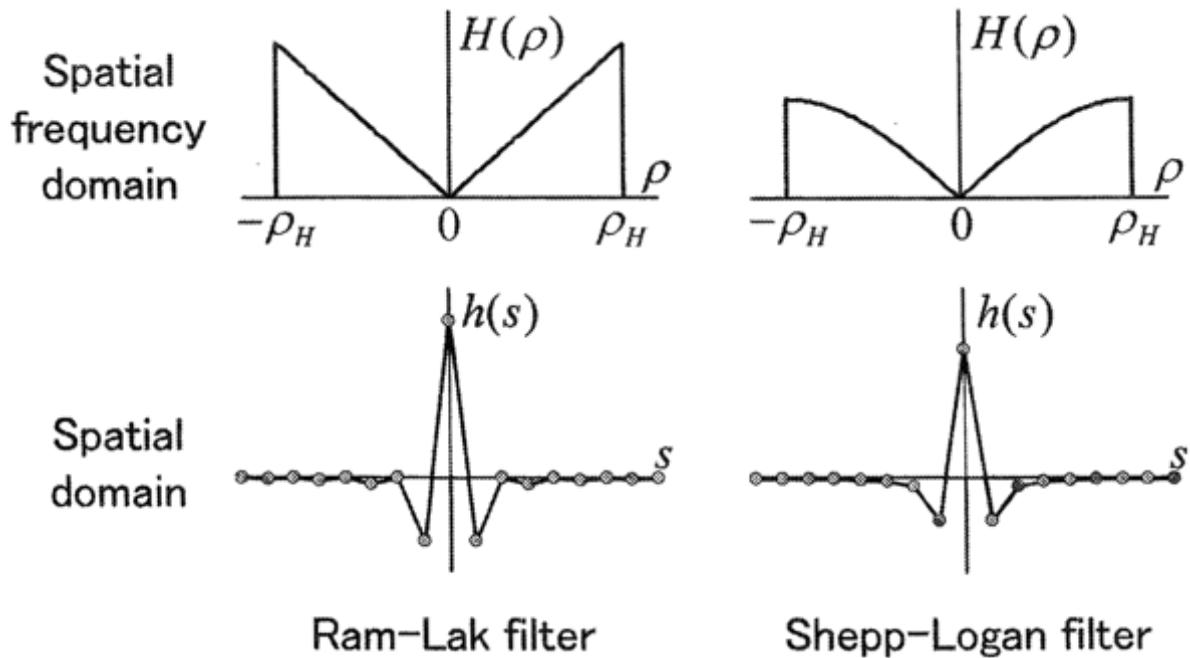


図 5.5 CT の画像再構成用いられるフィルター

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。

$$\text{CT 値} = 1000 \times \frac{\mu - \mu_w}{\mu_w} \quad (5.17)$$

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 5.6 に示す。

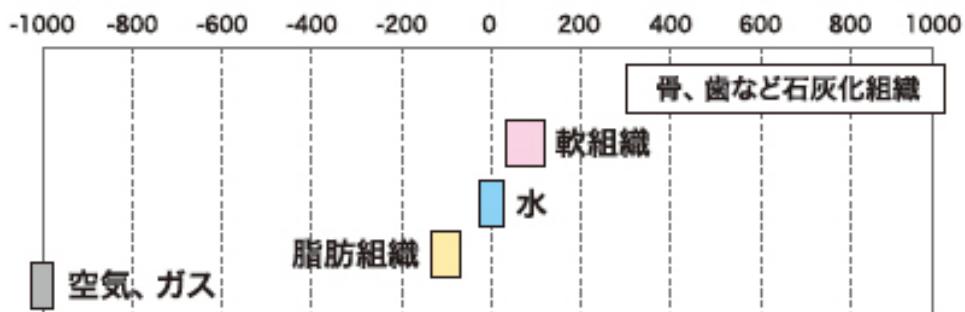


図 5.6 様々な物質の CT 値

5.4 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。

5.4.1 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 (5.5) よりノイズがなければ投影データの値は

$$p_{\text{ideal}} = -\ln \left(\frac{N}{N_{\text{in}}} \right) \quad (5.18)$$

$$= -\ln N + \ln N_{\text{in}} \quad (5.19)$$

$$= -\ln \langle N \rangle + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (5.20)$$

ノイズがあるときの投影データは

$$p_{\text{actual}} = -\ln \left(\frac{N + \varepsilon_d}{N_{\text{in}}} \right) \quad (5.21)$$

$$= -\ln (N + \varepsilon_d) + \ln N_{\text{in}} \quad (5.22)$$

$$= -\ln (\langle N \rangle + \varepsilon_N + \varepsilon_d) + \ln (\langle N_{\text{in}} \rangle + \varepsilon_{\text{in}}) \quad (5.23)$$

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

$$p_{\text{actual}} \approx -\ln (\langle N \rangle + \varepsilon_N + \varepsilon_d) + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (5.24)$$

$$= -\ln \left\{ \langle N \rangle \left(1 + \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \right) \right\} + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (5.25)$$

$$= -\ln \langle N \rangle - \ln \left(1 + \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \right) + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (5.26)$$

$$(5.27)$$

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、

$$p_{\text{actual}} \approx -\ln \langle N \rangle - \frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} + \ln \langle N_{\text{in}} \rangle \quad (5.28)$$

$$= p_{\text{ideal}} + \varepsilon_p \quad (5.29)$$

ここで

$$\varepsilon_p \equiv -\frac{\varepsilon_N + \varepsilon_d}{\langle N \rangle} \quad (5.30)$$

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、

$$\sigma_p^2 = \frac{\sigma_N^2 + \sigma_d^2}{\langle N \rangle^2} \quad (5.31)$$

$$= \frac{\langle N \rangle + \sigma_d^2}{\langle N \rangle^2} \quad (5.32)$$

従って

$$\langle N \rangle \gg \sigma_d \text{ のとき } \sigma_p \approx \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} \quad (5.33)$$

$$\langle N \rangle \ll \sigma_d \text{ のとき } \sigma_p \approx \frac{\sigma_d}{\sqrt{\langle N \rangle}} \quad (5.34)$$

式 (5.33) 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 (5.34) 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。

5.4.2 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 5.7 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

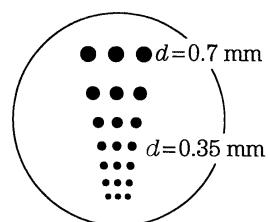


図 5.7 高コントラスト分解能ファントムの例

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、店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 (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 5.8)。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。

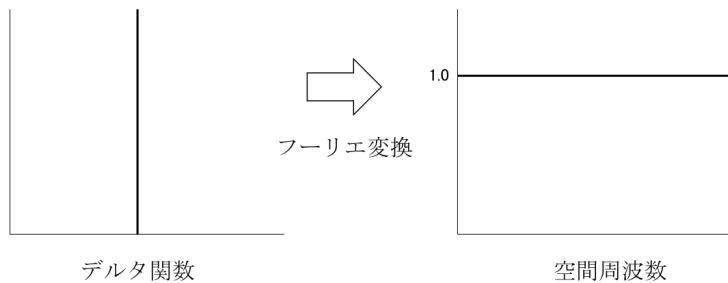


図 5.8 デルタ関数のフーリエ変換

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 5.9(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 5.9(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 5.10 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。

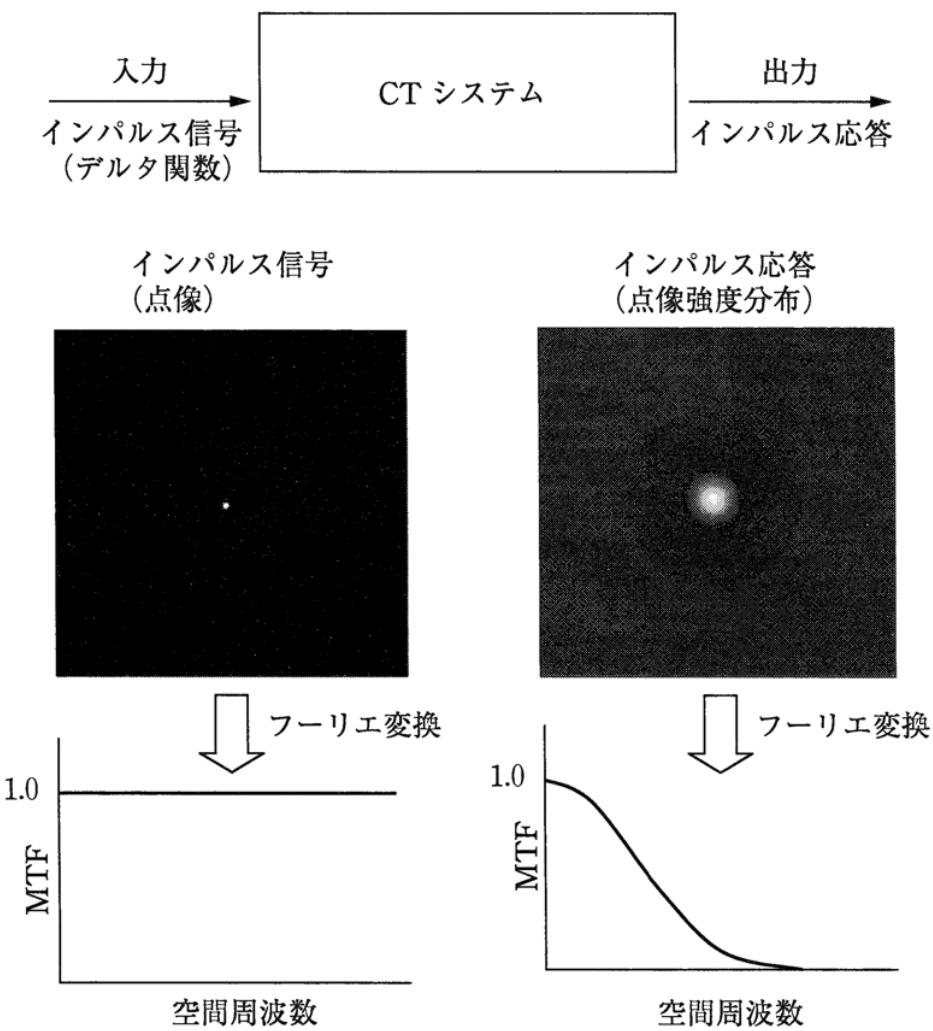


図 5.9 インパル信号とインパル応答 (PSF) およびそれぞれの MTF

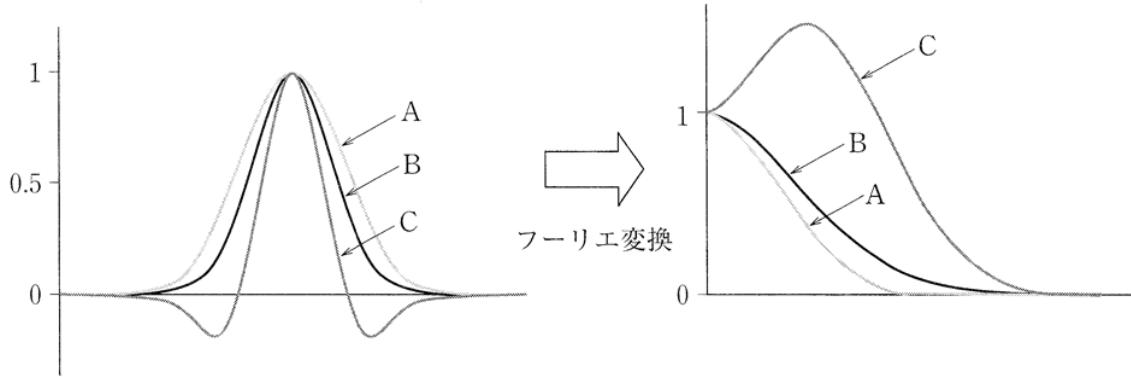


図 5.10 各インパルス応答と対応する MTF の関係

5.4.3 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。

$$CNR = \frac{\mu_M - \mu_B}{\sigma_B} \quad (5.35)$$

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。

5.5 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、

$$I_d \gg I_s \quad (5.36)$$

$$60 \times 0.5 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times I_x \gg 100 \times 10^{-12} \quad (5.37)$$

$$I_x \gg 5.2 \times 10^5 \quad (5.38)$$

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。

5.5.1 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 5.11 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 5.11 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。

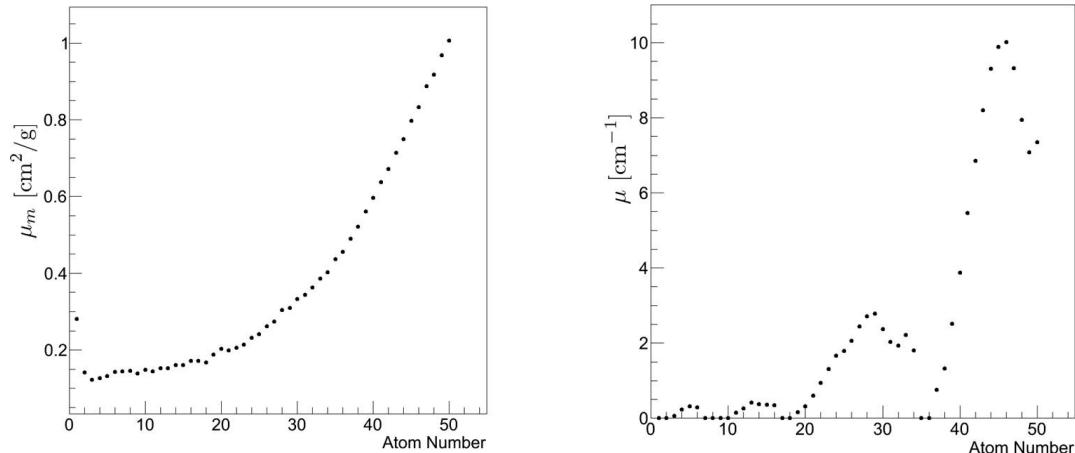


図 5.11 質量減弱係数の原子番号依存性と線源弱係数の原子番号依存性(@122keV)
質量減弱係数はエネルギーが一定であれば物質によって異なる値を取るが、線源弱係数は物質が異なっても同一になる場合がある

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。

5.5.2 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が高くなり線質が変化する(図5.12)。骨の厚さは投影方向ごとに異なり、異なった線質で観測された投影データは整合性はないのでアーチファクトが生じる。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く、図5.13に示すように骨と骨の間が黒く見えるアーチファクトが発生し、画像診断に影響を及ぼすことがある。

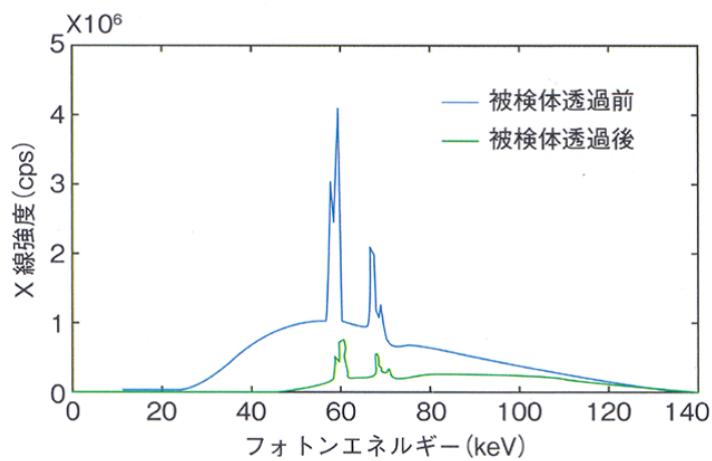


図5.12 ビームハードニング効果 [30]

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

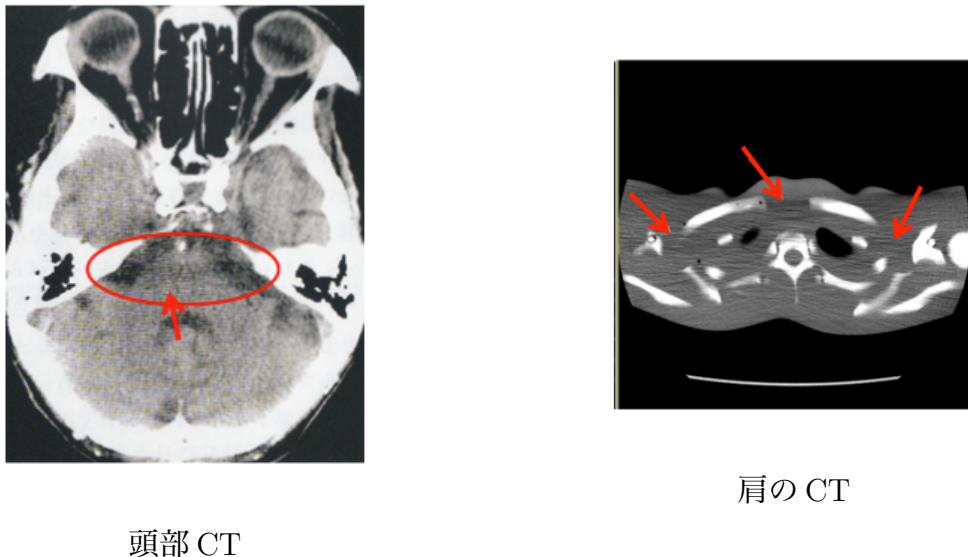


図 5.13 ビームハードニングアーチファクトの例(骨と骨の内側が黒く見える)

5.6 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 5.5 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。

5.6.1 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 4 方式に大別される [31][32][33]。

(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

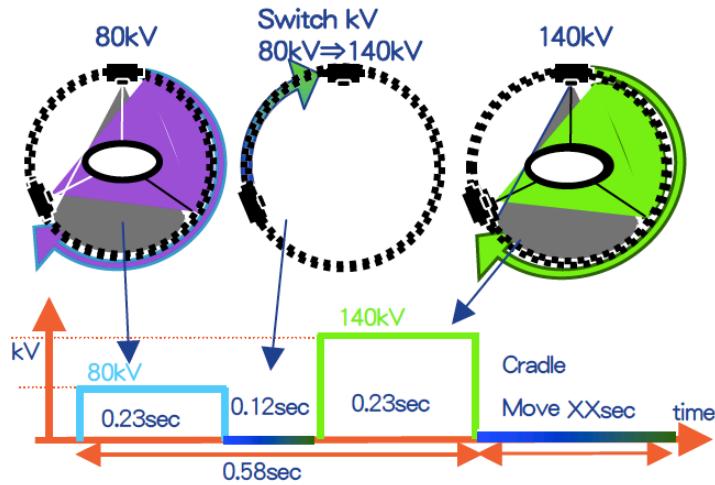


図 5.14 2回転方式のデュアルエナジー CT

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の位置のズレなどが起こりうる。

(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

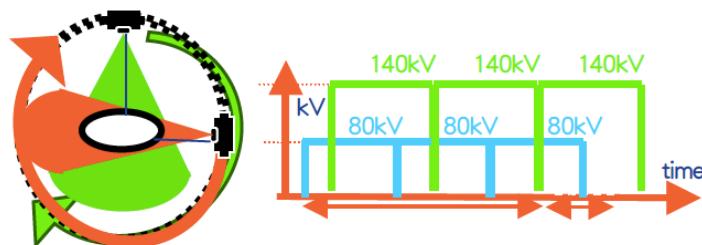


図 5.15 2管球方式のデュアルエナジー CT

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、各検出器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

⁴重ね合わせる用紙や画像などの位置ずれを示す

すい。

(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

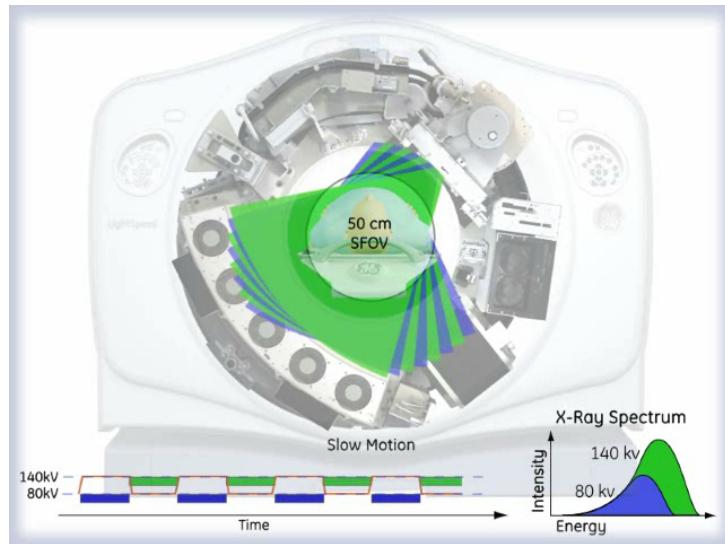


図 5.16 1管球高速 kVp スイッチング方式のデュアルエナジー CT

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[30]。

(4) 2層式検出器によるデュアルエナジー CT

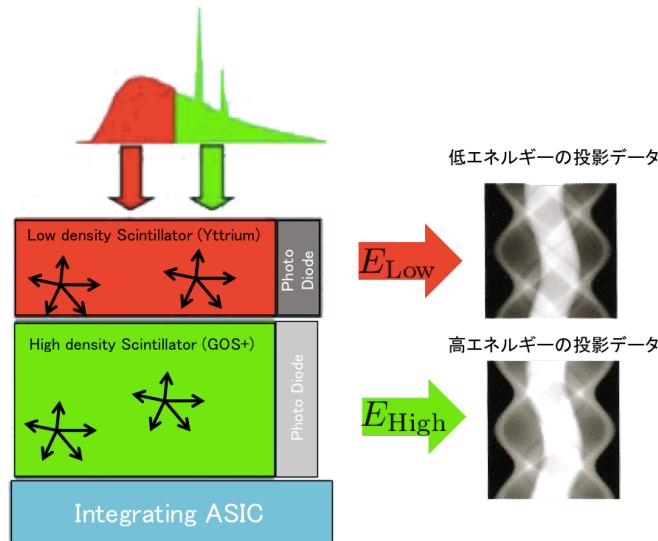


図 5.17 2層式検出器方式 [33]

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5.17)。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(Gd₂O₂S(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[39][40]。

5.6.2 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。

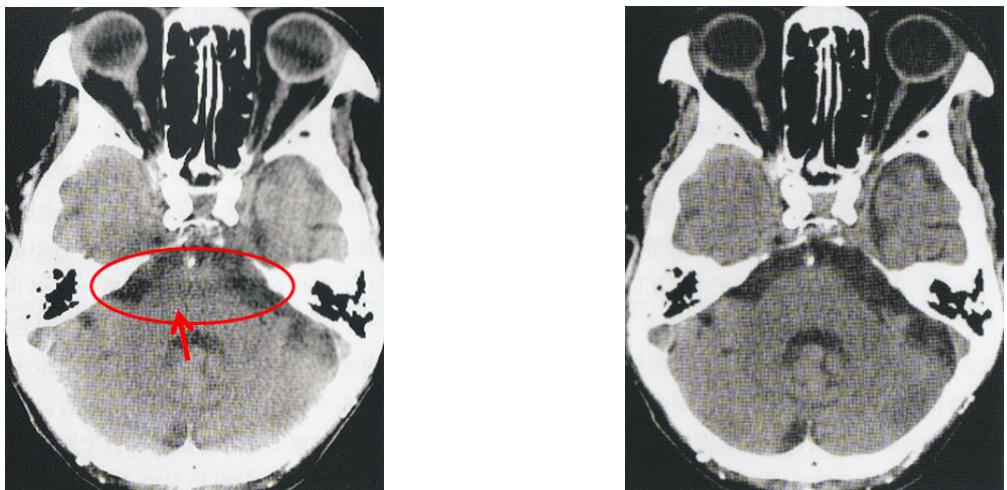
フォトンカウンティングCTを実現するためには、パルス読み出しを行う必要がある。そのためには、光検出器が高い増幅率を持ち、S/Nが高い必要がある。さらに従来のCTの画質とスピードを実現するためには $10^6 \text{counts/sec/mm}^2$ という高計数に耐えなければならぬ。従って、シンチレータ側には従来のCTの要求に加えてパイルアップを防ぐために減衰時間が短い必要がある。

現在のX線CTに用いられているGOSは減衰時間が $\sim 3\mu\text{s}$ 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は困難である。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る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[34][35][36][37][38]。エネルギー分解能は4.4%(FWHM@122keV)を実現している[34]。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。

ビームハードニングの低減

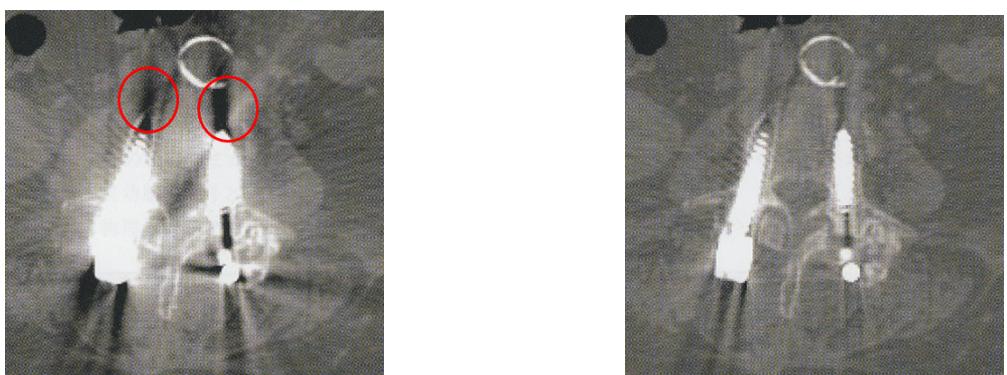
スペクトルCTではX線の投影データをエネルギー帯域別に取得するため、ビームハードニングは起こらない。エネルギー帯域ごとに取得した画像に対して高エネルギーの画像の重みを多くして画像を合成することにより、ビームハードニングのアーチファクトを低減することができる[36]。また、実際の診断においてスペクトルCTによるアーチファクトの低減例[30]を図5.18と図5.19に示す。



(a) エネルギー積分型 CT 画像 (140kVp)

(b) スペクトラル CT(70keV)

図 5.18 後頭蓋窩アーチファクトの低減 [30]: (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 5.19 金属アーチファクトの低減 [30]: 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。

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、スペクトラル 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できる [41]。

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 [35]。

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 5.20 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 [36][42]。

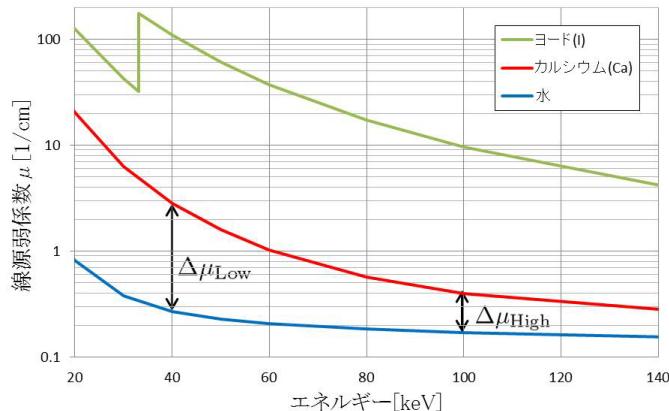


図 5.20 ヨード、カルシウム、水の線源弱係数 (NIST より作成)

$\Delta\mu_{\text{Low}}$ 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

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 5.21(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 5.21(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、フォトンカウント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。

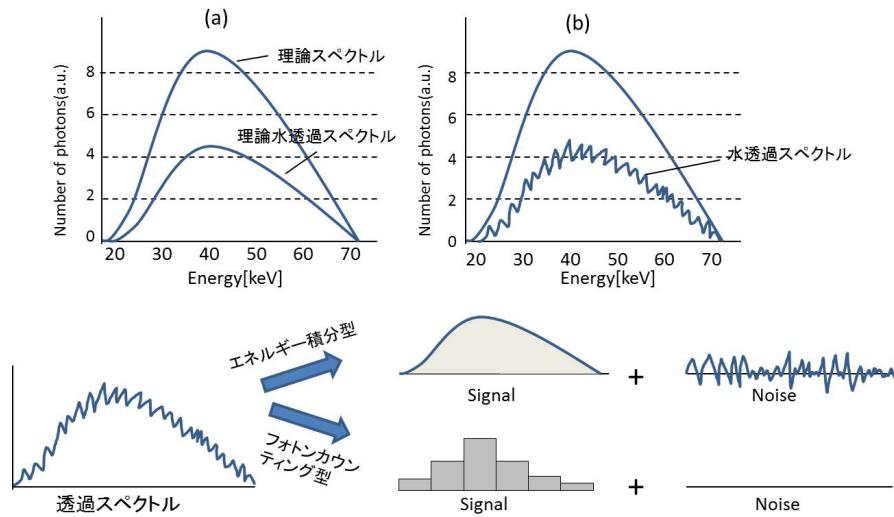


図 5.21 エネルギー積分型 CT とスペクトラル CT におけるノイズの影響の比較 [42]

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。

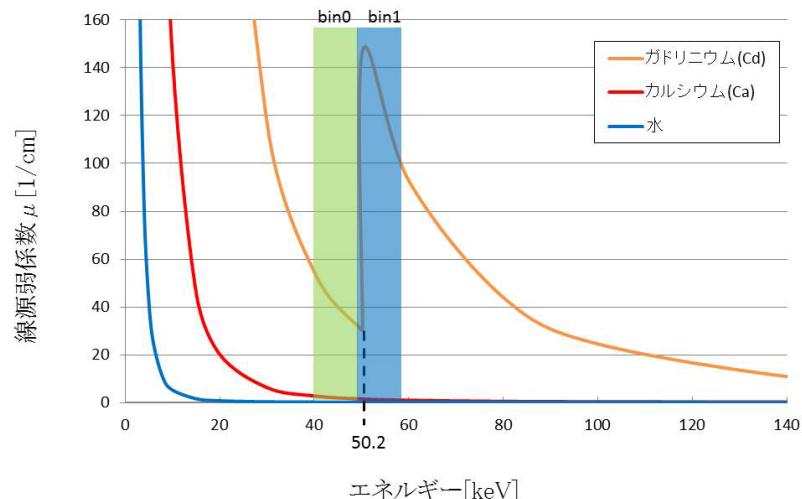


図 5.22 K 吸収端イメージングの原理(減弱曲線は NIST より作成)

第6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 6.1 に、基本特性を表 6.1 示す。



図 6.1 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 6.1 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 6.2 のゲイン特性より決定した。

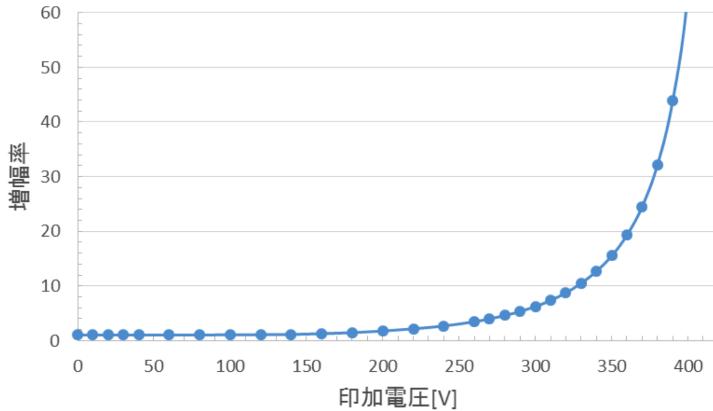


図 6.2 APD のゲイン特性 (at 25 °C) ※ root の画像に差し替える

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 6.2 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 6.3 に、電流モードとパルスマードの読み出し回路を図 6.5 と図 ?? にそれぞれ示す。

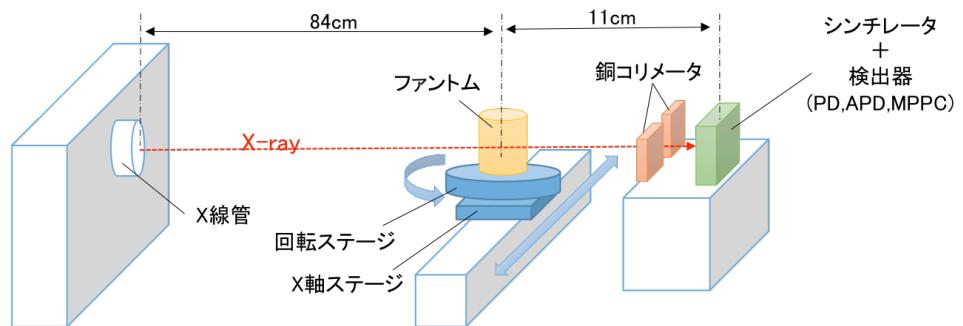


図 6.3 実験セットアップ※アルミニウムフィルターをつける

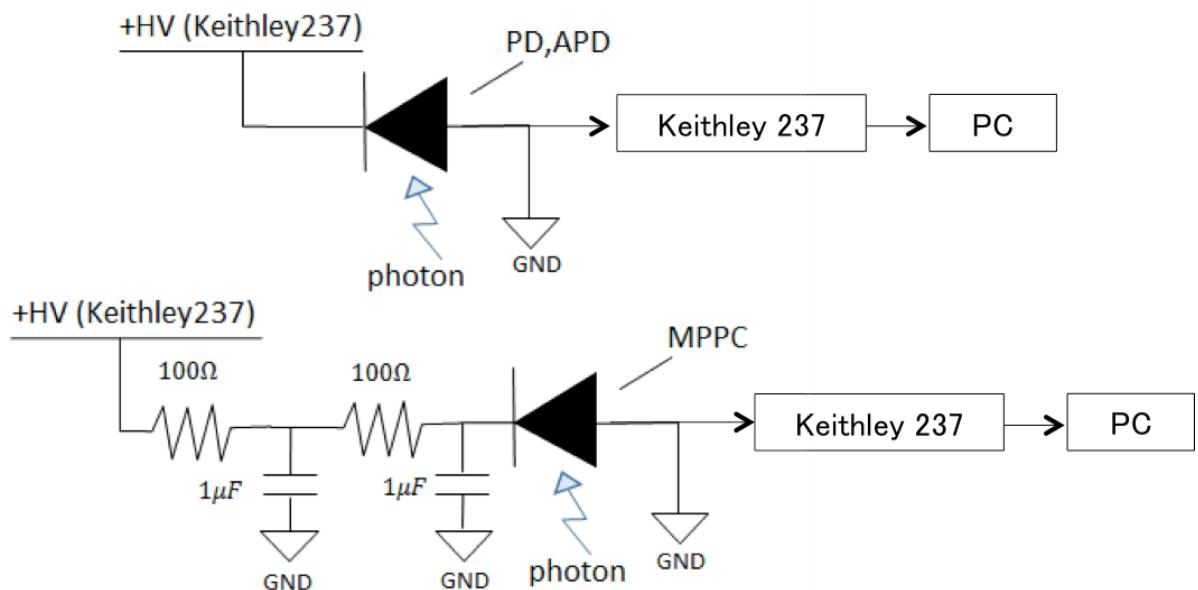


図 6.4 電流モードの読み出し回路

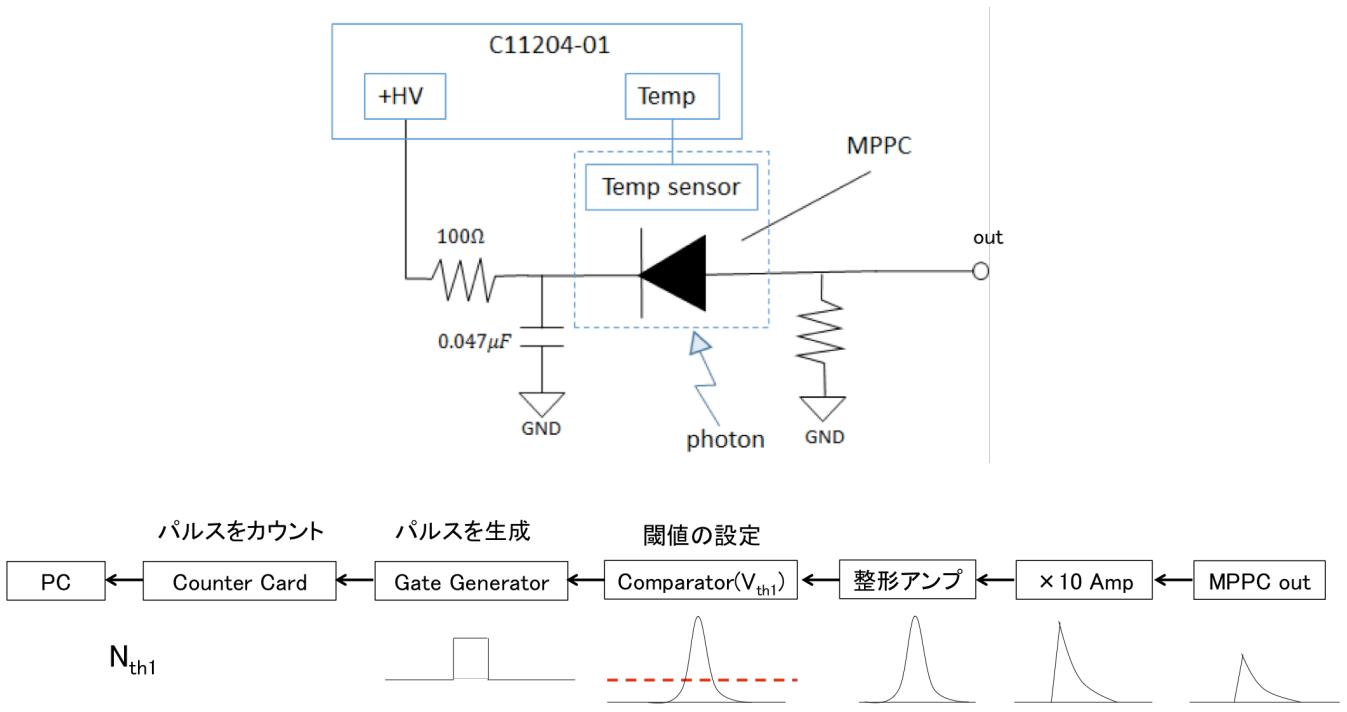


図 6.5 パルスモードの読み出し回路

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（パイルアップ）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 6.6 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。

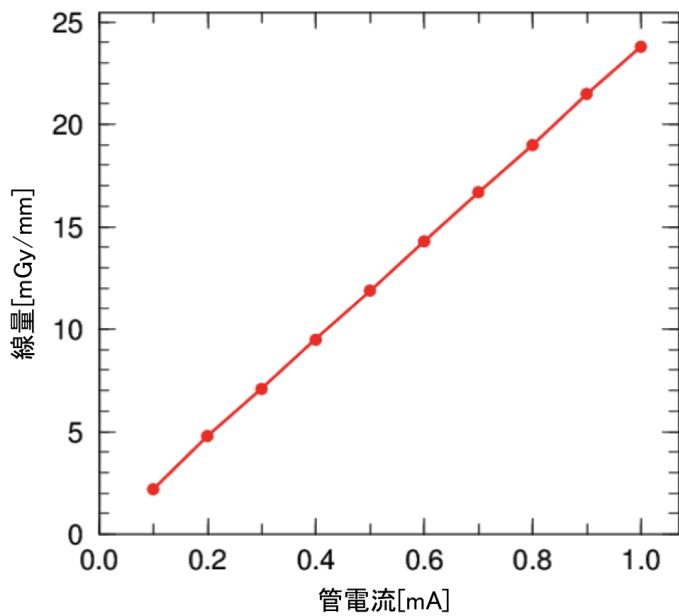


図 6.6 管電圧 120kV で管電流を変化させたときの線量の変化

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。

6.1 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 6.7）。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 6.8 に示す。

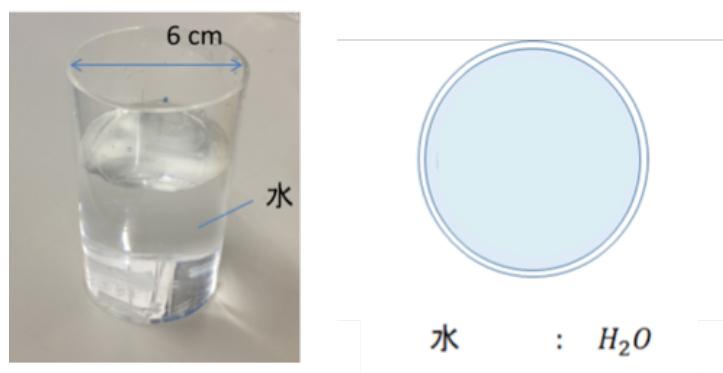


図 6.7 画像ノイズ評価ファントム

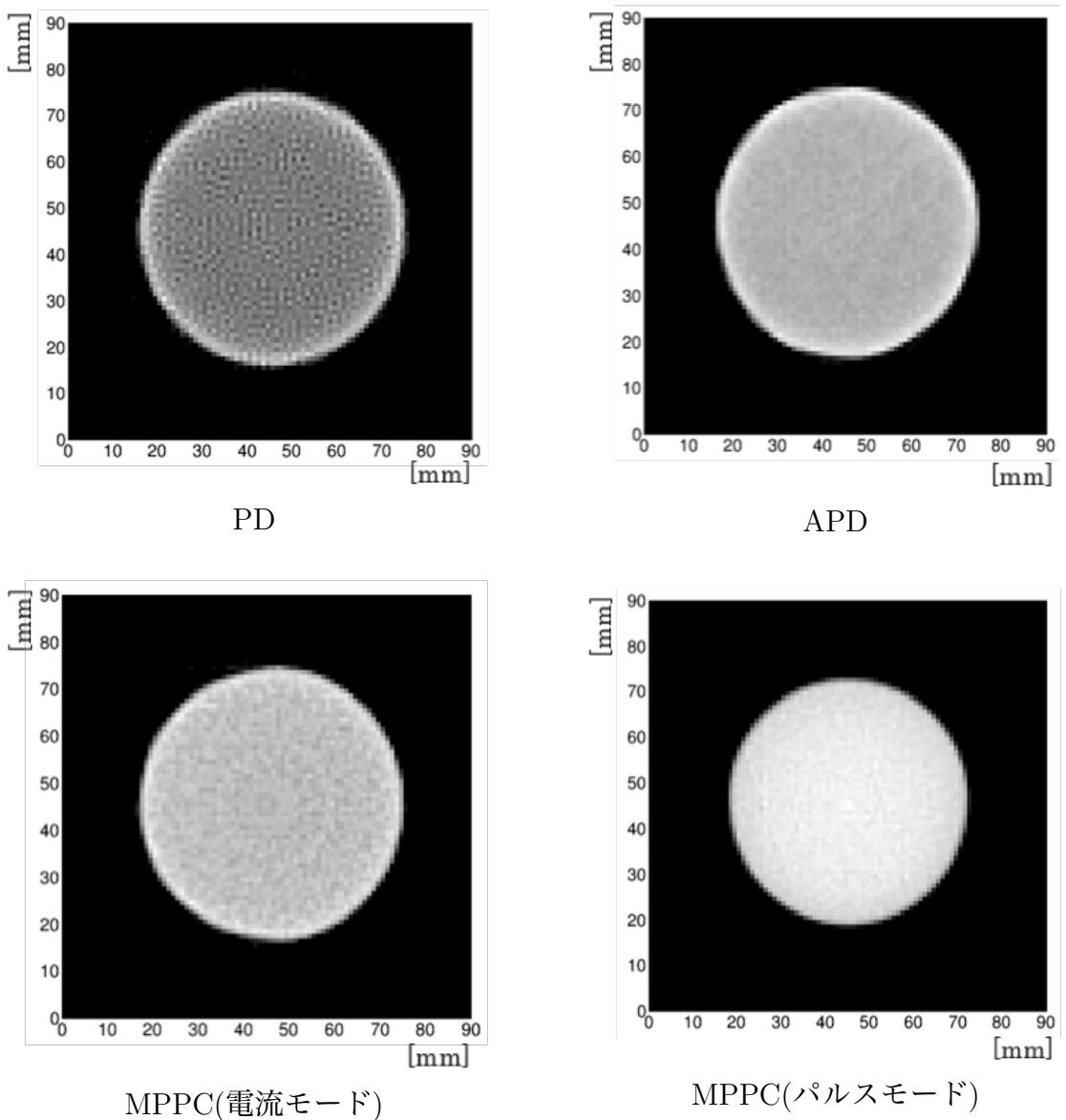


図 6.8 各素子で撮影した水ファントムの画像 (管電流 0.5mA)

また、関心領域 (Resion of Interest : ROI) を図 6.9 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。

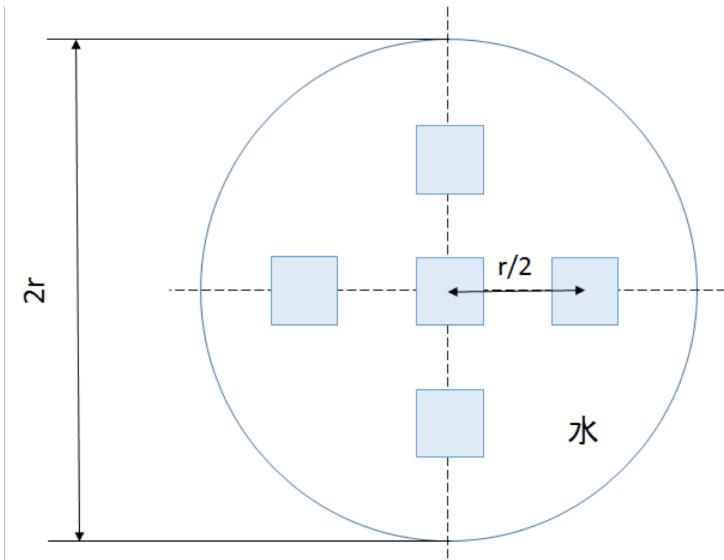


図 6.9 SD を測定する ROI の設定

表 6.3 各素子における画像ノイズ (SD) の評価結果

PD	APD	MPPC(電流モード)	MPPC(パルスモード)
16.5%	2.55%	4.90%	2.38%

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。MPPC 電流モードにおいては APD よりも内部増幅が～4000 倍であるが、MPPC 電流モードでは期待される～60 倍になつていない。これは MPPC 電流モードにおいては、MPPC を電流が流れた時のクエンチング抵抗からの発熱により、X 線を照射した時の MPPC のミクロな温度揺らぎ（～2-3%）が常に存在し、その揺らぎをこえることはどんなに統計量が増えてもできないからである。一方で、PD、APD は温度影響は受けない。また、MPPC パルスモードでは X 線を照射した時の MPPC のミクロな温度揺らぎ（～2-3%）程度はスレッショルドが（～2-3%）揺らぐのと等価であるため、その影響は小さくなる。以下にそれぞれの検出器の画像ノイズの揺らぎ、つまり投影データの揺らぎを決める要因をまとめると。

- PD、APD、MPPC パルスモード … 統計揺らぎ+X 線照射揺らぎ（～1.6%）+管電圧の揺らぎ（～1.0%）+管電流揺らぎ（～1.0%）
- MPPC 電流モード … 統計揺らぎ+X 線照射揺らぎ（～1.6%）+管電圧の揺らぎ（～1.0%）+管電流揺らぎ（～1.0%）+X 線を照射した時の MPPC のミクロな温度揺らぎ（～2-3%）

MPPC パルスモードにおいては統計揺らぎが内部増幅機能によって著しく低減されているため、画像ノイズの少ない CT 画像を得ることができた。

6.2 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 6.10 に示す。

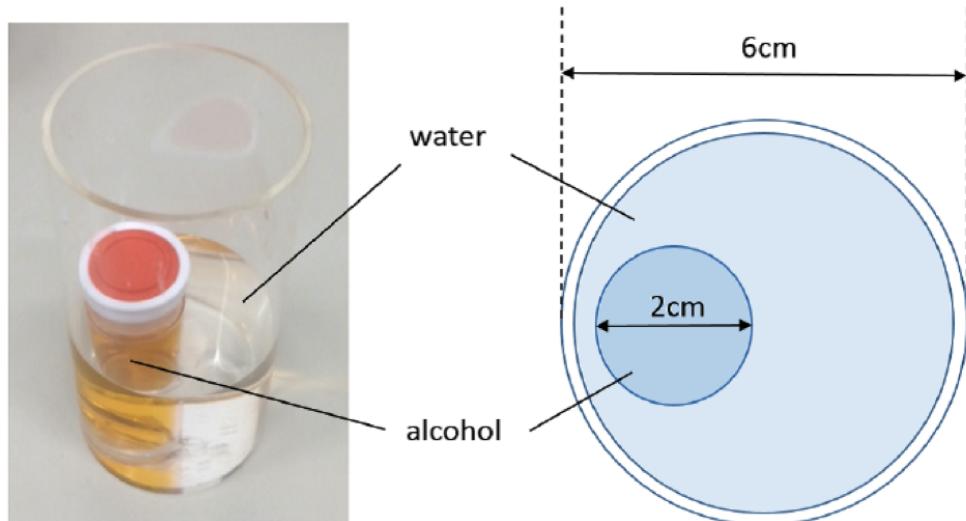


図 6.10 低コントラスト分解能実験に用いた被写体

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

6.2.1 実験結果

それぞれの素子で取得した図 6.10CT 画像を図 6.11 示す。

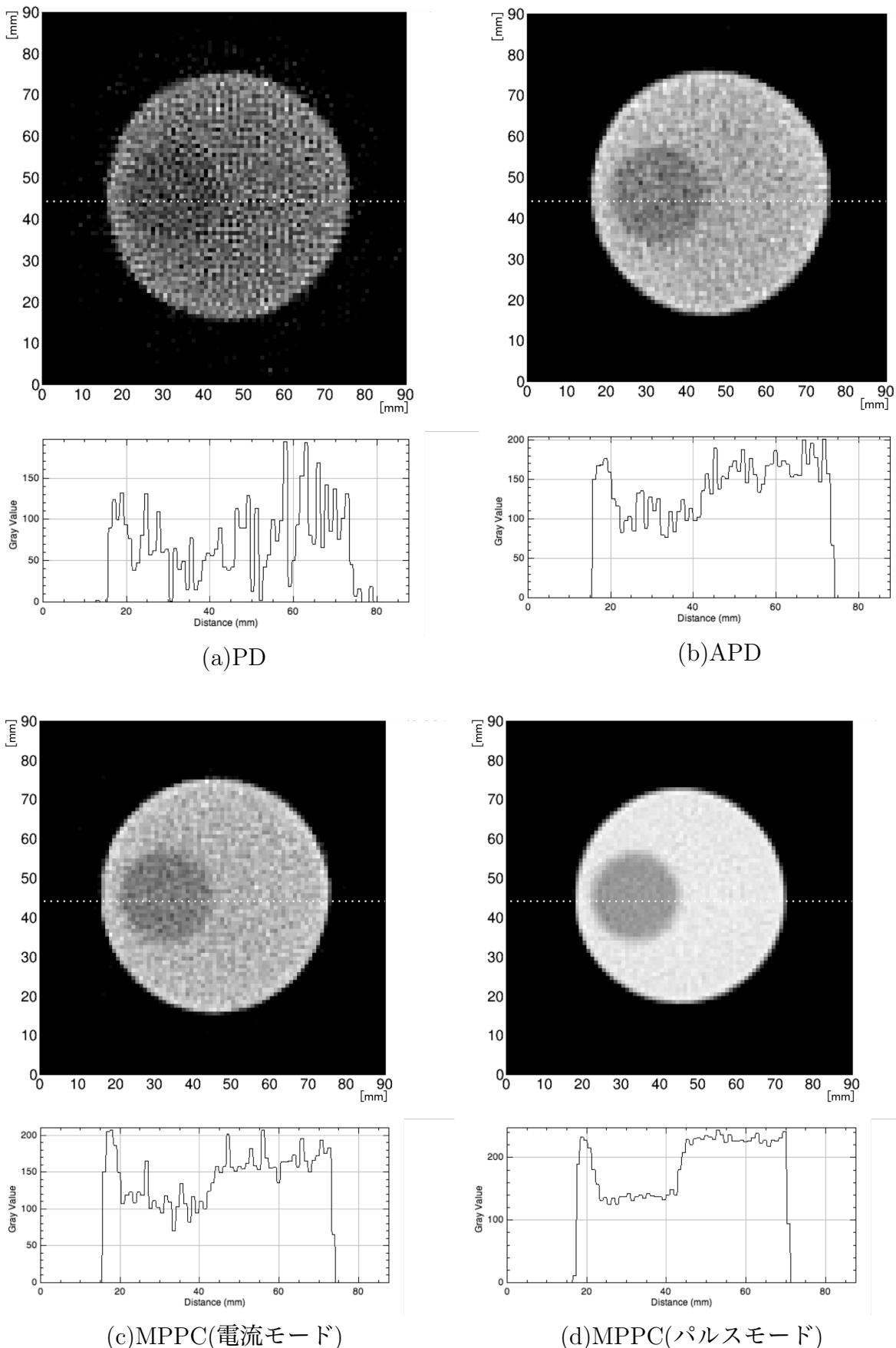


図 6.11 各素子で撮影した図 6.10 の CT 画像と 1 次元プロファイル (120kV、0.1mA)

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。

$$CNR = \frac{\mu_B - \mu_M}{\sigma_B} \quad (6.1)$$

ここで μ_B は図 6.12 中の ROI_B の CT 値の平均、 σ_B はその標準偏差、 μ_M は図 6.12 中の ROI_M の CT 値の平均である。

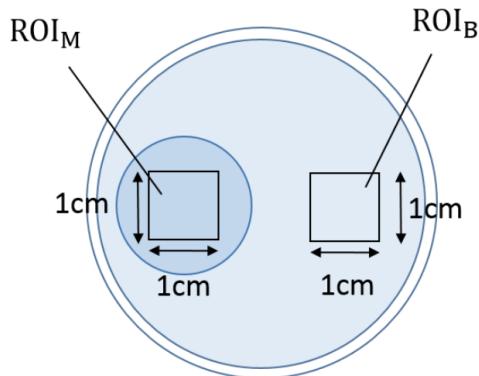


図 6.12 ROI の位置

式 (6.1) を用いて図 6.11 の CNR をそれぞれの画像で算出した結果を表 6.4 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 6.4 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 6.11) 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 6.13 に示す。

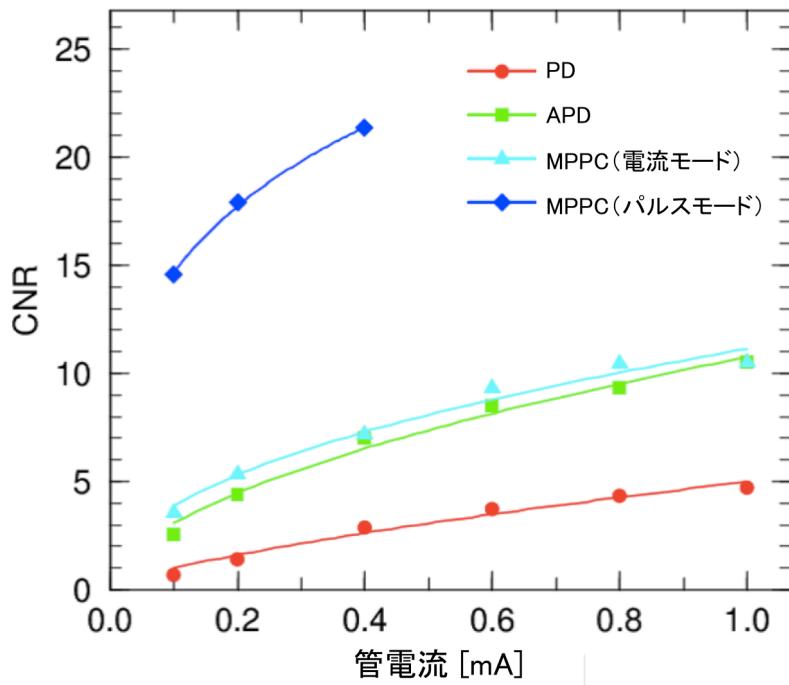


図 6.13 管電圧 120kV で管電流を変化させた時の CNR

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 6.1 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 6.1 でも述べたが、MPPC 電流モードにおいては、X 線を照射した時の MPPC のミクロな温度揺らぎ ($\sim 2\text{-}3\%$) を受けるため、検出量の統計揺らぎがどんなに小さくなっても、ミクロな温度揺らぎ ($\sim 2\text{-}3\%$) を打ち消すことができないためである。6.1 で述べたことを図 6.13 に置き換えると次のように述べることができる。

- PD、APD、MPPC パルスモード … 統計揺らぎ + X 線照射揺らぎ ($\sim 1.6\%$) + 管電圧の揺らぎ ($\sim 1.0\%$) + 管電流揺らぎ ($\sim 1.0\%$) に漸近する。MPPC パルスモードは内部增幅機能によって統計揺らぎが小さいため、照射線量が少なくとも漸近線に近い位置にある。
- MPPC 電流モード … 統計揺らぎ + X 線照射揺らぎ ($\sim 1.6\%$) + 管電圧の揺らぎ ($\sim 1.0\%$) + 管電流揺らぎ ($\sim 1.0\%$) + X 線を照射した時の MPPC のミクロな温度揺らぎ ($\sim 2\text{-}3\%$) に漸近する。MPPC 電流モードの管電流 1.0mA の時の CNR は管電流 0.9mA のときより下がっており、ある上限に漸近しつつあることがわかる。

また 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。

6.3 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。

6.3.1 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Φ0.3-Φ2.5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6.14に用いた空間分解能評価ファントムを示す。

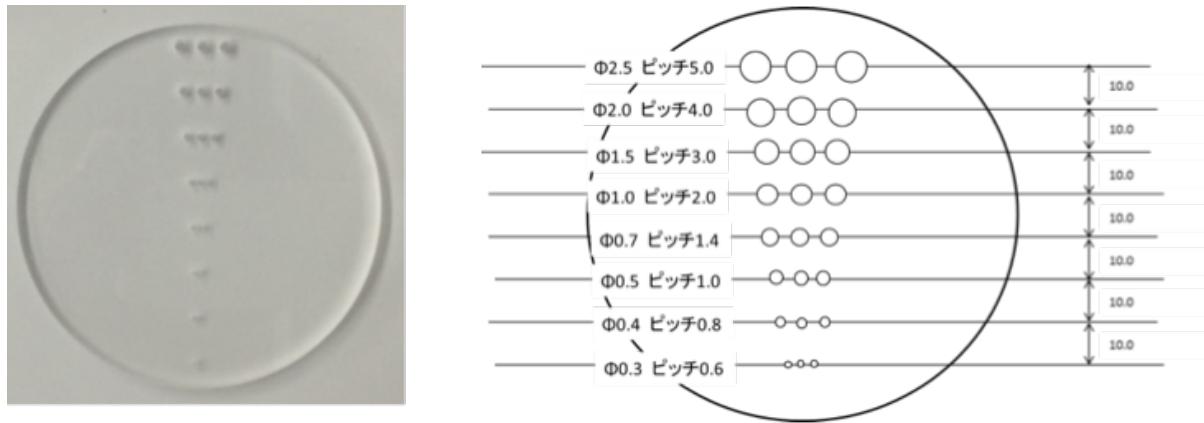
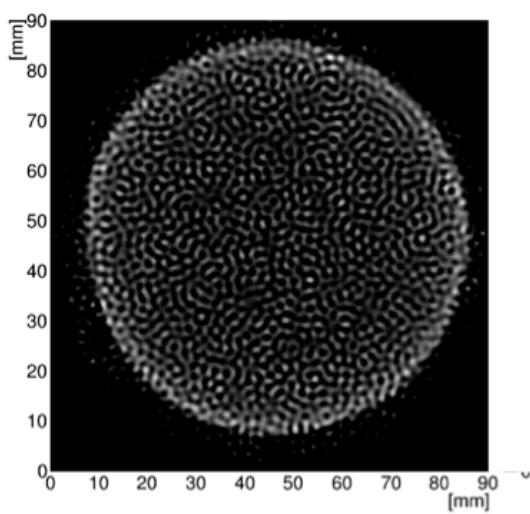


図 6.14 空間分解能評価ファントム

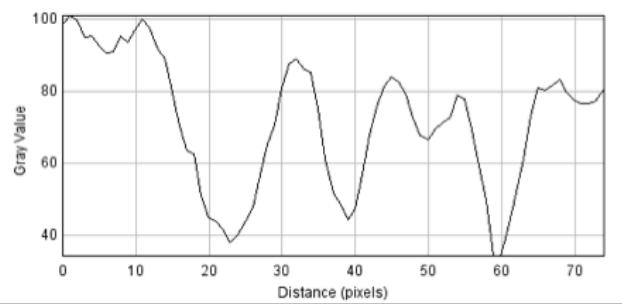
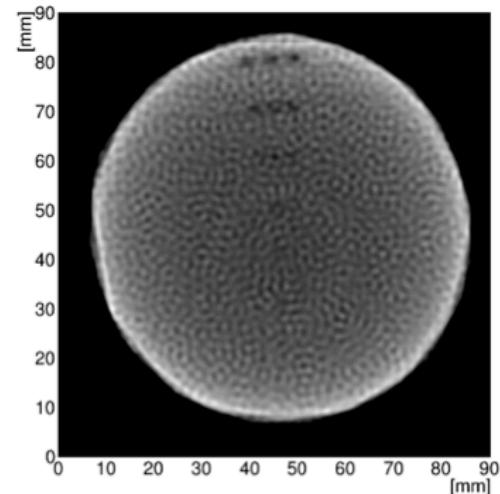
管電圧120kV、0.1mAでそれぞれの素子に置いてCT画像を取得した。

6.3.2 実験結果

それぞれの素子で取得した図6.14のCT画像を図6.15示す。

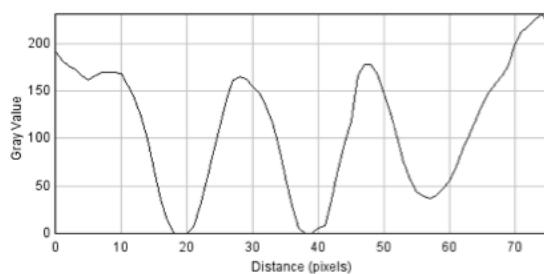
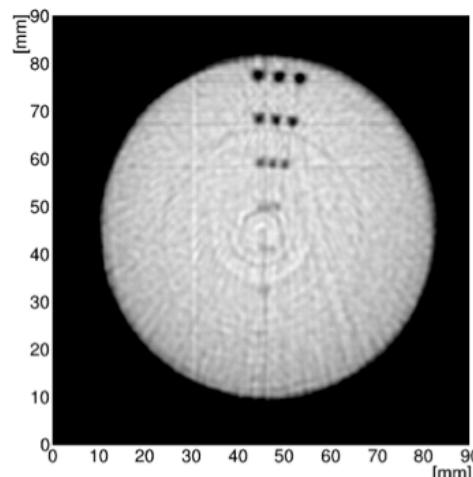
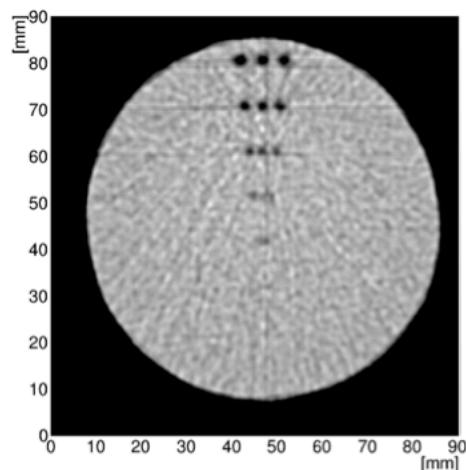


この低線量下では、
ノイズが激しく、1D スライスの
取得不可能

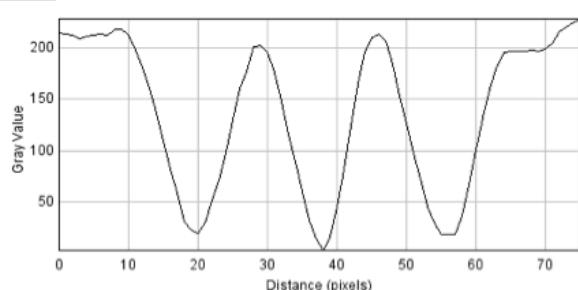


(a)PD

(b)APD



(c)MPPC(電流モード)



(d)MPPC(パルスモード)

図 6.15 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。

6.3.3 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6.16のようなファントムを用いた。

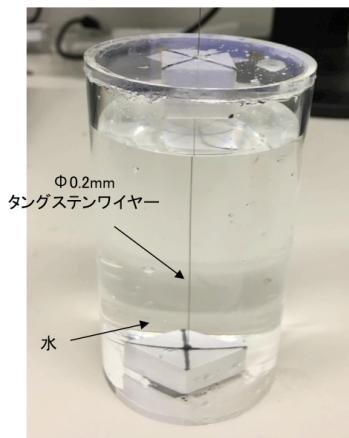


図6.16 MTF測定に用いたファントム※模式図を隣にのせる

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6.16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

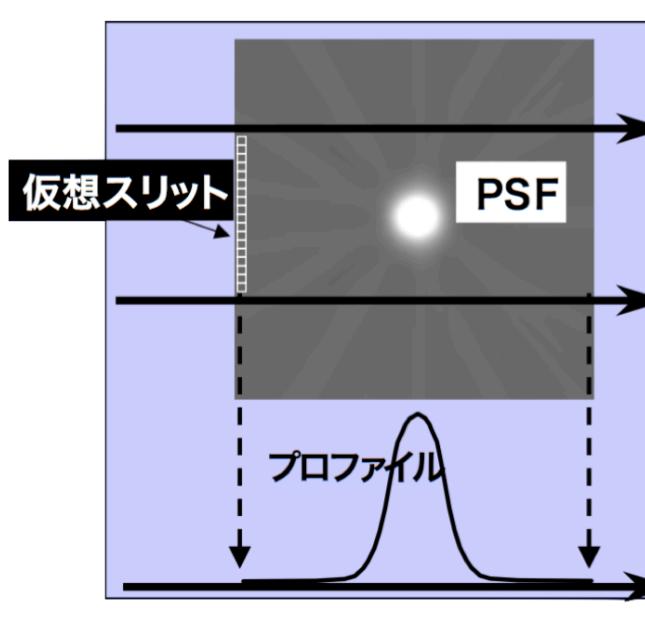


図 6.17 MTF の測定手順

6.3.4 実験結果

図 6.16 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 6.18 に示す。

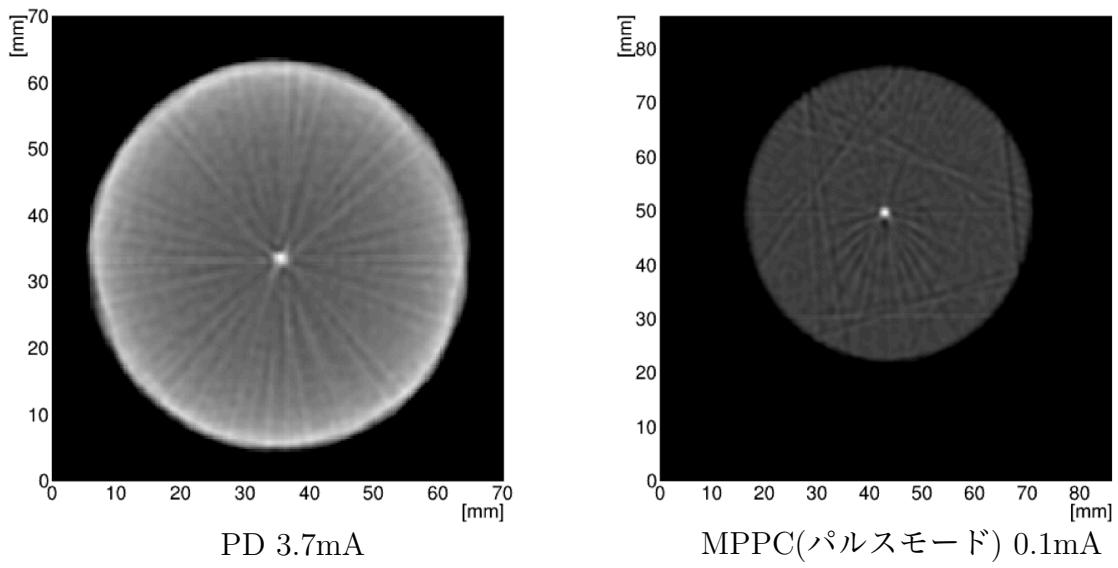


図 6.18 PD と MPPC(パルスモード) で取得した図 6.16 の CT 画像 (120kV) ※大きさ
があつてないので直す

さらに図 6.18 に破線で示した領域における LSF を取得した結果を図 6.19 と図 6.20 に
示す。左の LSF のノイズ成分を除去する作業 (zeroing) を施したものが右の LSF である。

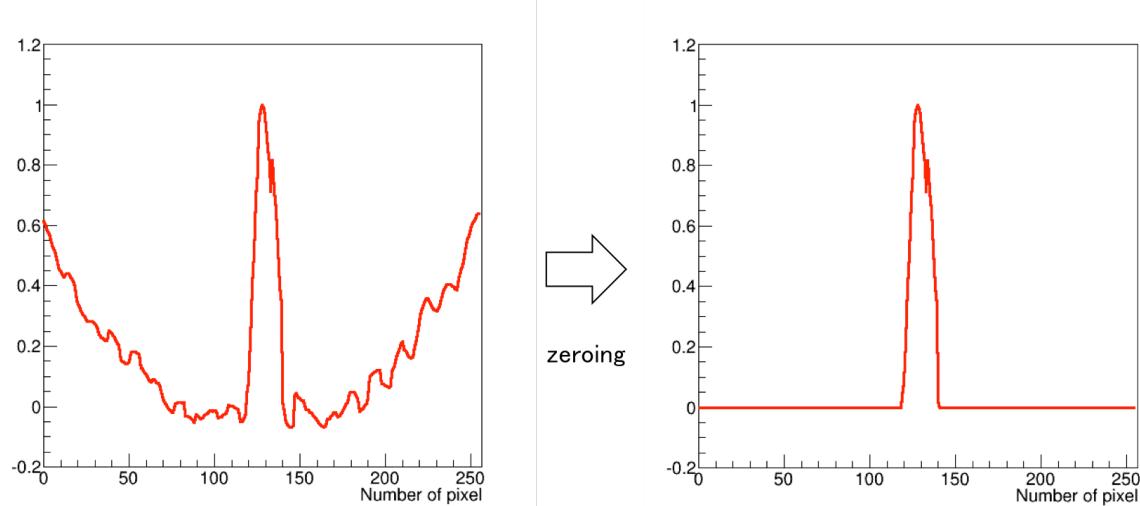


図 6.19 PD の PSF

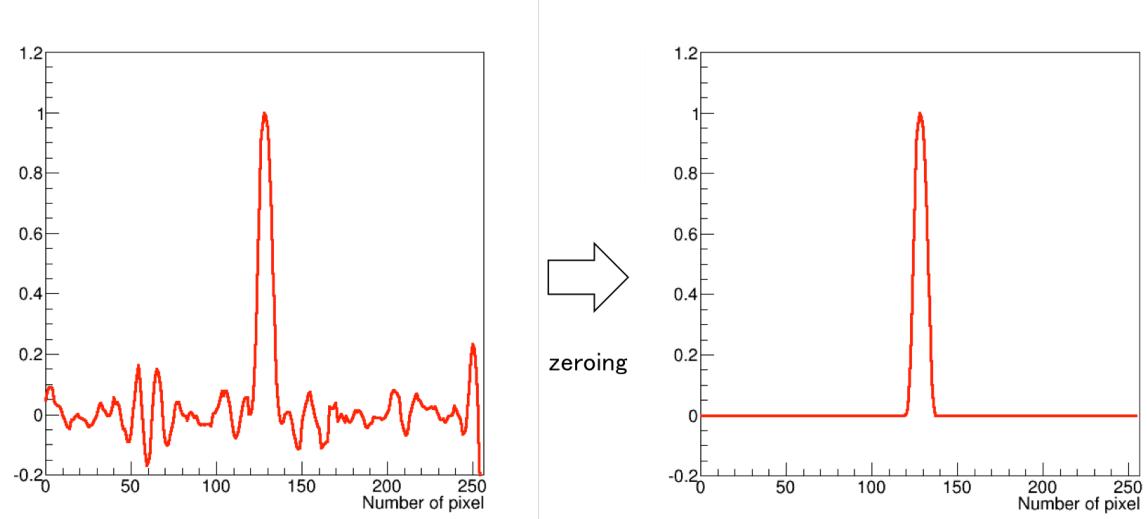


図 6.20 MPPC の PSF

図 6.19 と図 6.20 の右の LSF をフーリエ変換し、MTF を算出した結果を図 6.21 に示す。ここで空間周波数ピッキチ f_{pitch} はピクセルサイズ(サンプリング間隔) $\Delta x[\text{mm}]$ と、ピクセル数 n を用いて、

$$f_{\text{pitch}} = \frac{1}{\Delta x \times n} \quad (6.2)$$

と表せる。本実験では $\Delta x = 0.1 [\text{mm}]$, $n = 256$ なので

$$f_{\text{pitch}} = \frac{1}{0.1 \times 256} \simeq 0.039 [\text{LP/mm}] \quad (6.3)$$

となる。

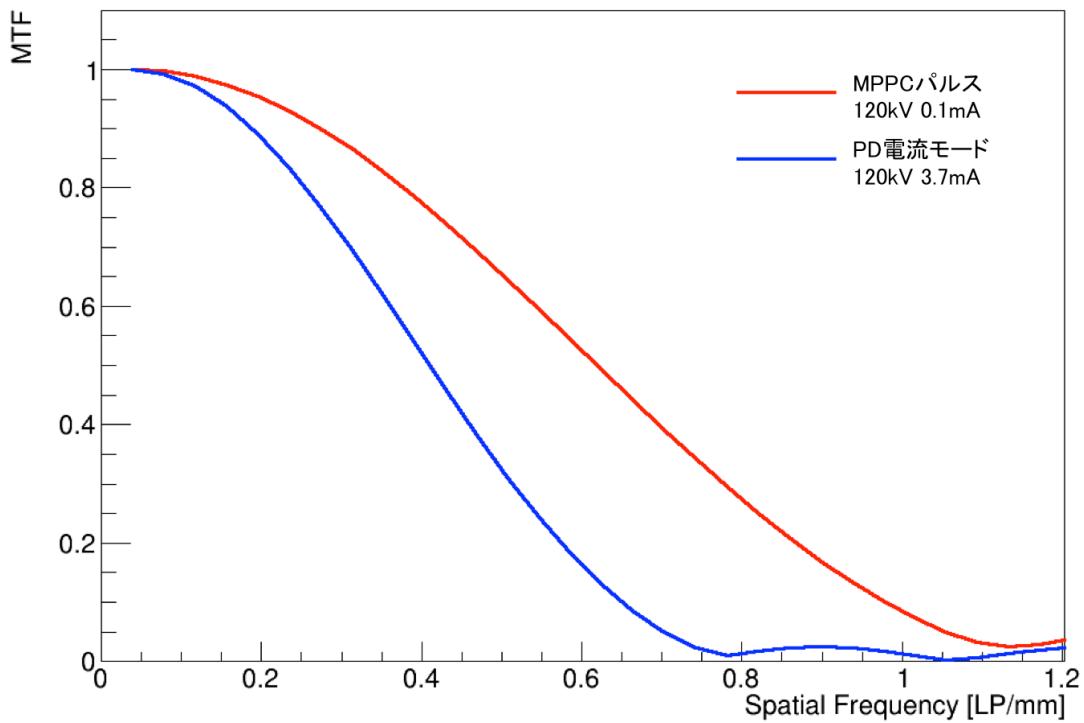


図 6.21 MTF

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 6.21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 6.15(d)を見ると、 $\Phi 0.5$ が目視での分離限界であり、図 6.21 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 6.22 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。

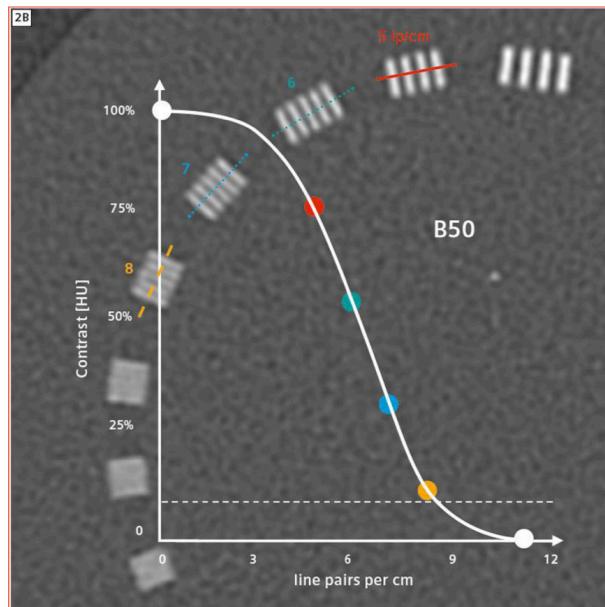


図 6.22 臨床で用いられる CT の MTF の一例

第7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。

7.1 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 7.1 に示す。また ^{57}Co を照射した時の MPPC の信号波形を図 7.2 に示す。

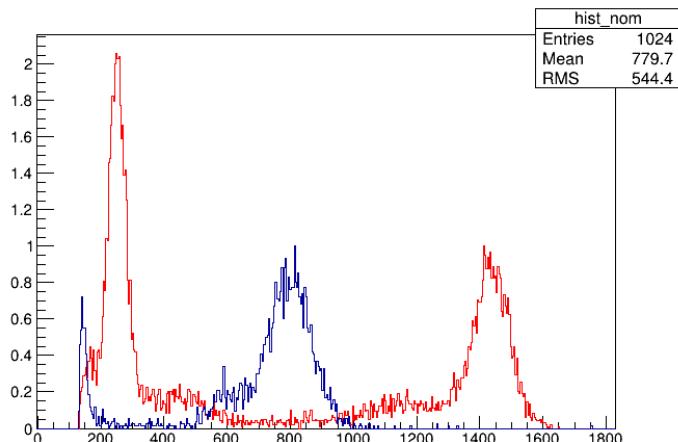


図 7.1 ^{57}Co と ^{241}Am のスペクトル

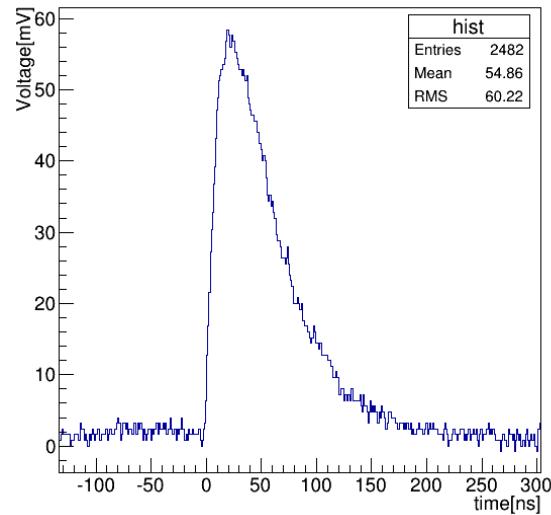


図 7.2 ^{57}Co を照射したときの MPPC で読み出した Ce:YAP の波形

エネルギー分解能は 13.4%(FWHM)@122keV、20.4%(FWHM)@59.5keV であった。図 7.1 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。

7.2 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 7.4 のようなエネルギー弁別回路となっている。図 7.4 中の $V_{th4}, V_{th3}, V_{th2}, V_{th1}$ は図 7.3 のように設定したと仮定する。

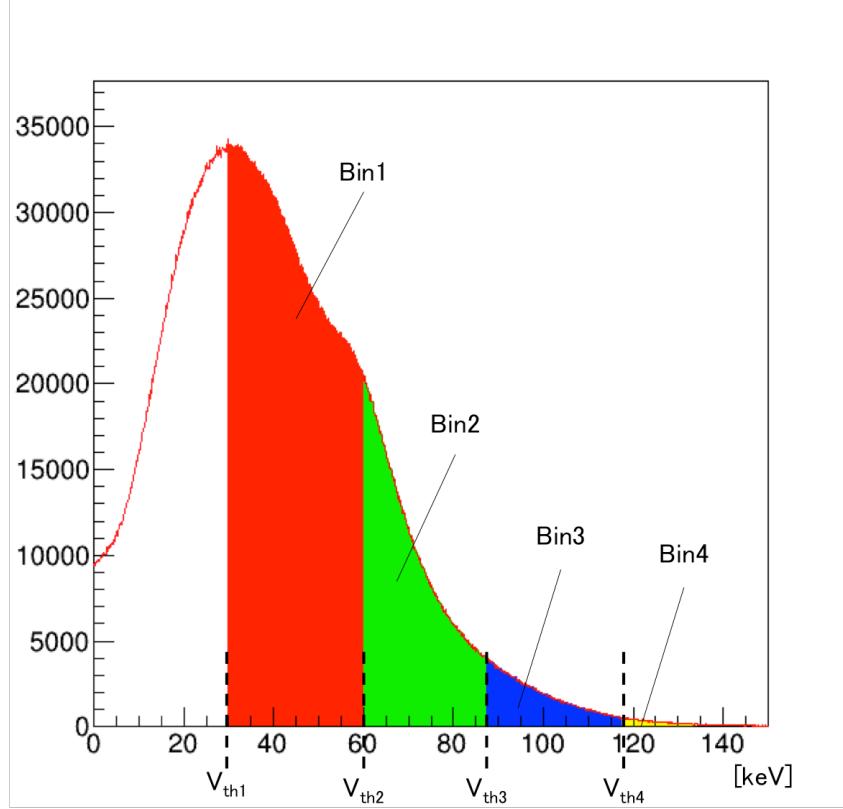


図 7.3 多色イメージングの例

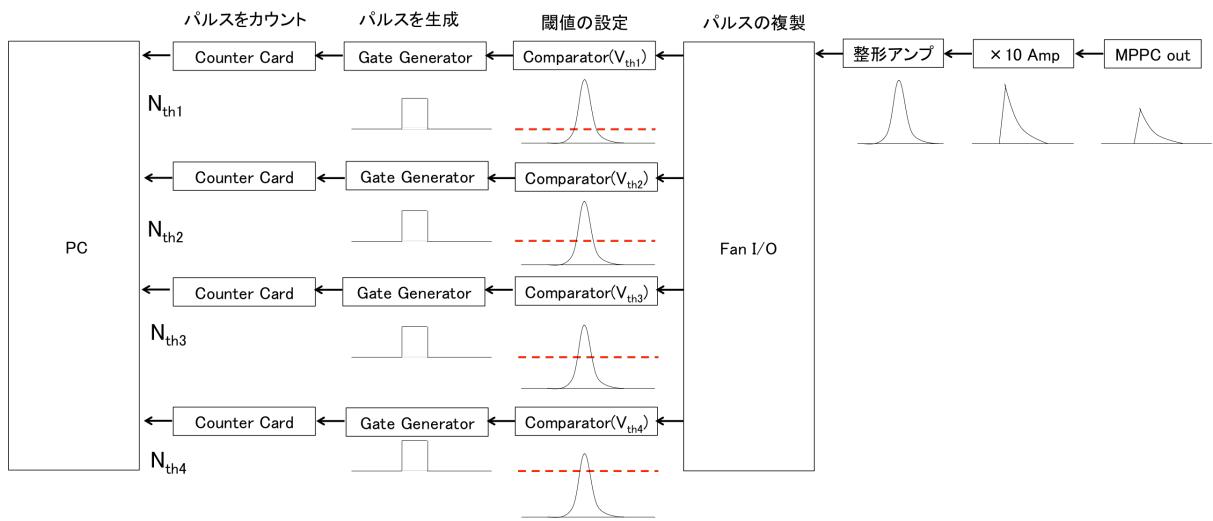


図 7.4 多色イメージングのエネルギー弁別回路 ($V_{th4} > V_{th3} > V_{th2} > V_{th1}$)

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 7.5 に示す。

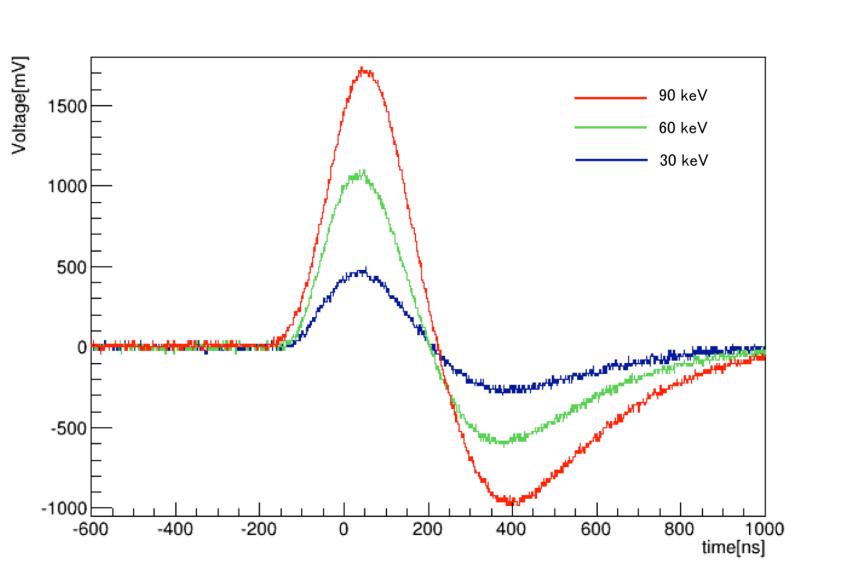


図 7.5 $V_{th1} = 30\text{keV}$, $V_{th2} = 60\text{keV}$, $V_{th3} = 90\text{keV}$, に設定したとき、それぞれの閾値を超える波高を持つ信号の例

最大で4つの閾値を設けることが可能となる。図7.3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。

$$N_{Bin1} = N_{th1} - N_{th2} \quad (7.1)$$

$$N_{Bin2} = N_{th2} - N_{th3} \quad (7.2)$$

$$N_{Bin3} = N_{th3} - N_{th4} \quad (7.3)$$

$$N_{Bin4} = N_{th4} \quad (7.4)$$

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

7.3 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 6.10 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 7.6 に示す。

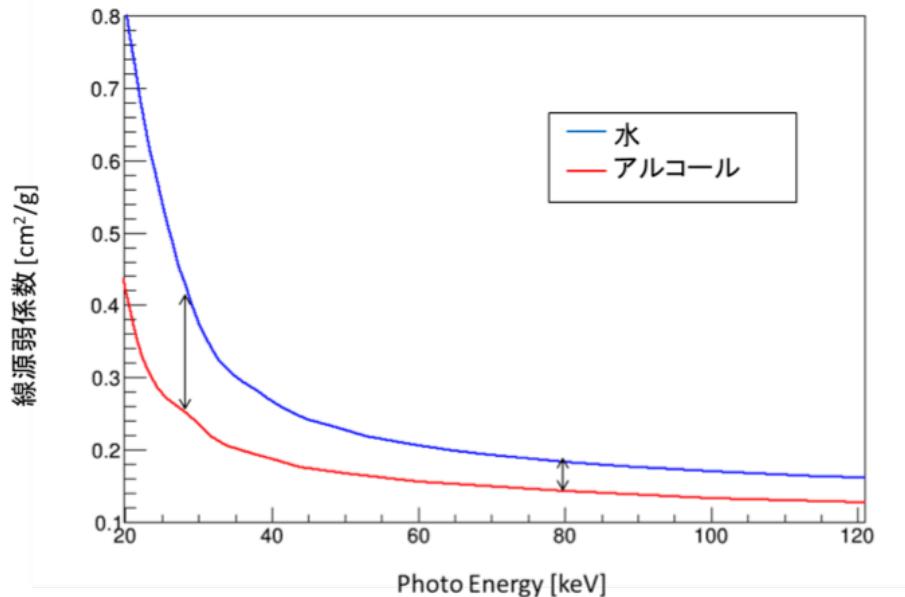
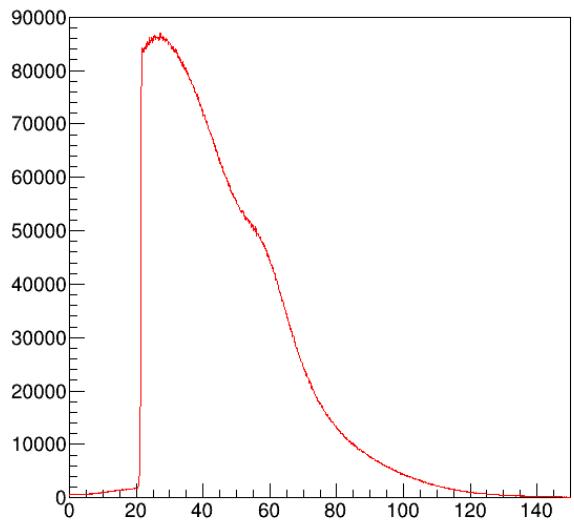


図 7.6 水とアルコールの線減弱係数 (NIST より作成)

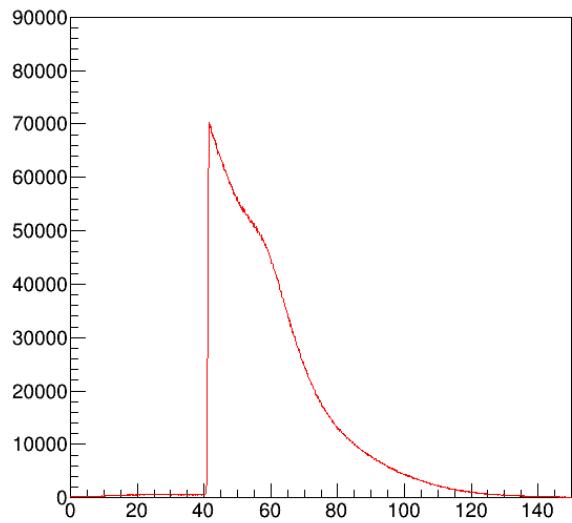
閾値は 20keV、40keV、60keV、80keV に設定し、管電圧 120kV、管電流 0.1mA における 20-40keV、40-60keV、60-80keV、80-120keV のエネルギー帯における CT 画像をそれぞれ取得し画像を比較した。

7.3.1 実験結果

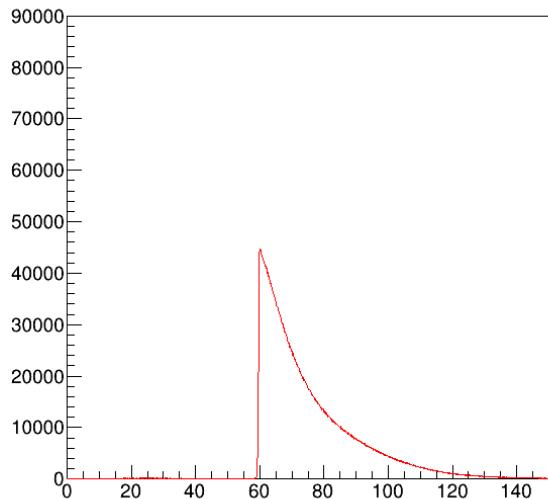
まず、各閾値において MCA-800D を用いて測定した X 線スペクトルを図 7.7 に示す。それぞれの閾値でスペクトルが明確に分離されていることがわかる。それぞれのエネルギー帯で得られた CT 画像を図 7.8 に示す。



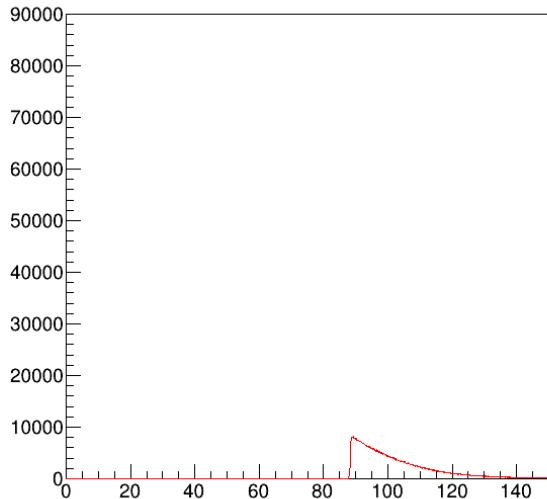
(a) 20keV



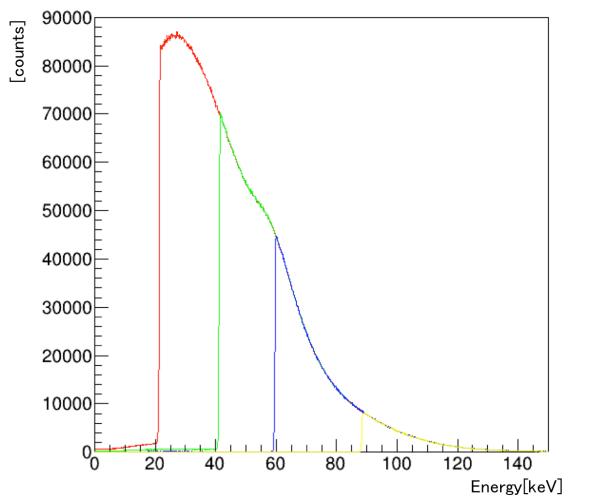
(b) 40keV



(c) 60keV



(d) 80keV



(a)-(d) を重ね合わせたスペクトル

図 7.7 各エネルギー閾値における X 線エネルギースペクトル
75

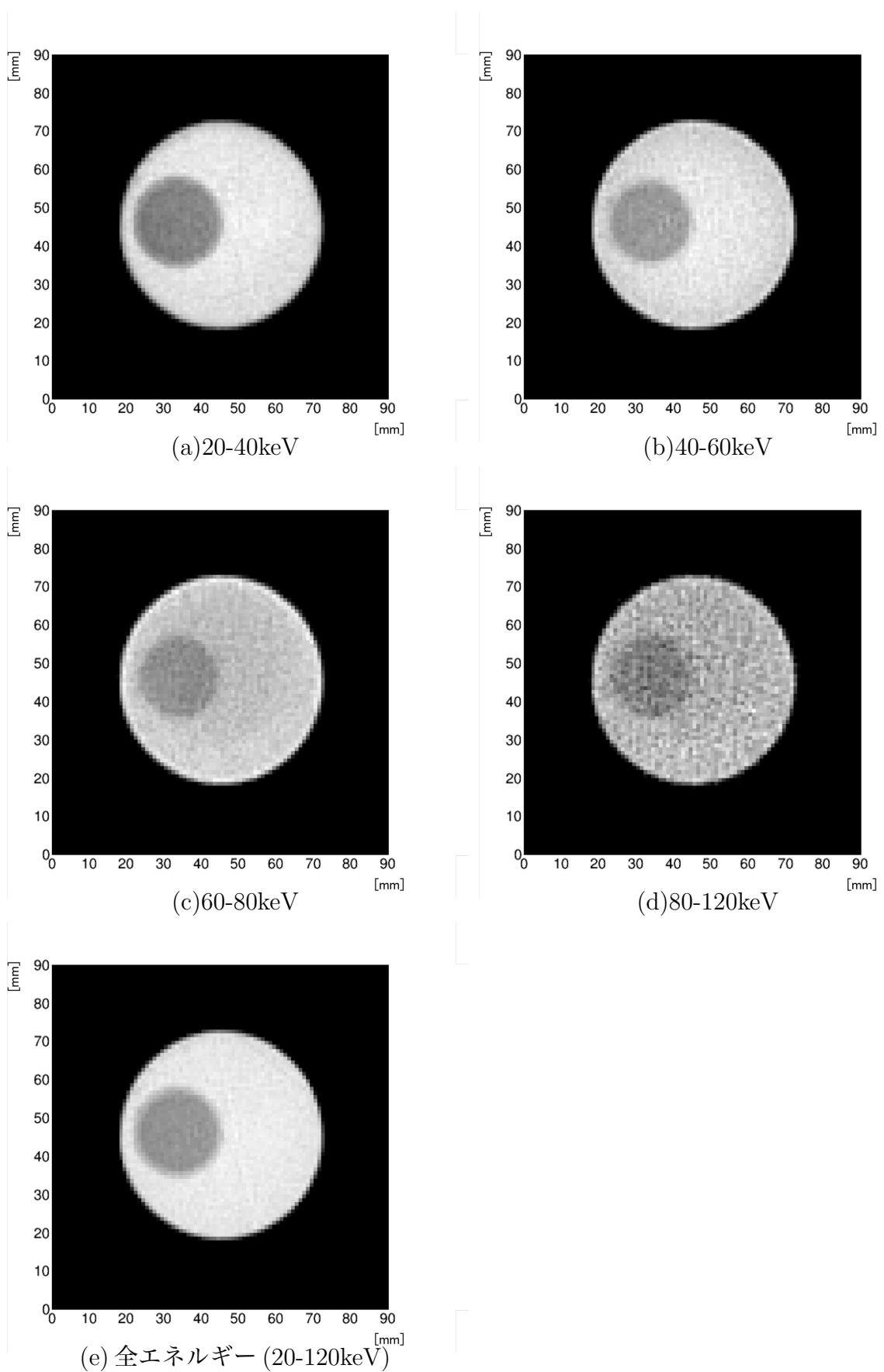


図 7.8 図 6.10 の全エネルギーと各エネルギー帯における CT 画像

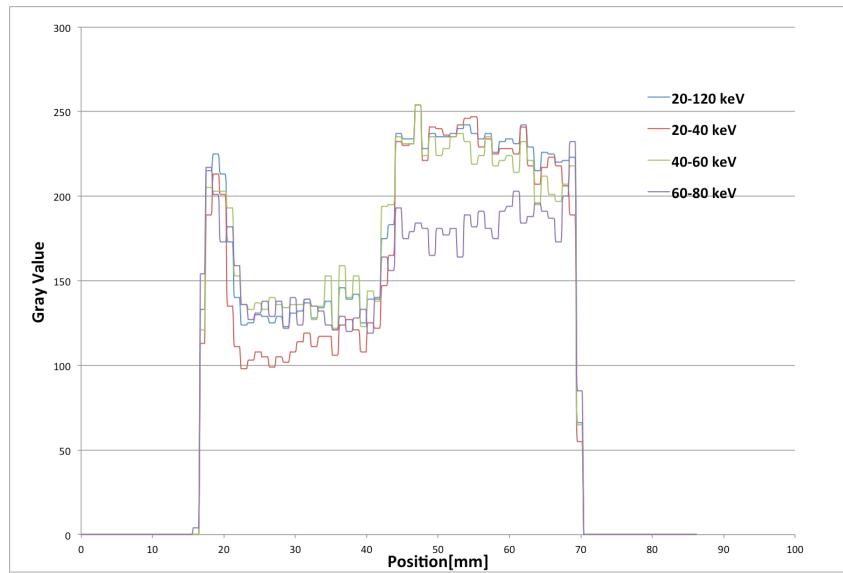


図 7.9 図 7.8 の一次元プロファイル

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 7.1 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 7.1 各エネルギー帯での CT 画像のコントラスト比と CNR

図 7.8 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 7.1 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。

7.4 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。ここではを図7.10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。

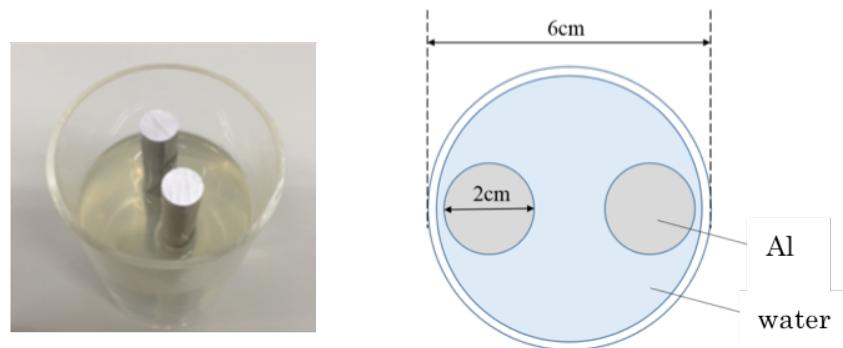
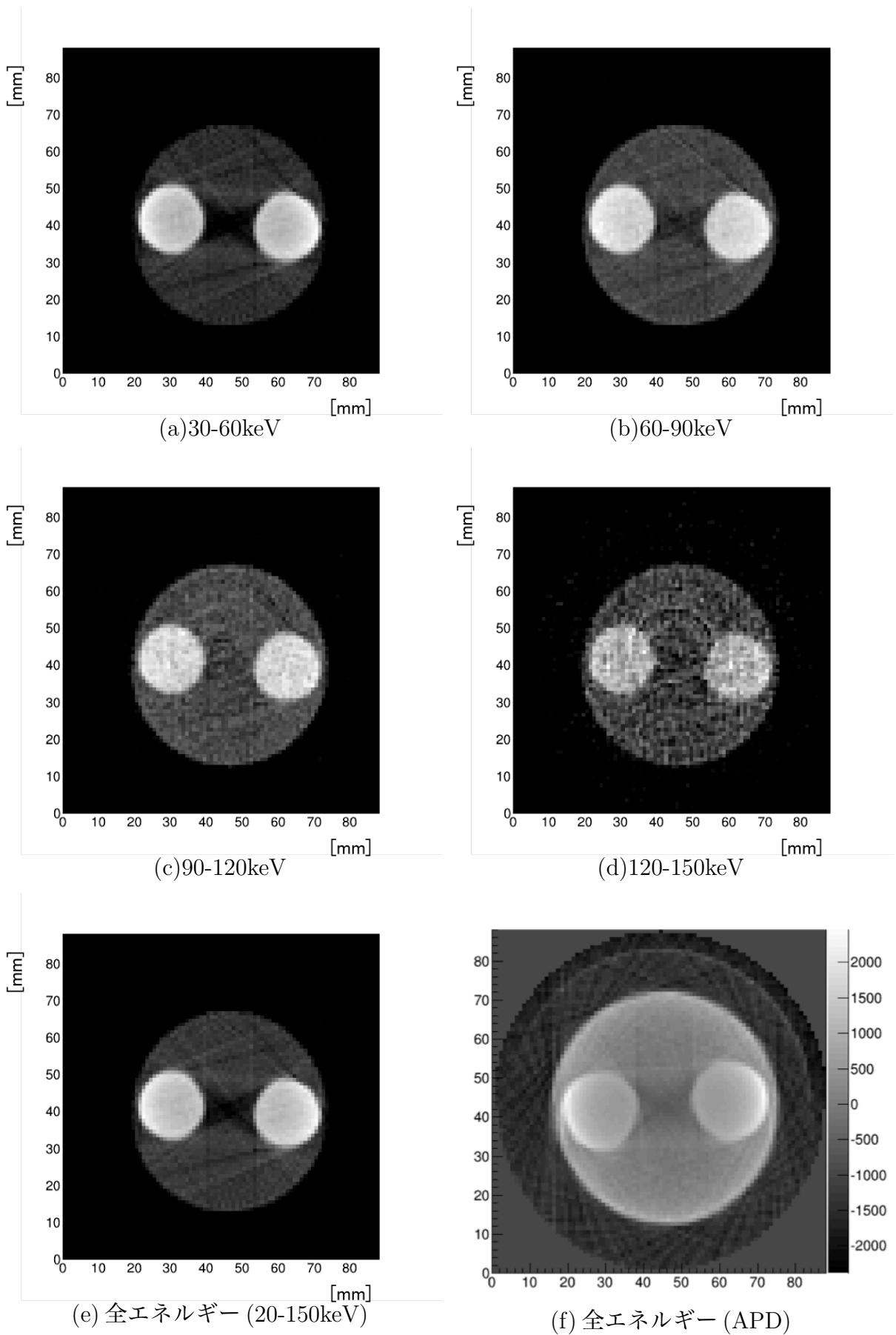


図7.10 測定ファントム

7.4.1 実験結果



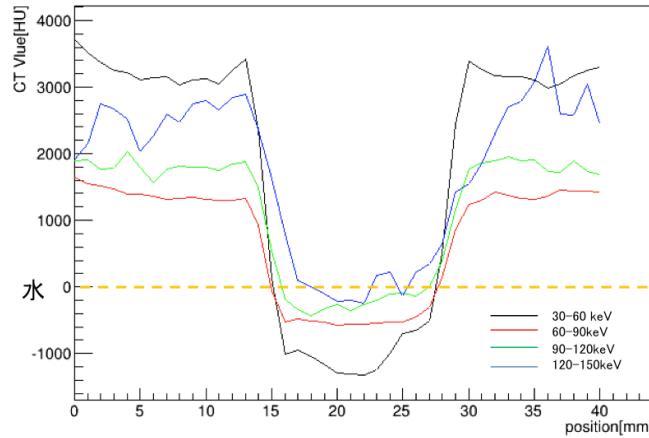


図 7.12 図 7.11 の一次元プロファイル

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 7.12 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。

7.5 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。

$$f(Z) = \frac{\mu(Z, 25\text{keV})}{\mu(Z, 45\text{keV})} \quad (7.5)$$

NIST から求めた $k(Z)$ の曲線を

$$f(Z) = \frac{p_1 + q_1 Z + r_1 Z^2}{p_2 + q_2 Z + r_2 Z^2} \quad (7.6)$$

という関数でフィットした結果を図 7.13 に示す。

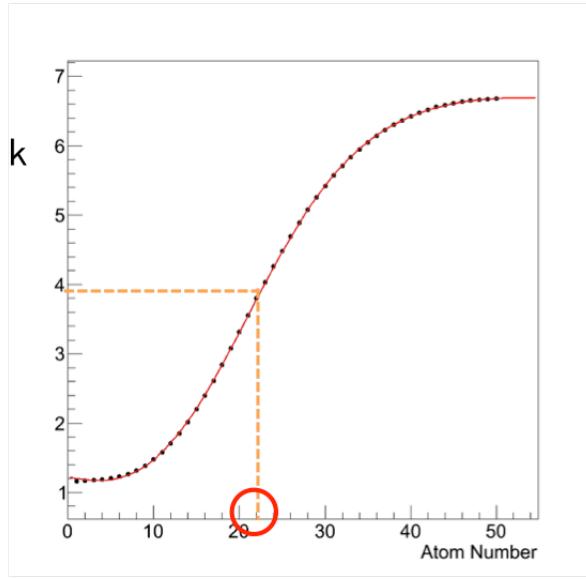


図 7.13 $f(Z)$ の原子番号依存性 (NIST より算出)

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 画像中の原素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

$$Z_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^N \sqrt[2.94]{f_i(Z_i)^{2.94}} \quad (7.7)$$

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。

7.5.1 実験結果

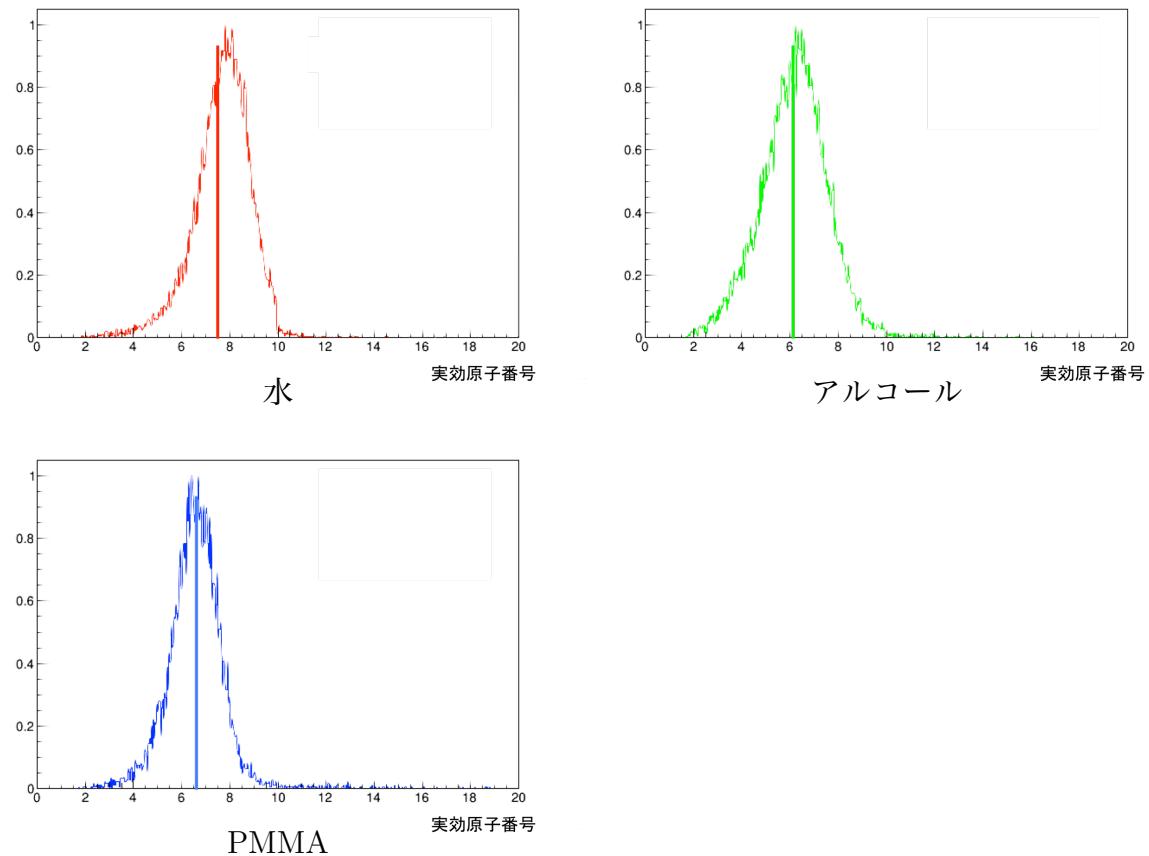


図 7.14 それぞれの CT 画像の原子番号同定結果

	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 7.2 それぞれの物質の実効原子番号と実験値

7.6 K-edge イメージング

7.6.1 ヨード造影剤の強調イメージング

近年、低被ばく化への関心に加えて、造影剤量・濃度の低減が注目されている。これは造影剤使用により一定の頻度で生じる副作用、特に造影剤使用量に依存してリスクが増

加する造影剤腎症への関心が高まっているためである。そこそく従来のエネルギー積分型の方式では実現できなかった K 吸収端イメージングが造影剤量・濃度の低減につながることが期待される。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。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 7.15 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。

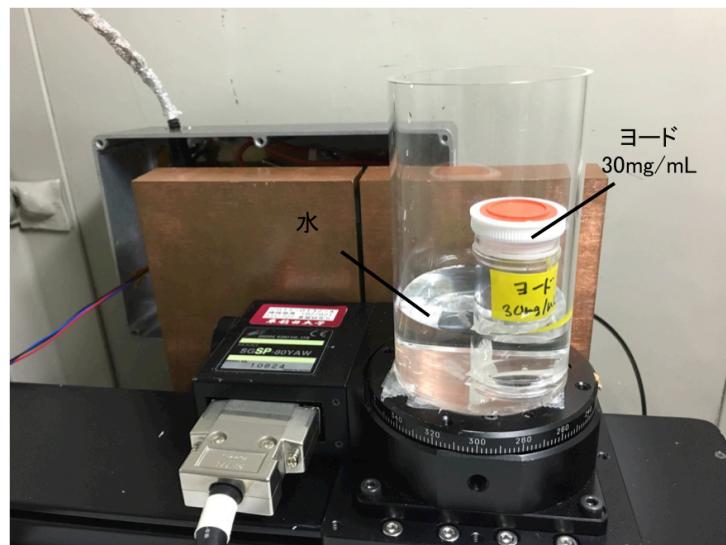


図 7.15 ヨードの K-edge イメージングに用いたファントム

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 7.16 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。

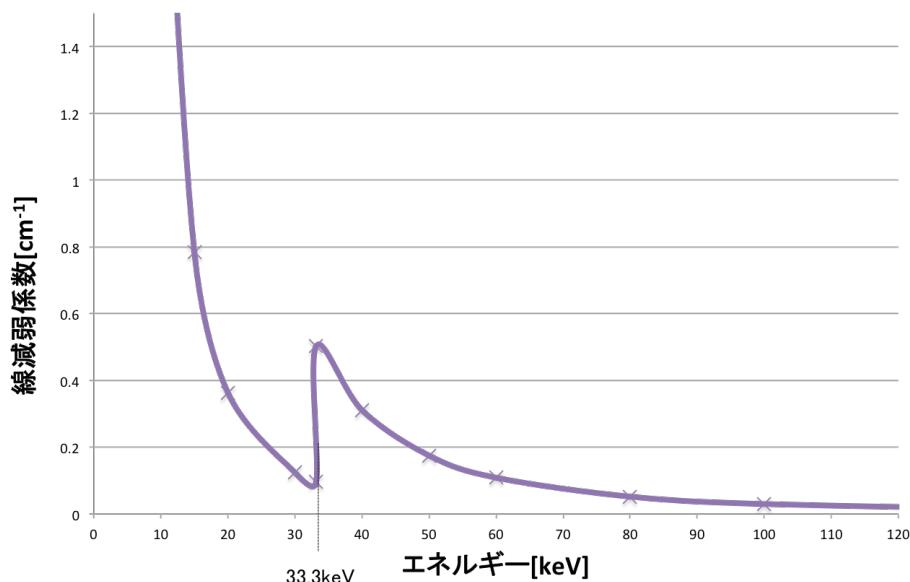


図 7.16 ヨード (30mg/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性

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 7.17(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 7.17(右) に示す。

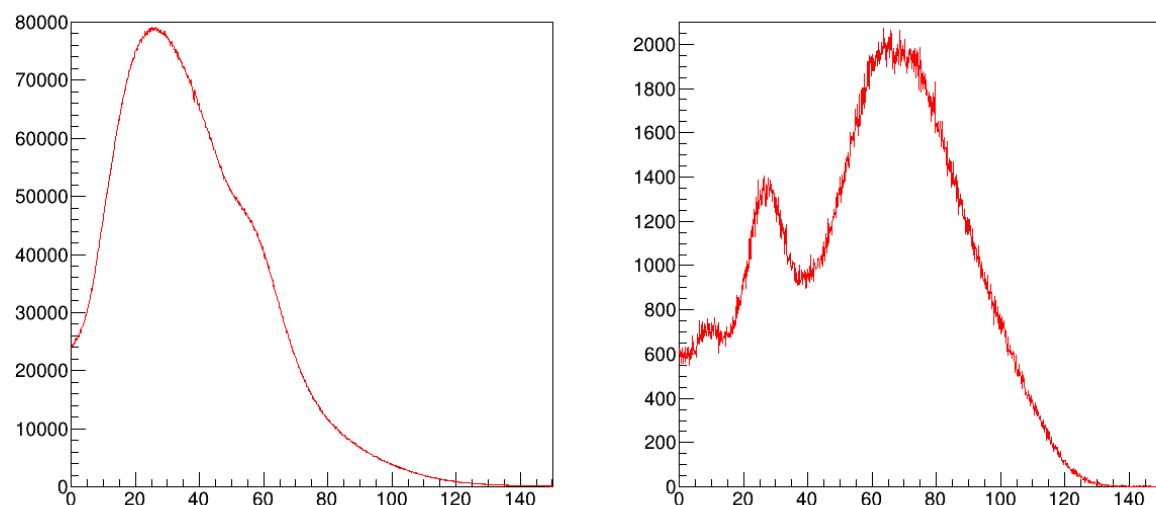


図 7.17 管電圧 120kV、管電流 0.2mA で測定した X 線全エネルギースペクトル(左)とヨード造影剤 140mg/mL を MPPC の前に置いて測定した時のスペクトル(右)

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 7.18 に示す。

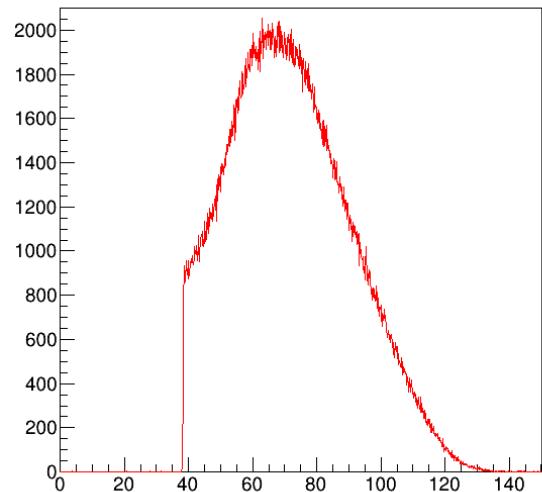


図 7.18 ヨードの K 吸収端に閾値を設けて測定した X 線スペクトル

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 7.19 に示す。

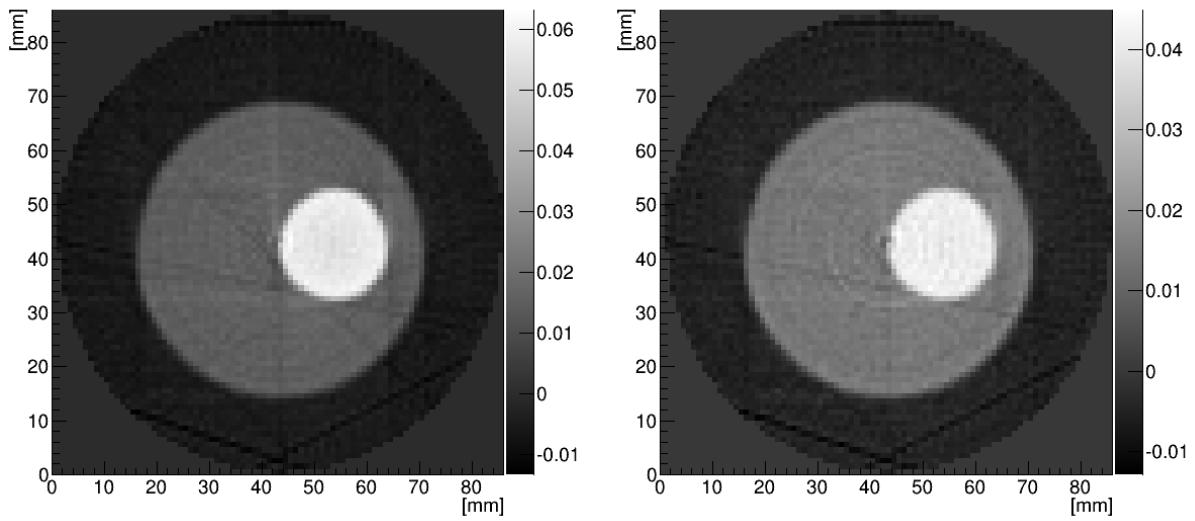


図 7.19 ヨードの K-edge の後 20keV 帯域で取得した CT 画像(左)と K-edge の前 20keV 帯域で取得した CT 画像(右)

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 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ 、

$$\mu_{\text{k-edge}}(x, y) = \mu_+(x, y) - \mu_-(x, y) \quad (7.8)$$

を求めるとき図 7.20 が得られる。

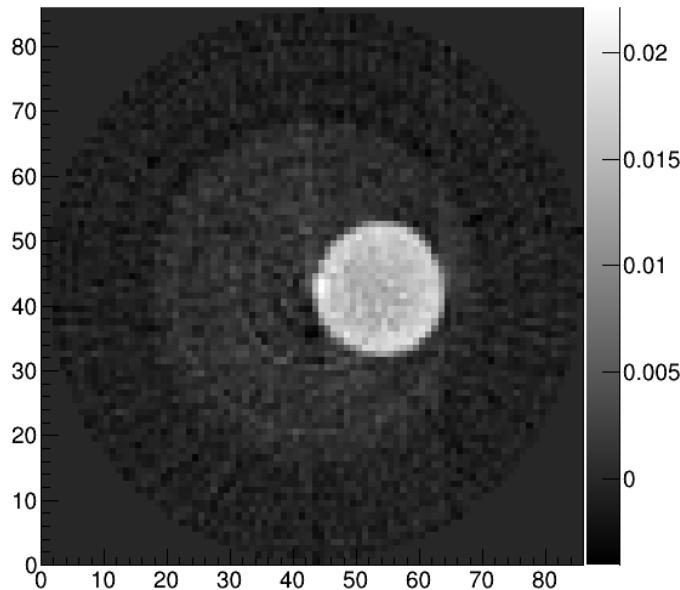


図 7.20 K-edge イメージング $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$

$\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ のヨード造影剤と水のコントラスト比を表 7.3 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 7.3 $\mu_+(x, y)$ 、 $\mu_-(x, y)$ 、 $\mu_{\text{k-edge}}(x, y)$ のコントラスト比の比較

表 7.3 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。

7.6.2 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 7.21 に示す。

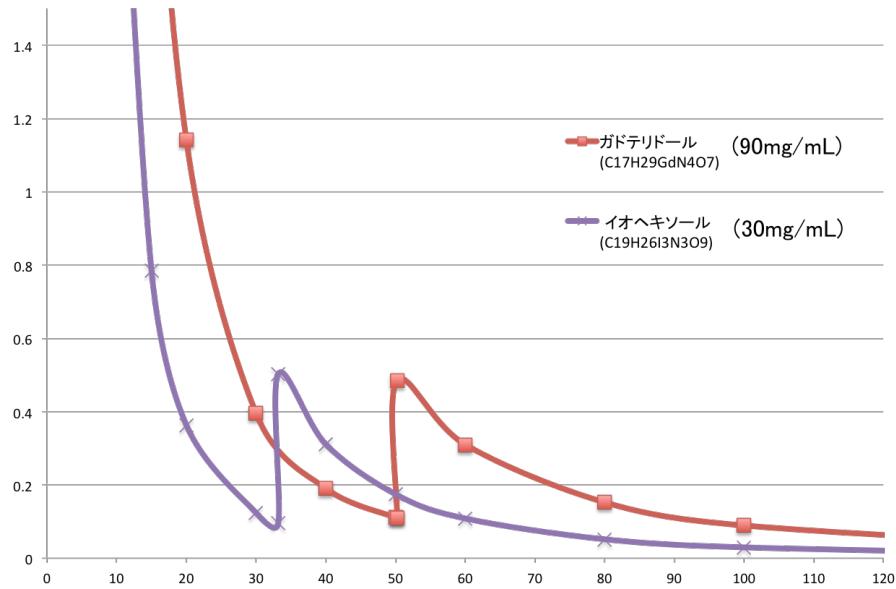


図 7.21 ヨード造影剤 (30mg/mL) とガドリニウム造影剤 (90,g/mL) の線減弱係数のエネルギー依存性

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 7.4 のように閾値を定め、図 7.22 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 7.4 各チャンネルの閾値のエネルギー

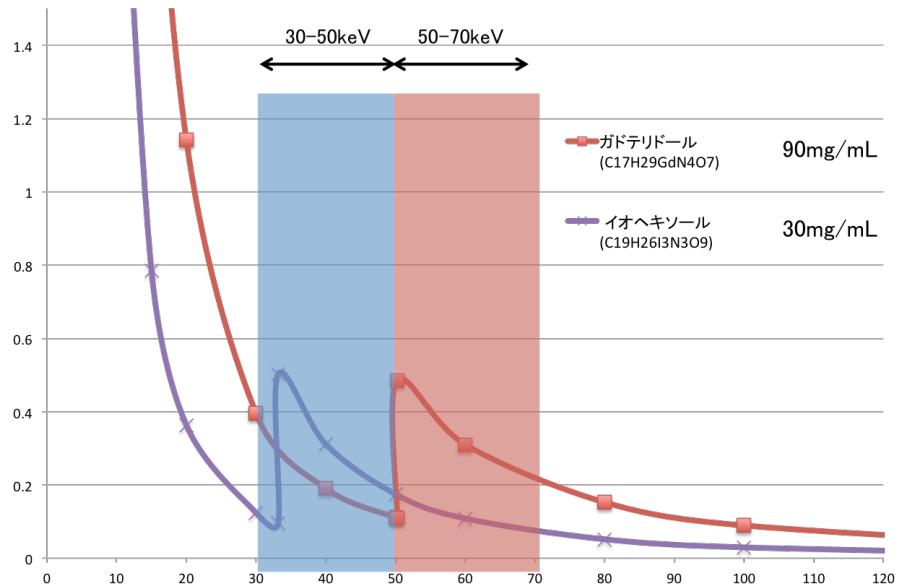


図 7.22 CT 画像を取得するエネルギー帯域

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 7.23 に 示す。

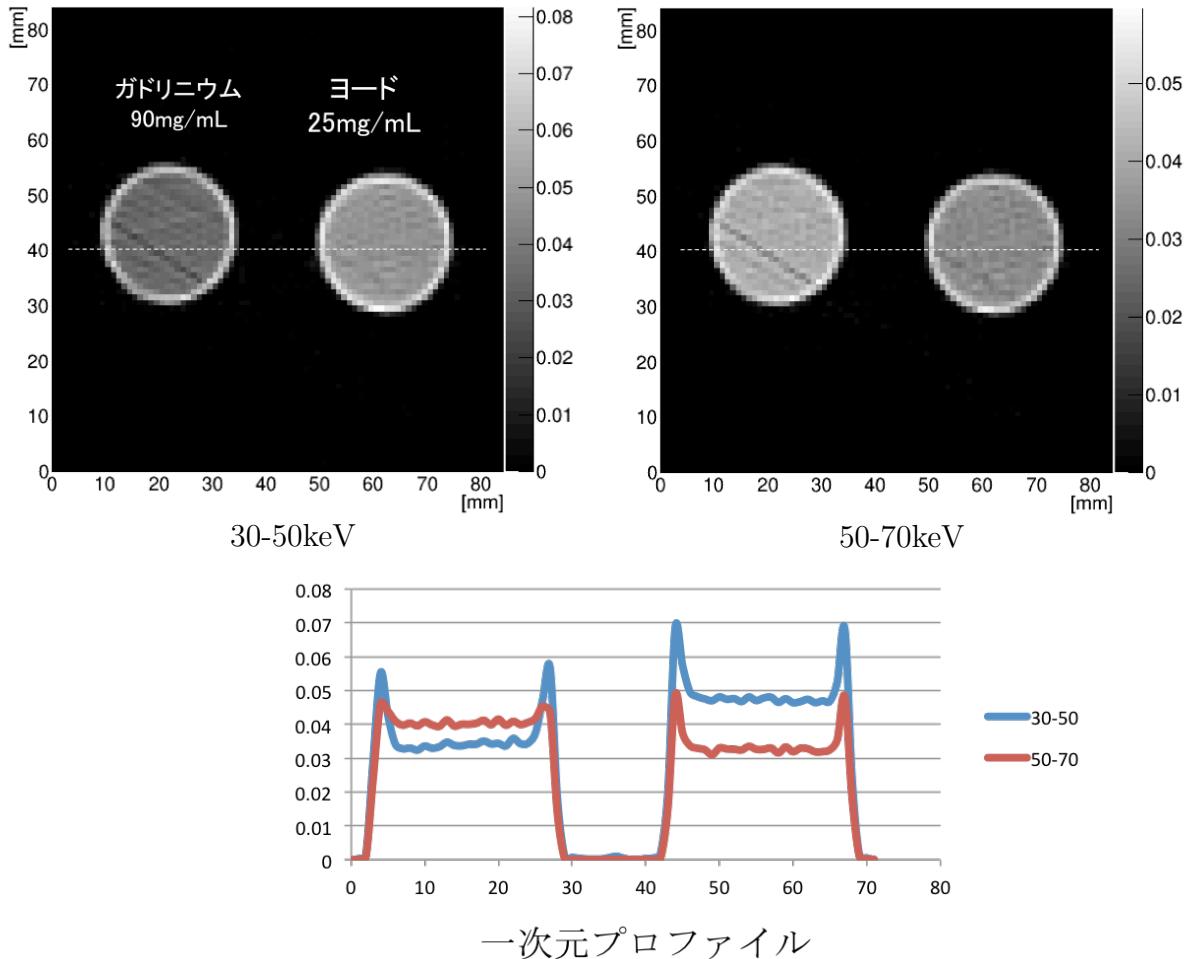


図 7.23 30-50keV と 50-70keV の二つのエネルギー帯域で取得したガドリニウム造影剤とヨード造影剤の CT 画像とその一次元プロファイル

図 7.23 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 7.21 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8章　まとめと今後の展望

8.1　まとめ

X線CTは人体を切開することなく人体内部の状態を観察することができる、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。特に日本においてはCTの普及率が諸外国に比べて圧倒的に高く、今後超高齢化社会を迎えるCTの需要はより一層拡大し、医療被ばくの問題が増々深刻化すると考えられ、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。また、CT値のみを一つのパラメーターとする「単色画像」はCT誕生当時から課題であり、それにより物質同定が困難であったり、ビームハードニングアーチファクトが生じるなど、臨床現場において画像診断に制限を与えており、この問題が解決されること画像診断の幅が大きく広がり様々な病気の早期発見つながることも期待される。

本研究では、～100万という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、従来のX線CTとの比較を行った。CTの画像評価において最も基本的かつ重要な画像ノイズ・低コントラスト分解能・空間分解能の評価を超低線量下で行った。その結果、すべての評価項目に置いて、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できた（第6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1/200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（第7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アーチファクトの低減」「物質同定」「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。

8.2　今後の展望

本研究は、もっとも単純な $1 \times 1\text{mmr}$ のMPPC単素子による検証実験を行ったが、今後はより実用的なCTシステムへの拡張を考えている。現在進めているのは16チャンネ

ルの1次元MPPCアレイを専用アナログ・デジタルLSIを用いた、「多色マルチスライスX線モジュール」の開発である。これまで単素子で撮影を行っていたため、シングルスライス撮影しかできなかつたが、この16チャンネルアレイを用いることでマルチスライスが可能となり、MPPCアレイを用いた「低被ばく」かつ「多色」という世界で類を見ないCTとなることが期待される。

また、その先の展望としてはMPPCを1次元から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X線モジュールの開発も考えている。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, 88keVの γ 線を用いた「3色イメージング」にも成功した(図8.1)。この高精細シンチレータと2次元MPPCアレイを組み合わせ、CTモジュールを作成することできらに進化した「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、今後のCT業界に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。

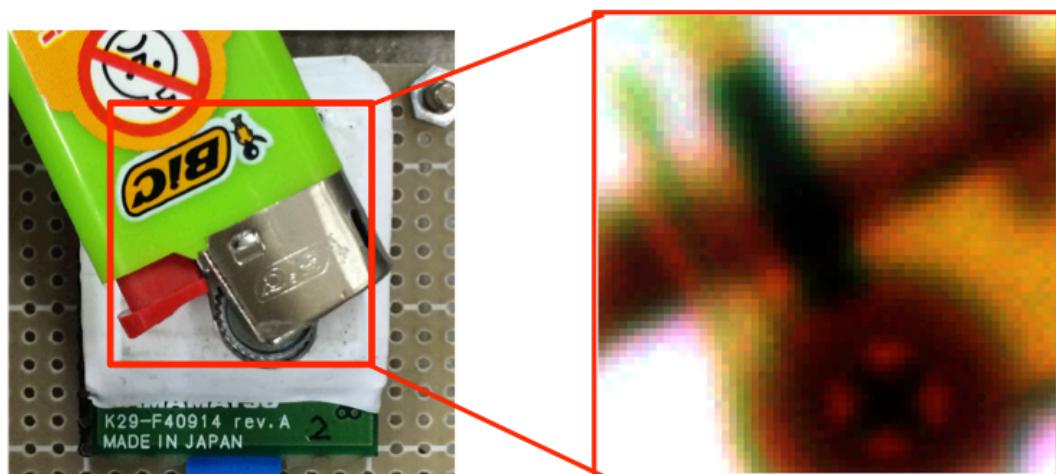
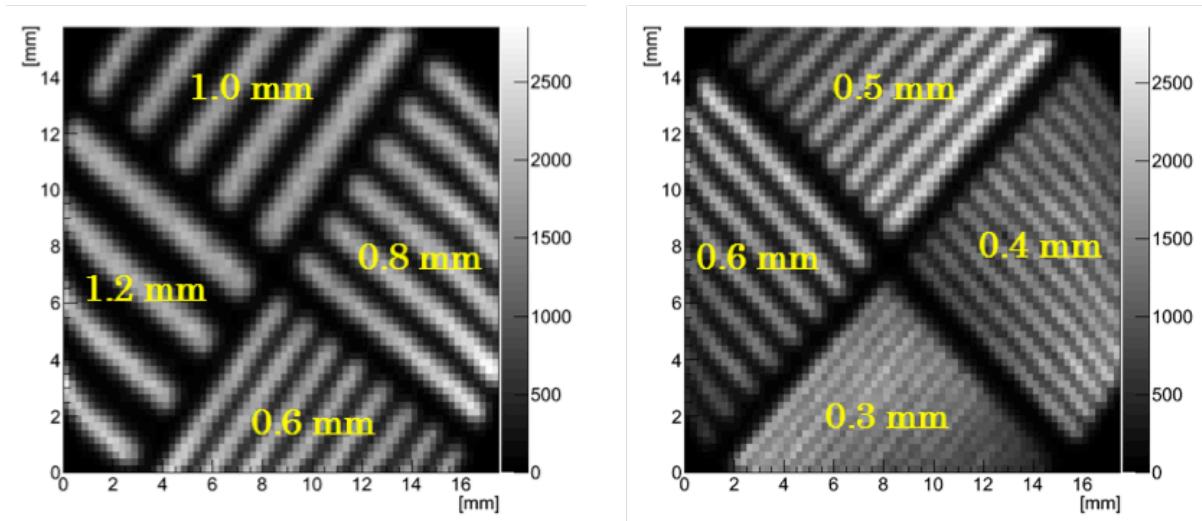
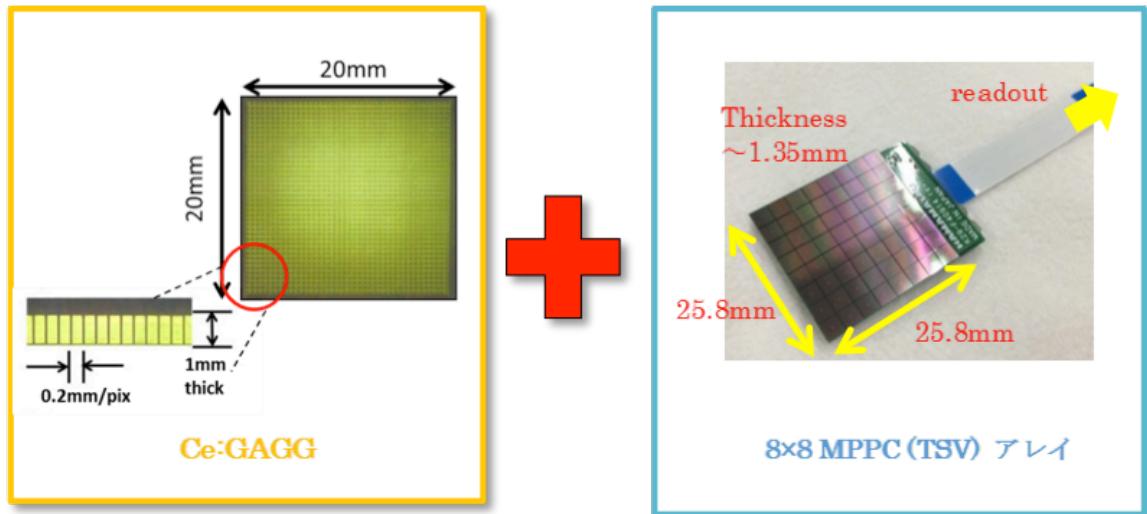


図 8.1 高精細シンチレータ (GAGG) と MPPC の外観とイメージング結果 [49]

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方のご協力をいただき誠にありがとうございました。特に指導教官である片岡先生には、大変お世話になりました。毎回の報告会での的確なアドバイスをいただき、また質問にいくと親身に遅くまで相談に乗っていただき誠にありがとうございました。また、助手の有元先生には、毎度の報告会で新しい視点からアドバイスをいただき、新たな気づきを生み、実験のヒントをたくさん与えていただきました。また、デジタル・アナログLSIの設計をしていただき、本研究の今後の飛躍の最も根幹となる部分を担っていただき誠にありがとうございました。また共同研究者の森田君には、その類い稀なる洞察力、実験センスによって数々の成果を生み出し、本研究を共にできたことに心から感謝申し上げたいと思います。その優れた人格、そして研究者としての才能は日本そして世界の宝であり、今後もその才能を発揮してますますの躍進することを期待したいです。また、日立金属株式会社の新田様にはシンチレータを無償でご提供いただき、本研究に大きな貢献をしていただけたことを感謝申し上げます。また、トーレック株式会社美濃部様にはX線ジェネレータの改良や、線量測定などにおいて大変お世話になりました。また、研究室の岸本さんには実験や考察に詰まった時にいつも親身に相談に乗っていただき、心より感謝申し上げます。また、同期にも大変助けられ、いつも私を支えていただけたことに心より感謝申し上げます。

この片岡研究室で3年間、実験で悩み考え、PDCAのサイクルをひたすら繰り返した日々の経験は今後の仕事、人生において必ず役に立つと考えております。そして何より、3年間間近で見続けた片岡先生の常に新しいものを生みだし世界にイノベーションを起こし続ける姿勢は、私の今後の人生の模範となると考えております。この片岡研究室で3年過ごせたことを大変嬉しく思い、最後に改めて本論の執筆にあたりお世話になった皆様に感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 飯沼 武他, X線イメージング, コロナ社, 2001
- [2] 藤田 晃年 他, 画像診断装置の発展を支える FPD と X 線管, 東芝レビュー Vol.66 No.7(2011)
- [3] S.Yamamoto et al., "Development of a compact and high spatial resolution gamma camera system using LaBr₃(Ce)", Nucl. Instr. and Meth. A 622(2010)261-269
- [4] S.Yamamoto et al., "Development of a high-resolution Si-PM-based gammacamera system", Phys. Med. Biol. 56(2011) 7555-7567
- [5] S.Yamamoto et al., "Development of a pixelated GSO gamma camera system with tungsten parallel hole collimator for single photon imaging.", Phys.Med.39(2), 581-588, (2012)
- [6] 渡辺 伸, 修士論文 テルル化カドミウム (CdTe) 半導体を用いた硬X線・ガンマ線撮像用ピクセル検出器の開発, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻宇宙科学研究所高橋研究室 (2001)
- [7] 大野 良一, CdTe 系放射線検出器の開発動向, 放射線 vol.30 No.1 (2004) 1-11
- [8] M.Tamaki et al., "Development of 4-sides buttable CdTe-ASIC hybrid module for X-ray Flat Panel Detector", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol.56, no.4(2009)1791-1794
- [9] R. Bellazzini., "Chromatic X-Ray imaging with a fine pitch CdTe sensor coupled to a large area photon counting pixel ASIC", IOP(2013)
- [10] 木村 和彦他, 量子計数型 X 線撮影法の胸部疾患の画像診断における有用性の検討, 日本医学放射線学会雑誌. 57(12)(1997)791-800
- [11] 日本アイソotope協会, アイソotope手帳, 丸善株式会社, 1990
- [12] 西臺 武弘, 放射線医学物理学, 文光堂, 2005
- [13] XCOM:Photon Cross Sections Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [14] 大塚 徳勝他, Q&A 放射線物理, 共立出版株式会社, 2007
- [15] 浜松ホトニクス, PMT ハンドブック, 第 7 章シンチレーション計数法, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aJ-Chapter7.pdf

- [16] 浜松ホトニクス, PMT ハンドブック, 第 5 章光電子増倍管の使い方および接続回路, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aJ-Chapter5.pdf
- [17] 浜松ホトニクス, 光半導体素子ハンドブック, 第2章フォトダイオード, http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/02_handbook.pdf
- [18] グレン F. ノル, 放射線計測ハンドブック (第3版), 日刊工業新聞社, 2001
- [19] 早稲田大学片岡研究室 <http://www.spxg-lab.phys.waseda.ac.jp/apd.html>
- [20] 浜松ホトニクスカタログ, MPPCMPPC /セレクションガイド, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0002j.pdf
- [21] 片岡 淳, 大面積 MPPC array を用いた放射線検出器の最前線, Ionizing radiation 39(3), 117-126, 2014-01
- [22] 松本 智, 半導体デバイスの基礎, 培風館, 1976
- [23] E.Sakai, "Present status of room temperature semiconductor detectors", Nucl. Instr. and Meth. A 196(1982)121-130
- [24] D.S.McGregor et al., "Room-temperature compound semiconductor radiation detectors", Nucl. Instr. and Meth. A 395(1997)101-124
- [25] 東芝メディカルシステムズ株式会社, <http://www.nishioka-hp.com/ct.html.html>
- [26] Carel W.E. van Eijk, "Inorganic-scintillator development", Nucl. Instr. and Meth. A 460(2001)1-14
- [27] 日立金属株式会社, http://www.hitachi-metals.co.jp/products/elec/nd/p05_14.html
- [28] 松本義一, 医用機器に用いられるシンチレータの最近の動向, Medical Imaging Technology Vol.1 No.2(1983)83-87
- [29] K.Kamada et al., "2 inch diameter single crystal growth and scintillation properties of Ce:Gd₃Al₂Ga₃O₁₂", Journal of Crystal Growth 352 (2012) 88-90
- [30] 上野 恵子 他, スペクトラル CT 基本原理と臨床応用, 秀潤社, 2013
- [31] GE ヘスケア・ジャパン株式会社, <http://www.innervision.co.jp/suite/ge/technote/100706/>
- [32] シーメンス・ジャパン株式会社, <http://www.innervision.co.jp/suite/siemens/supplement/0911/s201/>

- [33] 株式会社フィリップスエレクトロニクスジャパン, <http://www.innervision.co.jp/suite/philips/technote/100710/>
- [34] K.Ogawa et al., "Development of an energy-binned photon-counting detector for X-ray and gamma-ray imaging", Nucl. Instr. and Meth. A 664(2012)29-37.
- [35] K.Ogawa et al., "Identification of a Material with a Photon Counting X-Ray CT System", IEEE Trans Nucl Sci. (2010) 2582-2586
- [36] K.Kowase et al., "Photon Counting X-ray CT System with a Semiconductor Detector", IEEE Trans Nucl Sci. Conference Record (2006) 3119-3123
- [37] Adam M. Alessioa et al., "Quantitative material characterization from multi-energy photon counting CT", Med. Phys. 40 (3) 031108-1-8(2013)
- [38] Jan S. Iwanczyk et al., "Photon Counting Energy Dispersive Detector Arrays for X-ray Imaging", IEEE Trans Nucl Sci. 56(3):535-542(2009)
- [39] 森田 幹, 空港手荷物 X 線検査装置, lIC REVIEW No.36(2006)59-62
- [40] 松田 淳, 手荷物エックス線検査装置, Isotope News No.707(2013)49-53
- [41] Costel Rizescu et al., "Determination of local density and effective atomic number by the dual-energy computerized tomography method with the 192Ir radioisotope", Nucl. Instr. and Meth. A 465 (2001) 584-599
- [42] 尾川 浩一, (解説) フォトンカウンティングCT, Jpn.J.Med.Phys.Vol.33 No.3:205-222(2013)
- [43] M. Grodzicka et al., "Characterization of TSV MPPC Arrays (4x4 ch and 8x8 ch) in Scintillation Spectrometry", IEEE Trans Nucl Sci. 2014
- [44] K. Yamamoto et al., "Assembly technology of 4-side buttable MPPC", Nucl. Instr. and Meth. A 732(2013)547-550
- [45] T.Fujita et al., "Two-dimensional diced scintillator array for innovative, fine-resolution gamma camera", Nucl. Instr. and Meth. A 765 (2014) 262-268
- [46] 大島翼, 早稲田大学理工学術院物理学及応用物理学専攻, 片岡研究室, 2015年卒業論文
- [47] 加藤卓也, 早稲田大学理工学術院物理学及応用物理学専攻, 片岡研究室, 2013年修士論文
- [48] 森田隼人, 早稲田大学理工学術院物理学及応用物理学専攻, 片岡研究室, 2016年卒業論文

- [49] T.Oshima et al., "Development of a high-precision color gamma-ray image sensor based on TSV-MPPC and diced scintillator arrays", Nucl. Instr. and Meth. A 803(2015)8-14