

放射線治療の高精度化に向けたX線ビームの強度分布特性の実験的研究

穴井, 重男

<https://doi.org/10.15017/1441222>

出版情報：九州大学, 2013, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：全文ファイル公表済

放射線治療の高精度化に向けた X 線ビームの
強度分布特性の実験的研究

穴 井 重 男

平成 26 年 2 月

目 次

第1章	序 論	1
1.1	がん治療の現状	1
1.2	体幹部定位放射線治療	2
1.3	高精度化に向けた放射線治療における現状と問題点	2
1.4	放射線治療用直線加速器の焦点計測法の必要性	3
1.5	先行研究における強度分布計測の問題点	4
1.6	本論文の目的と構成	6
第2章	加速器からの X 線の発生機構と吸収線量	8
2.1	加速器からの X 線の発生機構	8
2.1.1	加速器の構造	8
2.2	加速器の X 線計測	10
2.2.1	加速器の焦点計測	10
2.2.2	加速器の焦点外放射線の計測	11
2.2.3	焦点計測に用いるスリットの最適化	12
2.2.4	焦点と鉛エッジより作られる半影の関係	15
2.3	物質中の高エネルギー X 線照射による強度分布	15
2.3.1	高エネルギー X 線照射によってできる LSF と ESF の関係	17
2.3.2	高エネルギー X 線照射による物質中の強度分布の近似と解析	17
2.3.3	荷電粒子平衡	18
2.3.4	非荷電粒子平衡	18
2.3.5	物理量と吸収線量	19
2.3.6	放射線検出器	20

2.3.6.1	半導体検出器	20
2.3.6.2	電離箱測定	20
2.3.6.3	高エネルギーX線用フィルム	21
第3章 医療用直線加速器の焦点と焦点外放射線の推定		22
3.1	緒言	22
3.2	測定方法	23
3.2.1	全焦点プロファイル測定に影響を及ぼす基礎的検討	24
3.2.1.1	スリット材のX線透過率の測定	25
3.2.1.2	照射野依存性	25
3.2.1.3	スリット幅の変化による全焦点のLSF測定	25
3.2.2	全焦点LSF測定(スリット幅0.1mmと0.4mm)	26
3.2.3	Gaussian関数を用いた焦点のLSFのモデル化の提案手法	27
3.2.4	PearsonVII+Double-Lorenz関数を用いた焦点のLSF のモデル化の提案手法	28
3.3	測定結果	29
3.3.1	全焦点のLSFの基礎的検討	29
3.3.1.1	スリットのX線透過率の測定	29
3.3.1.2	照射野依存性	31
3.3.1.3	スリット幅の依存性	32
3.3.1.4	全焦点LSF測定	37
3.4	考察	44
3.5	まとめ	51

第4章	高エネルギーX線における鉛エッジの拡大率が線量強度 分布に及ぼす影響	52
4.1	緒言	52
4.2	方法	53
4.2.1	線量強度分布像のESFに対する近似提案手法	53
4.2.2	鉛エッジ法の測定方法	54
4.2.2.1	フィルムの分解能がESFに及ぼす影響	56
4.2.2.2	鉛エッジのアライメント誤差の依存性	56
4.2.2.3	鉛エッジの設置位置の依存性	56
4.2.2.4	ESFのMTF解析	57
4.3	結果	57
4.3.1	線量強度分布像のESFに対する近似提案手法	57
4.3.2	フィルムの分解能がESFに及ぼす影響	58
4.3.3	鉛エッジのアライメント誤差の依存性	61
4.3.4	鉛エッジの設置位置の依存性	65
4.3.5	拡大法と密着法のMTF比較	66
4.4	考察	67
4.5	まとめ	71
第5章	医療用直線加速器の焦点像・コリメータ設置位置・線量 強度分布像の関係	72
5.1	緒言	72
5.2	方法	73
5.2.1	フィルムを用いたOCR測定	73
5.2.2	照射野辺縁のTG近似の提案手法	74

5.3	結 果	76
5.3.1	フィルムを用いた OCR 測定	76
5.3.2	照射野辺縁の TG 近似の提案手法	83
5.4	考 察	85
5.5	まとめ	88
第6章	本研究の結論と今後の課題	89
6.1	本研究の結論	89
6.2	今後の課題	90
	謝 辞	91
	参考文献	92
	付 録	90

略語対応表

AAPM	American association of physicist in medicine
CCC	Collapsed cone convolution
CPE	Charged particle equilibrium
CRT	Conformal radiotherapy
ESF	Edge spread function
FFF	Flattening filter free
FWHM	Full width at half maximum
Hi-PFD	High energy photon field detector

IGRT	Image guided radiation therapy
IMRT	Intensity modulated radiation therapy
KERMA	Kinetic energy released per unit mass
Linac	Linear accelerator
LSF	Line spread function
MC	Monte Carlo
MLC	Multi leaf collimator
MSM	Multiple source model
MTF	Modulation transfer function
NCPE	Non charged particle equilibrium
OPF	Output factor
PET	Positron emission tomography
PFD	Photon field detector
RTOG	Radiation therapy oncology group
RTPS	Radiotherapy planning system
SAD	Source axis distance
SBRT	Stereotactic body radiation therapy
SRT	Stereotactic radiotherapy
TERMA	Total energy released per unit mass
TG model	Triple-Gaussian model

第1章 序論

1.1 がん治療の現状

日本国内におけるがん発生率および死亡率の増加は、社会的に大きな問題である。2011年の厚生労働省の人口動態統計によると約35.7万人ががんで死亡したと報告されている。がん患者の現状は、国民の2人に1人が罹患し、3人に1人が死亡しているだけでなく、がん罹患率が高齢化とともに年々に増加していることが指摘されている。その中でも肺がんは、その罹患率が高いだけでなく現在でも増加傾向であり、年間発症者は男性では約5万人、女性でも約2万人と報告されている。また、若年者や女性の喫煙傾向により、その傾向は続くとの予測もある¹⁾。したがって、がん死亡率の増加傾向に歯止めをかける上でも、がん治療法の確立が急務である。

わが国のがん治療法は、「外科手術」・「化学療法」・「放射線療法」を3本柱として単独あるいは集学的見地からの併用が行われる。近年多くのがん疾患で放射線治療は外科手術と同等の治療成績が報告されるようになってきた。その結果、放射線治療は、体を切らずに、治療費が安価な、患者に優しい治療法として注目されている。放射線治療の目的は、腫瘍に線量を集中させ、周囲の正常組織への線量をできる限り抑えることで、正常組織障害を可能な限り低減し、がんを根治または症状を緩和することである。このために、様々な高精度放射線治療の手法が開発されてきた²⁾。

近年のCT(Computed Tomography)装置やPET(Positron Emission Tomography)装置の開発により、がんの早期発見が可能となった。がんなど疾患は早期であるほど治癒率は高くなる傾向にある³⁾。医療用電子直線加速器(加速器)を用いた非侵襲的な早期がん治療では、小さな病変に対して正確に照射することで治療成績の向上が期待できる。特に、最新の放射線治療装置は、多方向からの照射による空間的線量分布の改善により、腫瘍に局限したX線照射が可能である。そこで、高精度放射線治療の一つである、がん病巣に対し多方向から放射線を集中させ、大線量を投与する体幹部放射線治療が開発された。しかし、小さな腫瘍を高精度で放射線治療するためには腫瘍の位置と線量の空間分布の

精度が治療成績を向上させる要因となる。IGRT (Image Guided Radiation Therapy) などの技術を用いて腫瘍の位置精度は改善されたが、線量の空間分布に関しては加速器・治療計画装置・計測器など線量分布に関する不確定要素が多く、その検証方法の開発が不十分である。

1.2 体幹部定位放射線治療

体幹部定位放射線治療(Stereotactic Body Radiation Therapy : SBRT)⁴⁾は、 γ ナイフ⁵⁾による頭蓋内腫瘍に対する約30年以上の臨床経験をもとに、1990年代に体幹部腫瘍に応用され始めた。SBRTは主に肺がんと肝臓がんに対して応用され、めざましい治療成績を残しており、増加の一途をたどっている⁶⁻⁸⁾。また、高齢者の増加は全身状態不良のために手術あるいは強力な化学療法の適応外になる症例が増加するためにSBRTへの期待が大きい。

しかし、SBRTのように大線量を腫瘍部位に限局して短期間に照射するために、治療効果は絶大である反面、間違った方法によって正常組織に甚大な障害を残す可能性が指摘されている。まだ臨床経験が浅い肺のSBRTは、肺の不均質補正という難題があり現在でも試行錯誤が繰り返されている。肺の不均質補正とは、人体の肺野密度が水に比べて小さいために肺腫瘍への線量を補うことである。特に、診断機器の性能向上により肺腫瘍の直径2cm ϕ 以下の症例が見込まれる定位放射線治療では、吸収線量分布に関する知見が十分でないことからより詳細な研究が望まれている。

1.3 高精度化に向けた放射線治療における現状と問題点

水吸収線量におけるモデルベースの計算アルゴリズム開発は30年以上行われ、水中における線量計算の不確かさは1.0%程度まで改善されてきた。1980年代に治療計画に用いられる商用線量計算アルゴリズムの開発から、CT画像を治療計画への応用がはじまり、3次元的な線量分布の線量計算精度を向上させてきた⁹⁻¹²⁾。1984年AAPM¹³⁾では外

部 X 線照射における胸部の不均質物質を除く吸収線量の全不確さは 4.3 %とした。また、2004 年 AAPM¹⁴⁾では線量校正などを含めた水吸収線量の全不確さは 1.0~6.6 %とした。その中で肺の不均質部の線量計算アルゴリズムの不確さは 1.0~5.0 % と不確さの大部分を占めた。この線量計算アルゴリズムの問題は、肺ファントムにおける線量計算値と実測線量値の差が大きくなることである^{16,17)}。これに対し、MC 計算精度がコンピュータ演算速度により向上し、水深 10cm において電離箱実測値と MC 計算値の誤差は±1.0 %程度と報告されている¹⁵⁾。しかし、高エネルギー光子の挙動を模擬する MC 計算においても、焦点の強度分布の情報を正確に入力できないために辺縁線量が一致しない問題がある^{15,16)}。この問題は焦点計測法が確立されていないことに加え、MC 計算における一般的な焦点強度分布は Gaussian 分布のみで十分と考えられた背景がある^{15,17-23)}。もし、高精度放射線治療を目的とした焦点強度分布が測定できれば、この実測値を MC 計算に用いることが可能となり、肺定位放射線治療の計算精度の向上に繋がることを期待できる。

1.4 放射線治療用直線加速器の焦点計測法の必要性

加速器の焦点像は、加速した電子ビームが高原子番号の金属ターゲットに衝突したときに放出される制動放射 X 線像である。しかし、焦点以外からの治療 X 線の寄与となる焦点外放射線(例:構造物からの X 線散乱)が存在する場合、治療照射野の辺縁がぼけるため、正常組織の線量が増加する可能性がある。また、高エネルギー X 線の焦点計測法には、スリット幅、スリット材質の X 線透過率、X 線検出器が様々であり標準的な計測法がなく、焦点および焦点外放射線の計測法の確立までは至っていない¹⁹⁻²⁴⁾。

近年、複数の研究者から小照射野になるほど焦点外放射線の強度が焦点の強度に対して相対的に増加することが報告された³²⁾。また、焦点外放射線はそれ自体が新たな線源として考えられることから治療計算アルゴリズムに含めることが提案された³⁶⁾。しかし、焦点と焦点外の強度分布の強度割合がスリット幅などの計測条件によって変化する問題があった。本研究では従来から用いられているスリットスキャン法の改善を図り、焦点

の計測法を開発することが高精度化する放射線治療に必要であると考えた。

1.5 先行研究における線量強度分布計測の問題点

過去、線量分布を半定量的に解析する手段が多く開発され、その研究手法も多様であった。線量分布の近似精度を向上させて Point spread function を求める研究^{10,11)}、実測した線量分布をモデル化して線量計算アルゴリズムの開発する研究²⁷⁻³¹⁾、検出器の体積効果を求めるために検出器の Kernel をモデル化する研究が行われた³⁷⁾。これらの研究は線量分布を構成する要因の解析には不可欠である。近年、より小さい腫瘍輪郭へ高精度に照射するためには、小照射野となることで焦点像の大きさが相対的に無視できなくなる問題が出てきた³²⁾。また、現状の放射線計画装置の線量分布計算アルゴリズムには、焦点外放射線が全く加味されていないことから誤差の原因となっている可能性がある²⁵⁻³¹⁾。

われわれの提案は、焦点像と線量強度分布像との関係について検討するために、焦点像の LSF および線量強度分布像の LSF がそれぞれに対して Triple-Gaussian 関数²⁹⁻³¹⁾を用いて近似する方法を提案し、焦点像と線量強度分布像との相関性を見出すことである (Fig.1.1)。一般的に臨床における定位放射線治療では吸収線量分布という表現が用いられるが、本研究では加速器の焦点から単位立体角に放出される X 線ビームエネルギーに重点を置いているため「体内の吸収線量分布」と区別するために「線量強度分布」という用語で統一した。この高エネルギー X 線ビームの線量強度分布特性を明らかにすることにより、SBRT の線量精度向上につながると考えた。

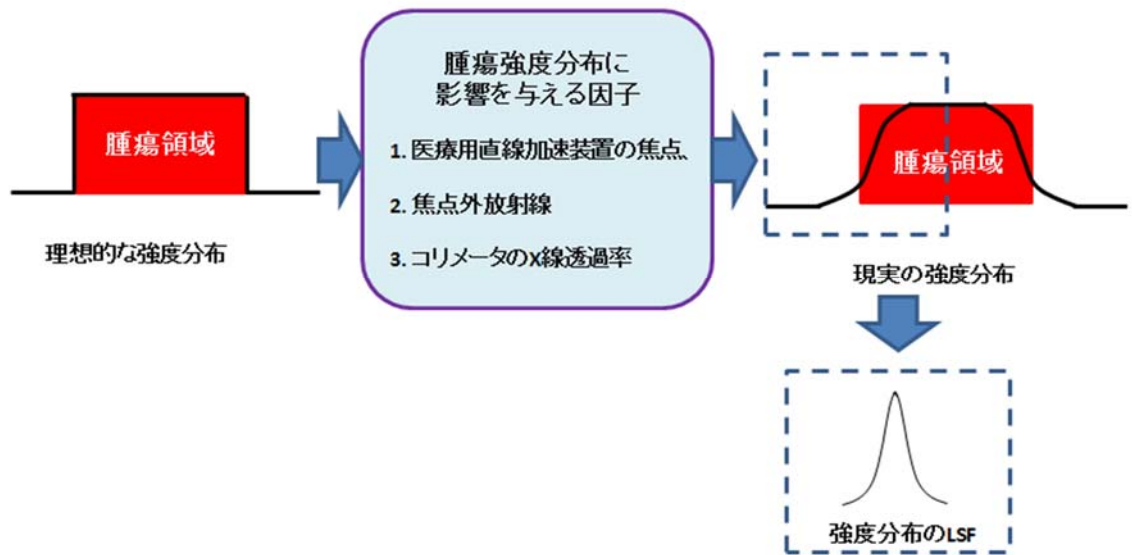


Fig.1.1. 線量強度分布に影響を与える因子の解析

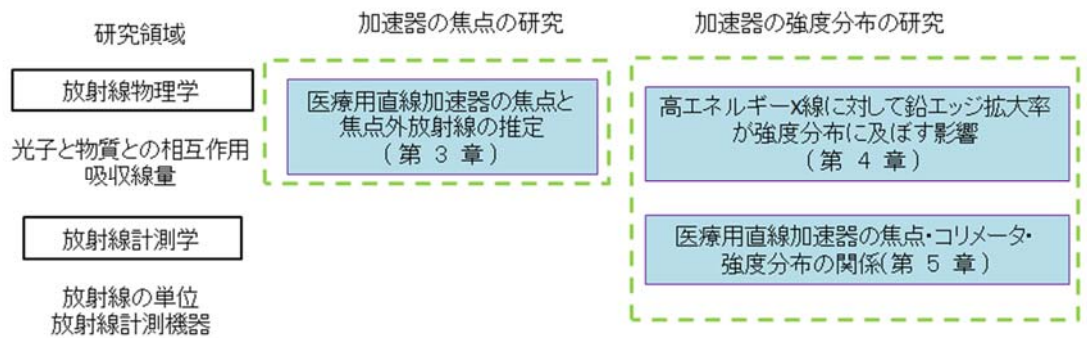


Fig.1.2. 放射線治療の高精度化に向けた研究のブロックダイアグラム

1.6 本論文の目的と構成

前の節で述べたように、コンピュータ制御技術の発達とハードウェアの改良により肺腫瘍領域に集中し大線量の X 線を照射する高精度の定位放射線治療が行えるようになり、優れた治療成績があげられている。今後この治療法をより小さな腫瘍の治療に適用するために X 線ビーム源となる焦点像の研究が強く望まれている。定位放射線治療に用いられる X 線ビームは、加速した電子ビームをターゲットに衝突させて発生させた X 線をマルチリーフコリメータによって肺腫瘍輪郭に一致させるように整形して照射する。現状、電子ビーム像と X 線ビーム整形に単純な仮定を置いた理想的な焦点 X 線のみでビームが構成されるとして治療計画が立てられているが、小さい腫瘍を対象とする場合、焦点 X 線の実際の強度分布に関し、より詳細な情報が要求される。さらに、より小さい腫瘍の治療においては X 線の散乱等により焦点以外から発生したように見える焦点外 X 線、あるいはコリメータにおける X 線の透過に起因する透過 X 線等が正常組織に無視できない影響を与える危険性が高まるとの指摘もある。しかし、治療に使用される X 線ビームについて個々の治療装置ごとの線量強度分布特性は与えられておらず、またその測定法も確立していない。従って、より小さな肺腫瘍への定位放射線治療の安全性を向上するには、X 線ビームの線量強度分布の測定手法を確立し、X 線ビームの特性を詳細に知ることが強く望まれる。

このような背景から、定位放射線治療のさらなる高精度化を最終目的として、X 線源の測定法を確立するために、ビーム強度分布測定法の最適化に関する実験的研究を行った。また、放射線治療の安全性向上のために新たなビーム線量強度分布の解析手法を提案した。本論文はこれらの研究成果をまとめたものである。Fig.1.2は放射線治療の高精度化に向けた研究のブロックダイアグラムを示した。

本論文の構成は以下の通りである。

第1章では、がん治療の現状、肺定位放射線治療、および治療用 X 線ビームの特性に関する先行研究について概説し、最後に本論文の目的と構成について述べた。

第2章では、医療用直線加速器からのX線の発生機構、X線光子と物質の相互作用によって生じる吸収線量の概要、そして半導体検出器の測定原理について概説した。

第3章では、高エネルギー加速器におけるX線発生源のLSFの測定方法を確立するために、スリット幅の測定条件の最適化について検討した。加速器の焦点の強度分布は、Edge Spread Function (ESF) の解析手法を提案し、焦点X線、透過X線、焦点外X線に対応すると考えられる3つの主要成分により構成されると仮定した。解析手法として測定値の近似を行ない Modulation Transfer Function による比較を行った。また、焦点と焦点外放射線の割合について検討した。

第4章では、体内におけるX線ビーム線量強度分布の評価に向け、実験精度に関する検討を行った。加速器の構造を変えることができないため、鉛エッジを用いて実験的なシミュレーションを提案した。この実験では、線量強度分布であるESFをLSFとして新たに焦点X線、透過X線、焦点外X線に対応すると考えられる3つの主要成分によって構成されると仮定した。主に、鉛エッジ像拡大率依存性について検討した。

第5章では、焦点のサイズとビーム線量強度分布の関係について検討した。三つの加速器から得られたデータを基にして、焦点のLSFとビーム線量強度分布のESFとの相関性について検討した。ビームが3成分で構成されるという本研究の結論をもとに、ビーム線量強度分布測定結果から医療用加速器焦点の強度分布を推定するための回帰式を提案した。

第6章では、本研究の結論と総括、今後の課題について述べた。

第2章 加速器における X 線の発生機構と吸収線量

加速器からの X 線の発生機構, X 線光子と物質の相互作用によって生じる吸収線量の概要, そして半導体検出器(Hi-PFD)の測定原理について概説する. この測定においては光子と物質の相互作用によって生じる電荷粒子の振る舞いに荷電粒子平衡が成立することが吸収線量の前提条件である. さらに, 吸収線量を考える場合にはエネルギー単位としてのカーマと被照射物質の関係が重要である.

2.1 加速器からの X 線の発生機構

2.1.1 加速器の構造⁴⁰⁾

加速器とは電子や陽子などの荷電粒子 (イオン) を真空中で加速する装置であり, 加速した粒子を物質に当てて様々な目的に利用する. Fig.2.1 では医療用直線加速器の内部構造とその電子の加速原理の概要を示した. グリット付きの 3 極管の陰極に一定の電圧を印加することによって熱陰極から放出された電子は, 低いグリット電圧で出力が制御される. このグリット電圧制御によって熱陰極から放出された電子はグリットを通り陽極へと加速される. この加速された電子は, 互いのマイナス電荷による反発力のため発散する. これを防ぐため加速管の周りをソレノイドコイルで覆い, 加速方向に平行磁場を作り電子を導波管内の中心軸上に収束させて集群(バンチング)する. さらに, Main accelerator ではクライストロンあるいはマグネトロンから発生する高周波マイクロ波が導波管を通して送られ, 加速管内ではその高周波マイクロ波によって発生した電界によって電子を加速する⁴⁰⁾.

この電子に加える加速電界強度を調整することでターゲット物質に衝突するエネルギーを変化させることができる. したがって, X 線のエネルギーを決定するのは電子の加速速度によって決まる. ただし, 電子のエネルギーは単一ではなく加速条件に応じあるエネルギー値を最大とするエネルギー分布をもっている⁴¹⁻⁴³⁾. Fig.2.1. に示した通り, 加速電子を 90 度電磁石 3 台で 270 度回転させる. このとき, 最大電子量のエネルギーの電子のみ

90度電磁石3台で270度回転させる。このとき、最大電子量のエネルギーの電子のみを90度偏向させる磁場設定では、偏向磁石により高いエネルギーの電子は偏向角が90度より小さく、低いエネルギーの電子は偏向角が90度より大きくなるので、その場所にエネルギースリットと呼ばれる隙間を作ることで、最大電子量のエネルギーを中心とする任意の幅のエネルギーをもった電子のみ通過させることによりエネルギーが選別される。その後、エネルギースリットを通過した電子はさらに偏向されるが、高いエネルギーの電子は外回り軌道となるため磁場を通過する距離が長くなり180度以上偏向され、一方低いエネルギーの電子は内回り軌道となるため磁場を通過する距離が短くなり180度以下しか偏向されない。全偏向磁石通過後、全ての電子は標的位置で一点に集まることになるものの、スリットで定められたエネルギー分布をもつことになる⁴²⁾。

標的位置における電子ビームの位置を調整するステアリングシステムがある。このシステムは加速管の加速部と電離箱のX線検出部の2つから構成される。加速部には、電子銃からの熱電子が加速管を通過する加速方向に垂直な磁場を発生させるステアリングコイルを加速管の開始点と終点付近に設置する。一方X線検出部については、X線焦点下部に取り付けられている電離箱に半円形検出器を設置し、X線ビーム軸がずれた場合にステアリングコイルの磁場強度を変化させるフィードバック機能をもたせている。これら2つのシステムを制御することで加速電子の標的位置の再現性を高くしている⁴⁰⁾。

標的位置となる焦点では、加速された電子が金属物質の原子核のクーロン場により減速され、制動X線(bremsstrahlung x-ray)が放出される。そのため加速エネルギーに応じ、異なるX線強度分布を考慮する必要がある^{44,45)}。また、X線ターゲットに入射する電子ビーム角度と位置の不安定性によって平坦度や辺縁線量に差異が出てくる⁴⁰⁾。したがって、加速器において高精度の放射線照射を行うためには、焦点の位置と大きさを定量的に解析する必要がある。

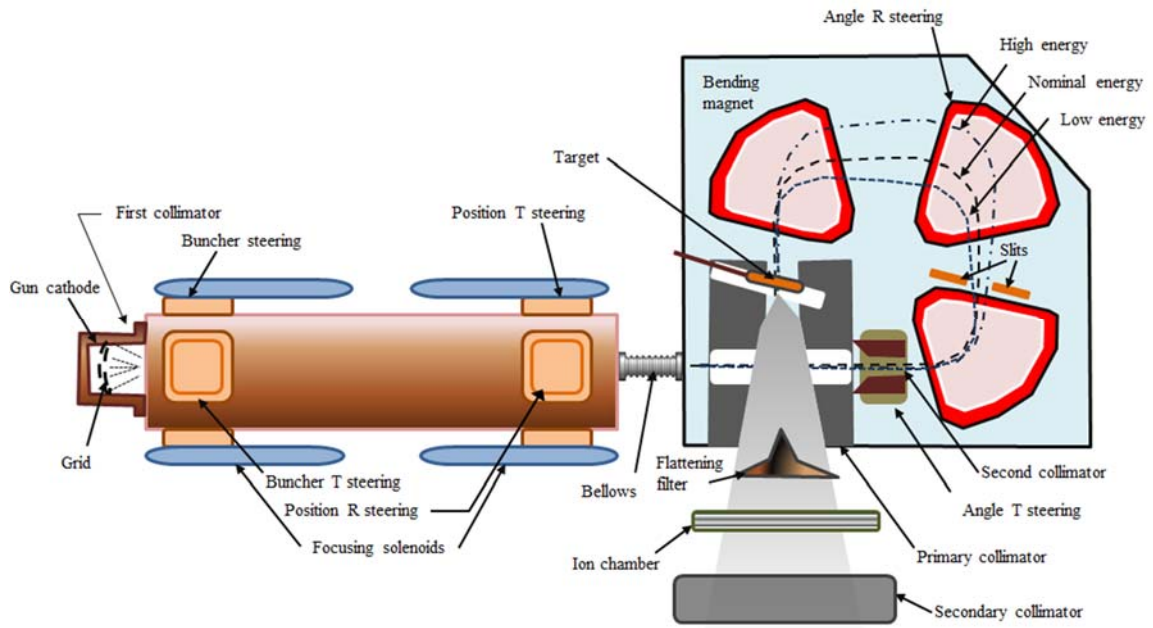


Fig.2.1. 医療用直線加速器の内部構造

2.2 加速器の X 線計測

X 線発生源となる焦点と焦点外放射線の計測の原理について述べる。高精度放射線治療では、焦点の大きさが治療の精度に影響すると考えられる。そこで原因と結果、すなわち高エネルギー加速器(加速器)による X 線の発生源となる焦点と X 線によって作られる水中の線量強度分布の関係を求めることが重要となる。本章では加速器の焦点計測法とその線量強度分布の解析法について述べる。

2.2.1 加速器の焦点計測

加速器の焦点計測法には、研究者により提案された手法がいくつか存在する⁴⁵⁻⁴⁶⁾。しかしながら、焦点計測法として規格化された方法が確立されていないことから、その開発が必要である。過去、鉛箔とスペーサを複数枚サンドイッチする方法を開発した Lutz ら⁴⁶⁾は、鉛箔の間隙を通過したスリット像の本数を数えることで幾何学的な焦点の大きさを推定した。この方法では、高感度フィルムを用いることで数十分の照射により簡易的に計測できるメリットがある。しかしながら、目視による計測判断であるため焦点強度分

布は不明である。一方、Jaffray ら¹⁹⁾は、スリット幅 0.13 mm のスリットを用いて TeCd 検出器により焦点をスキャンしたデータから、CT 再構成の原理で二次元の焦点強度分布を作成した。しかしながら、鉛アンチモン合金ブロックを用いた場合 1 つの焦点分布計測に長時間 (約 9 時間) を要するなど実用的ではない。これに対し、Sham ら³⁵⁾は鉛およびタングステンスリットを用いて、スリット幅 0.3 mm にて焦点をスキャンする簡易的方式を提案した。一般的な焦点計測で採用されたスリット幅は 0.05~0.3 mm の範囲であることから、Sham の提案³⁵⁾したスリット幅 0.3 mm での測定にはぼけが含まれている可能性がある。したがって、焦点計測をするためのスリット幅を決めた上でぼけを最小にし計測時間を満たした計測法の開発が必要である。

2.2.2 加速器の焦点外放射線の計測

加速器には焦点以外の X 線源として焦点外放射線の存在が指摘されている。この焦点外放射線は治療には寄与せず、むしろ正常組織あるいは全身の被ばくにおいて問題となる。その起因として、加速器ガントリ内部の焦点以外からの X 線発生、プライマリコリメータあるいは平坦化フィルタなどでの X 線散乱線と考えられている。従来の矩形照射野では焦点外放射線による影響が小さいと考えられていたものの、小照射野あるいは MLC を用いたセグメントと呼ばれる細いビームを組み合わせた IMRT では焦点外放射線の存在が無視できないことが指摘されている³⁶⁾。この焦点外放射線の強度分布は、加速器内部構造によって変化する。この測定方法だけでなく解析方法も多様であることから定量的に評価できる方法が必要である。

Jaffray ら¹⁹⁾は、スリットスキャン方法では加速器の焦点外放射線の測定は困難であるとして、円形コリメータを用いて疑似的に X 線出力から焦点外放射線を推定する方法を提案した。同様の方法で Sharpe ら²²⁾は、焦点外放射線をアイソセンタ面の任意の点において推定する手法を開発した(付録)。この他、焦点外放射線について MC 計算にて研究した Chaney ら³³⁾は、加速器のガントリヘッドの直接線と散乱線の成分をシミュレーション

により分離し、アイソセンタへの線量の寄与を求めた。その結果、焦点から放出される直接 X 線以外の散乱線、すなわち焦点外放射線は、プライマリコリメータと平坦化フィルタからの生成が主であることを示した。しかしながら、焦点外放射線は加速器の構造あるいは照射野条件に依存して変化すると考えられることから、加速器ごとにその計測方法および分布を推定可能な手段が必要である。

もうひとつの問題に高エネルギー X 線の焦点外放射線計測における X 線検出効率がある。たとえば、高エネルギー X 線では低エネルギーに比べて X 線検出効率が低いため、スリット幅の最適化が大きな問題となる。

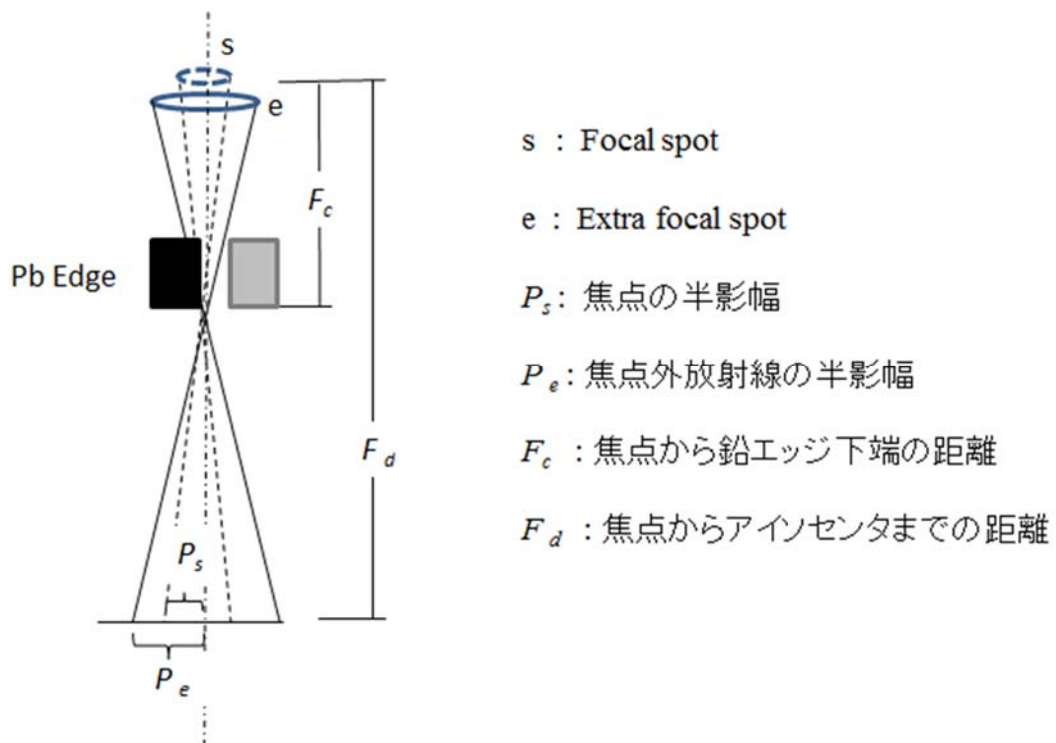


Fig .2.2. 焦点と鉛エッジより作られる Penumbra の関係³⁹⁾ (Khan ³⁸⁾より引用, 改変)

2.2.3 焦点計測に用いるスリットの最適化

高エネルギー X 線の焦点計測で得られる線像分布関数 LSF は、幾何学的焦点と線量的焦点の大きさの 2 つがあると仮定する。この仮定は、ICRU report 24⁴⁷⁾ で示した半影の定義である幾何学的半影 (geometric penumbra) と物理的半影 (Physical penumbra) に依拠している。Table 2.1. にこれまで報告されている焦点計測の条件と LSF 導出の近似方法を示

した^{15, 19)}.

Table .2.1. 過去の研究における焦点計測のスリット条件

Author	Energy	Slit width (mm)	Material of Slit (Thickness of slit)	Detector	Analysis
Lutz ⁴⁶⁾	⁶⁰ Co, MV	0.25 mm	Pb (210mm)	Film	Number of line, FWHM
Loewenthal ⁴⁸⁾	6, 18MV	0.05mm	W, Cu (120mm)	Film	Gaussian
Munro ⁴⁴⁾	6, 18, 25MV	0.13mm	lead/antimony (500mm)	CdTe	FWHM
Jaffray ¹⁷⁾	⁶⁰ Co	0.130mm	lead/antimony (500mm)	CdTe	CT reconstruction techniques
Jaffray ¹⁹⁾	4-15MV	0.130mm	lead/antimony (500mm)	CdTe	CT reconstruction techniques
Sham ³⁵⁾	6MV	0.3 mm	Pb (100mm) W (100mm)	PFD	Double-Gaussian PearsonVII+Double-Lorenz

Abbreviation: Cadmium telluride (CdTe), Computed tomography (CT),
Photon field detector (PFD)

LSF 導出にはスリット幅とスリット材質の厚さ、検出器の三つが影響を及ぼすと考えられ、目的に応じた条件での計測方法を選択する必要がある。まず、スリット幅が大きくなることで二次電子の広がりによるぼけの原因となり、焦点の LSF がぼけた分布となる。逆に、スリット幅を小さくすると X 線強度が急激に小さくなり、LSF 全体の信号を得るのに十分な強度が得られない可能性がある。したがって、最適なスリット幅を求める必要がある。次に、スリット材の厚さによって X 線減弱率が変化する⁵⁰⁾。つまり、スリット間隙を通る X 線強度とスリット材を透過した X 線強度の割合が変化することにより、LSF のピーク高さだけでなく裾野の分布が変化する。その結果、LSF の分布形状が変化する可能性がある。最後に検出器の有感体積の違いによるぼけ要因である。たとえば、検出器の体積が大きい場合には体積効果で辺縁にぼけを生じることから、検出器の体積を小さくする必要がある。以上三つのぼけ要因を考慮して焦点の LSF 計測条件の最適化を図る必要がある。

過去、スリット幅に関しては、Loewenthal ら⁵¹⁾はフィルムを用いた焦点計測を 50 μm と

いう極めて小さいスリット幅が採用されている。また、Lutz ら⁴⁶⁾は鉛箔（鉛箔厚さ：0.25mm）とスペーサ（厚紙：0.25 mm）を複数枚サンドイッチし、鉛箔を通過した X 線フィルム像の鉛箔スリットの本数を数えることで、幾何学的な焦点の大きさを推定した。さらに、⁶⁰Co の焦点計測法¹⁷⁾に関して、高密度ブロック 2 つを用いてスリット幅 130 μm を作成し、スリットに沿って検出器をスキャンさせて線源の強度分布を求めている。同様の方法で Jaffray ら¹⁹⁾は、高エネルギーの焦点計測法に同様の手法でスリット幅 130 μm を用いて焦点の 2 元強度分布を求めた。これらはすべて、焦点の幾何学的な大きさを求めることに主眼が置かれた測定である。

一方、Sham ら³⁵⁾は高密度のブロック 2 個を用いてスリット幅 0.3 mm を作成し、焦点に対してスリットを 0.4 mm 間隔で移動させる焦点計測方法を提案した。彼らは焦点の大きさに応じスリット幅を変化させることを提案している。この測定では焦点分布だけでなく焦点外放射線の LSF が得られている。以上のように高エネルギーの焦点計測に関しては、スリット幅が 0.05~0.3 mm と一定しておらずスリット材質と厚さに関しても多様であることから、計測目的に応じたスリット幅と X 線減弱率の最適条件を求める必要がある。

他方、焦点計測に影響を及ぼす因子として X 線検出器が問題となる。過去、焦点測定に用いられた検出器は、X 線フィルム^{46, 48)}、診断用の TeCd¹⁷⁾、高エネルギー用 PFD 半導体³⁵⁾が用いられた。PFD 半導体は感度が高いのが特長であるが、これまで焦点計測では一般的なコイン形状のものが使用されている。そのため、検出器の配置方向をスリットビーム軸に対して垂直あるいは平行にとるかにより X 線検出効率が異なると考えられる。Sham ら³⁵⁾は直径 5 mm, 高さ 60 μm のコイン形状の検出器を用い前者の配置で測定を行ったため、X 線検出効率が大きく低下した原因となったことが暗電流測定の必要性を述べていることから分かる。我々は、この欠点を補うため後者の方法を選択した。すなわち、スリットビーム軸に対して平行に検出器を配置することで X 線検出効率を高くし、ぼけを小さくできる。これにより、焦点の幾何学的な大きさだけでなく、焦点外放射線の線量的

な計測が可能と考えられる。

本研究では Sham ら³⁵⁾と同様の焦点計測方式を採用するが、スリット幅とスリット間隔、検出器の方向を見直した。また、解析方法は、計測データとモデル関数との最小二乗誤差を最小とする方式と Levenberg Markert 法^{49,50)}を用いることでより近似の精度を向上させた。さらに、近似するモデルは Gaussian, Double Gaussian, Triple Gaussian, Pearson7 + Lorenz 関数³⁵⁾などから選び、全焦点プロファイル焦点と焦点外放射線を解析して分離する提案を行った。

2.2.4 焦点と鉛エッジより作られる半影の関係

Fig.2.2 .は加速器の焦点と鉛エッジより作られる半影の関係を示した。幾何学的な焦点の幅 s 、焦点から鉛ブロック下端までの距離を F_c 、焦点から関心点までの距離 F_d としたとき、画像上に投影される幾何学的な半影 P_s ⁵¹⁾ (Fig.2.2.) は、

$$p_s = s \frac{(F_d - F_c)}{F_c} \quad (2. 1)$$

ここで、拡大率 $m = F_d / F_c$ とすると、X線焦点が鉛エッジで作るエッジ像の関係は、

$$s = \frac{P_s}{(m - 1)} \quad (2. 2)$$

で求められる。ここで、 P_s は画像上で見た焦点の半影である。つまり、焦点サイズによるぼけが強調されるのは、拡大率が大きい場合である。逆に、密着画像は、焦点サイズの影響は小さくでき、二次電子の広がりによる寄与が重要となる⁵²⁾。本研究では Fig.2.2.の焦点外放射線の寄与が幾何学的な P_s として推定が可能であるかについて検討する。

2.3 物質中の高エネルギーX線照射による線量強度分布

辺縁とは画像における白と黒の境界領域である。放射線画像診断では辺縁を解析することでぼけの程度が得られることから解像度を定量的に表す解析手法として広く研究さ

れてきた⁸⁶⁻⁸⁹⁾。たとえば、辺縁解析としての LSF あるいは解像度の定量的に評価する MTF が画像系システムのぼけを解析する手法として挙げられる。MTF の評価とはスリット幅が大きい場合にはコントラスト比は高い値を維持するが、スリット幅が細くなることによりコントラスト比が低下することを定量的に評価する。これに対し、高エネルギー X 線照射による物質中の辺縁線量について ICRU24⁴⁷⁾ は、半影(penumbra)を幾何学的半影(geometric penumbra)と物理的半影(Physical penumbra) の2つで定義している。これは、焦点の幾何学的な大きさに加えて線量としてのぼけの広がりがあることを意味している。この線量強度分布のある断面をとったものが Fig.2.3. に示す線量プロファイルである。

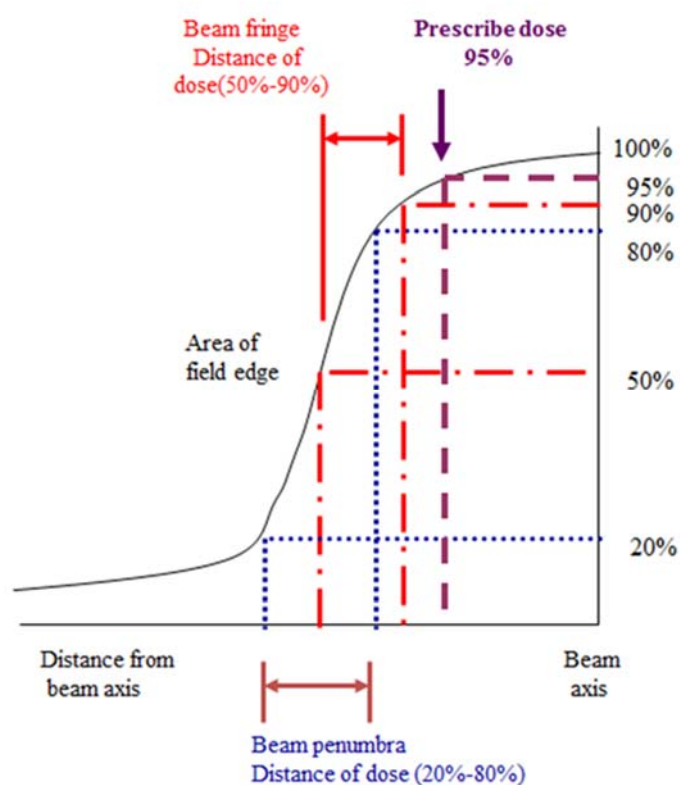


Fig.2.3. 線量プロファイルの定義⁵³⁾

放射線治療における線量強度分布は、腫瘍と正常組織の境界をよぎる断片を線量プロファイルとして表す。この線量プロファイルは ESF として用いる方法と線量強度分布を距離で微分する LSF がある。ここでは両者の関係について述べるとともに、近似解析法として最小二乗誤差法について述べる。

2.3.1 高エネルギーX線照射によってできる LSF と ESF の関係

水中の二次電子の広がり LSF を求める方法は、次のとおりである。点広がり関数である PSF (point spread function) は、二次元の分布をもっている。この二次元分布が等方的である場合、この PSF を y 方向に積分したものが LSF となる。

$$LSF(x) = \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x, y) dy \quad (2. 3)$$

次に、LSF から ESF を得るためには、ある単位ステップ関数を考える。たとえば、二次元の $S(x, y)$ において、 $x' < 0$ のとき $S = 0$ 、 $x' \geq 0$ のとき $S = 1$ となる関数のとき、

$$ESF(x) = \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x - x') S(x') dx' \quad (2. 4)$$

ESF は、 x' に関する LSF の不定積分となる。逆に ESF を微分したものが LSF となる。

$$LSF(x) = \frac{dESF(x)}{dx} \quad (2. 5)$$

つまり、ESF を測定により求めることにより、LSF を求めることが可能となる⁵⁴⁾。ここで、横軸の距離 dx に対して縦軸の相対線量を求めたときの LSF は、差分商として定義した(式 2.5)。

2.3.2 高エネルギーX線照射による物質中の線量強度分布の近似と解析

線量強度分布プロファイルは、LSF あるいは ESF を非線形のモデル関数を用いて近似することが可能である。モデル関数には 1 次関数、対数関数から Gaussian 関数、Lorentzian 関数などがある。どのようなモデル関数が適切であるかを判断する方法として最小二乗法がある。最小二乗法は測定で得られた各数値データを、適当なモデルを用いて近似するときに、想定するモデル関数が測定値に対してよい近似となるよう残差の二乗和を最小とするような係数を決定する方法である。最小二乗誤差関数 $S(a)$ は、

$$S(a) = \sum_{i=1}^N [y_i - f(x_i, a)]^2 \quad (2. 6)$$

である。その方法には、微分補正法、Newton 法、Gauss-Newton 法、Levenberg-Marquardt 法^{49,50)}など多数あり、近似の解の式が分かっているかどうかなどによっても

最適な近似は異なる．本研究では最小二乗誤差関数 $S(a)$ だけでなく一部 Levenberg-Marquardt 法を用いて LSF の縦軸の線量と横軸の距離の近似精度を高めてパラメータ算出の検討を行った(付録.10).

2.3.3 荷電粒子平衡⁵⁵⁻⁵⁷⁾

物理量的前提条件となる荷電粒子平衡とは，照射されている媒質内のある点の周囲の微小体積要素内において，同一線種かつ同一エネルギーの荷電粒子が入射する粒子数と射出する粒子数が等しい「定常状態」である．たとえば，ある微小体積中に付与されるエネルギー ε は，体積に入射した放射エネルギー R_{in} と射出したエネルギー R_{out} の差に等しい．

$$\varepsilon = \sum R_{in} - \sum R_{out} \quad (2. 7)$$

一方，荷電粒子平衡(Charged particle equilibrium:CPE)が成立している状態では，粒子によって体積内 c に運び込まれるエネルギーと運びだされるエネルギーが等しい．したがって，次の状態にあることを示す．

$$\sum (R_{in})_c = \sum (R_{out})_c \quad (2. 8)$$

微小体積内に付与されるエネルギー平均値を $\bar{\varepsilon}$ とすると，体積内の点の吸収線量 D は次のとおり定義される．

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (2. 9)$$

ゆえに，荷電粒子平衡が成立している状態では，制動放射光子の発生の有無に関係なく，吸収線量は衝突 KERMA に等しい．

2.3.4 非荷電粒子平衡⁵⁵⁻⁵⁷⁾

非荷電粒子平衡状態とは，照射されている媒質内のある点の周囲の微小体積要素内に

において、同一線種かつ同一エネルギーの荷電粒子が入射する粒子数と射出する粒子数が一致しないことである。たとえば、光子のエネルギーが高くなるほど、光子によって発生する荷電粒子の透過能だけでなく放射損失も大きくなる。さらに、荷電粒子の飛程が大きくなることにより、光子の減弱が無視できなくなる。特に、高エネルギーX線では過渡荷電粒子平衡となり KERMA と吸収線量点の距離が異なることが理論的に示されている⁵⁸⁻⁵⁹⁾。

ビルドアップ領域や照射野の辺縁、あるいは不均質物質では非荷電粒子平衡となる。これらは、MC 計算では研究されているが、測定が難しいことから実測データが不足しているのが現状である。したがって、水中だけでなく肺野における非荷電粒子平衡状態の線量強度分布の測定と解析は、高精度の放射線治療を実現するための技術として不可欠である。

2.3.5 物理量と吸収線量

X線の吸収線量に関する物理量の単位には、KERMA と TERMA がある¹⁴⁾。この2つは荷電粒子平衡と非荷電粒子平衡の吸収線量を考える上で重要である。KERMA とは、質量 dm の物質中の非荷電電離粒子(X, γ , n)によって発生したすべての荷電粒子の初期の運動エネルギーの総和 E_{tr} で定義される量(dE_{tr}/dm)である。ここで、入射非荷電粒子により放出された2次荷電粒子のエネルギーのうち制動放射で失われる割合は除く。これに対して TERMA は、不均質物質中の吸収線量を定義するために導入された量であり、一次光子と物質との相互作用の作用点で単位質量あたりに放出される全エネルギーである。両者の違いは、KERMA では物質中において制動放射で失われる割合を除いていたのに対し、TERMA では考慮に入れる。つまり、非荷電粒子平衡状態である不均質補正における1次光子のKERMAの値を修正するのが本質的な狙いであり、光子フルエンスの減弱を基本として、各点での線量の広がり関数を修正できる。TERMA は主に肺野などの非荷電粒子平衡における吸収線量の理論的な単位として用いられる。

2.3.6 放射線検出器

高エネルギー光子は、直接検出することはできない。そのため、光子と物質との相互作用を利用して、2次的に発生する電離電流あるいは化学反応から放射線量を計測する。ここでは、検出器の物理特性と光子と物質との相互作用の関係を示した。

2.3.6.1 半導体検出器

放射線検出で用いる半導体検出器には、*p*型と*n*型*Si*半導体がある。通常、電子回路に使用されている半導体と同じく*p*層、空乏層、*n*層から構成され、放射線が半導体内を透過することによって電子正孔対を生成する。今回使用した*P*型*Si*半導体検出器の特性は、感度低下率⁶⁰⁾、線量率依存性^{61,62)}において極めて優れている⁶³⁻⁶⁵⁾。また、エネルギー依存性は個々の半導体に依存する⁶⁶⁾。使用時における温度依存性は0.1~0.3%/度であり急激な温度変化は避けるべき⁶⁷⁾などの報告がある。

本研究の焦点測定で選択したのは、*p*型*Si*半導体検出器である。*Si*半導体は同じ体積の電離箱と比較すると18,000倍の高感度であり⁷⁰⁾、微弱なスリットの信号検出に適している。また、半導体検出器が小型であることから線量強度分布の体積効果を小さくできる利点がある。

2.3.6.2 電離箱測定

電離箱内を荷電粒子が透過することにより生じる電離電流を測定する。Bragg-Gray空洞理論は水中の微小体積で生じる電離量を仮定し、空気と水の阻止能比から吸収線量測定を求める方法を確立した。これは、電離箱を媒質中に配置し、電子平衡状態の乱れ、二次電子の阻止能や擾乱などの補正を考慮した上で、電離箱中の空気電離量から水吸収線量を阻止能比により求めるものである。また、一般的な電離箱0.6 mlに対してはSpencer-Attix理論⁵⁵⁾として確立された理論がある。この主な概要は、光子に対しては質量エネルギー吸収係数の比を吸収線量の比とし、二次電子に対しては阻止能比が吸収線量

と比例するとして理論的に吸収線量を導くというものである。荷電粒子平衡を前提として電離箱の電離量が吸収線量に比例することを利用し、二次電子の補正を行った点で実測値によく一致すると言われている。

一方、電離箱による照射野の辺縁領域の測定は、確立された吸収線量の理論はない。

この辺縁領域は、非電子平衡状態であるだけでなく、電離箱壁の補正あるいは擾乱の補正が困難なため電離箱の実効中心が不明である⁷¹⁾。そのため、高精度放射線治療の小照射野(50 mm×50 mm 以下)では、微小体積の電離箱が用いられる。しかしながら、微小体積の電離箱は、体積効果が小さくなる利点もあるが感度が低下する欠点がある。したがって、線量強度分布を定量化する手法は吸収線量を理論的に導く上で重要となる⁵⁵⁾。

2.3.6.3 高エネルギーX線用フィルム

本研究では、放射線測定器の中でも分解能に優れる検出器のひとつである高エネルギーX線用フィルム(XV-2, Kodak Inc)を用いた。特に、線量強度分布の半影領域は幾何学的な大きさである焦点の大きさが反映されると仮定している。XV-2フィルムの利点は、ファントム中に挟み込み、X線を照射することにより相対線量を評価できることにある。欠点としてはフィルム現像処理のむらによる線量の変動があげられる。また、XV-2は、ハロゲン化銀中の臭素の割合が高いために、低エネルギー光子に対して高感度である¹⁴⁾。したがって、照射野辺縁など散乱光子の割合が変化する領域ではフィルム濃度が上昇すると報告もあるため注意が必要である^{73,74)}。

第3章 医療用直線加速器の焦点と焦点外放射線の推定

近年、高精度放射線治療装置の性能向上にともない、従来よりも高精度で照射可能な IMRT あるいは SBRT が急速に普及してきた。これらの治療では計画標的体積 (planning target volume :PTV) と正常組織の境界で急峻な線量分布を作り出すため、腫瘍輪郭に線量を集中させることが要求される。この腫瘍輪郭への線量強度分布が不十分であれば臨床成績の低下を招く可能性がある⁷⁵⁾。

高エネルギー加速器においての腫瘍輪郭の急峻な線量分布に最も影響を及ぼすと考えられるのは、焦点の強度分布である。しかしながら、焦点放射線の計測法が多様であり確立された手法がない。その原因の一つとして、スリット材質の X 線透過率とスリット幅の極小にすることで X 線検出器の信号が微弱となる問題があった。本章では、加速器の X 線発生源である焦点の強度分布の測定方法の最適化について検討した。

3.1 緒言

体幹部定位放射線治療(SBRT)は、体外から小さい病変に対して大線量を照射する高精度の治療方法である⁵⁾。小さい肺腫瘍に対する SBRT の長所は、従来の治療に比べて短期間に実施されることにある。また、腫瘍形状に一致した線量分布とするだけでなく正常組織への線量をより低減できることも大きな長所である。この治療法では標的体積の外側は急峻な線量勾配となることから高い照射位置精度が要求される⁷⁾。

一方、X 線源あるいは焦点サイズが大きくなると、照射野の半影が大きくなり線量強度分布がぼけた分布となる。Wang と Leszczyynski ら⁷⁶⁾ は、焦点サイズが線量強度分布に影響すると報告している。焦点サイズが大きくなると、水中の照射野の辺縁がぼけを生じた線量分布となる。他方、MC 計算にもとづく治療計算アルゴリズムが商用の RTPS^{9,10)}に利用されているが、この MC 計算においても SBRT における肺がんの三次元線量分布をより正確に計算するために加速器の焦点が必要である。しかし、焦点測定法が確立されていない現状では MC 計算に加速器焦点サイズが入力されているわけではなく、

逆に線量強度分布から焦点サイズを推測している。実測の焦点サイズを MC 計算に用いることができれば線量分布の計算精度の向上に繋がるのが大いに期待できる。

数人の研究者から焦点と焦点外放射線の強度割合についての仮説が報告されている^{19, 22,35)}。計測方法に関しては、(1)直接測定^{22,35,17)} (2)間接測定^{11,77,78,79)} (3)MC 計算^{33,77,80)}などがある。しかしながら、焦点と焦点外放射線の計測方法だけでなく、それぞれの焦点と焦点外放射線の強度割合もまた研究者間で異なる。したがって、焦点計測と焦点外放射線を含めた全焦点の LSF データを収集し、その分布の近似モデルから焦点と焦点外放射線の割合を求めることが重要である。

本研究では、加速器の全焦点プロファイルを計測する方法を開発する。この計測に関しては、全焦点プロファイルに影響を及ぼす因子について基礎的検討を行った結果から、焦点と焦点外放射線それぞれの強度分布の高さと分布の幅を求めた。

3.2 測定方法

全焦点の計測に影響を及ぼす因子と考えられるスリット材の X 線透過率、加速器の jaw コリメータサイズ (照射野依存性)、スリット幅の変化 (スリット幅依存性) についての計測および解析を行った。ここで全焦点プロファイルとは、焦点と焦点外放射線のプロファイルである LSF を含めて定義した。

全焦点の LSF の測定方法の幾何学的配置を Fig.3.1. に示した。高エネルギー加速器 Varian (Clinac 21 EX, Palo Alto, USA) (V 社製) と Siemesn (Impression plus, USA) (S 社製) の 2 機種を用い、それぞれ 4 および 10 MVX 線を使用して計測を行った。

スリットの組立治具は、2つの鉄ブロック (6 cm(W)×6 cm(D)×20 cm(H))、PLAT-SSB-A200-B60-T60, MISUMI, Japan) の間に紙シート (各 0.1 mm 厚さ) をサンドイッチ状に挟み固定した。ビームデータは高エネルギー光子用検出器 PFD (Photon Field Detector, Scanditronix Medical AB, Uppsala, Sweden) をスリット組立治具の下部に配置し、ステッピングモータ (Suruga Seiki stepping motor controller Model D70) に組立治具を載せ、

スリット間隙をビーム中心軸に垂直方向に移動させるスリットスキャン法により収集した。PFDについては組立治具のスリット間隙の中心に検出面を平行に配置し、その電気信号を電位計（RAMTEC 1000 plus TOYO MEDIC, Japan）で計測した。PFDは、実効直径 2.0 ± 0.1 mm, *p* 型 Si 層の厚さは $50 \mu\text{m}$ であり、計測可能な X 線エネルギー範囲は 1 MeV から 50 MeV である。

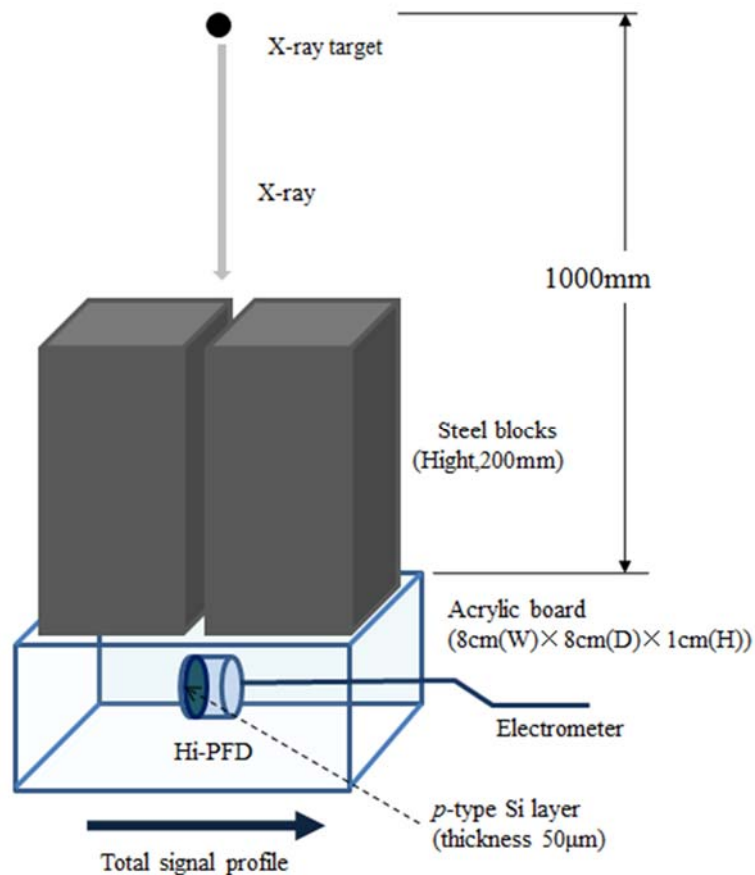


Fig.3.1. スリットスキャン法の実験配置図

3.2.1 全焦点プロファイル測定に影響を及ぼす基礎的検討

全焦点の LSF の基礎的検討として、(1) スリット材の X 線透過率、(2) Jaw コリメータサイズ (照射野) 依存性、(3) スリット幅依存性の三つの特性について測定した。

3.2.1.1 スリット材の X 線透過率の測定

スリット用鉄ブロックの X 線透過率の測定においては、幾何学的配置を焦点からスリット下端までの距離を 80 cm, 焦点から検出器の幾何学的中心までの距離を 120 cm とした。ファントムは、三次元水ファントム (RFA 300 water phantom, ScanditroniX- Wellhofer, Schwarzenbruck, Germany) を用いて水中で測定した。

検出器の位置については、4 MVX 線ではビルドアップ深 1.0 cm, 10 MVX 線では 2.3 cm 深として、検出器の幾何学的中心の配置を決定した。加速器の jaw コリメータのサイズはアイソセンタで 30 mm×30 mm とし、スリット厚さは、50, 80, 130, 200 mm と変化させた。使用した検出器は、電離箱 (CC13 0.13 ml, ScanditroniX, Germany) と PFD の 2 種類を使用した。スリット透過率は、スリットがない場合の線量 N_0 に対し、スリットを置いたときの線量の割合 N からスリットの厚さ X とし、 $N=N_0 \cdot e^{-\mu X}$ より μ (線減弱係数) を求めた。

3.2.1.2 照射野依存性

照射野とは jaw コリメータサイズによって作られるアイソセンタにおける照射野の大きさである。照射野依存性とは加速器の上下 jaw コリメータの大きさの変化に対する全焦点の LSF の変化割合である。幾何学的配置は Fig. 3.1. のとおり照射野を 30 mm×30 mm, 40 mm×40 mm, 60 mm×60 mm と変化した。スリット幅 0.1 mm とし、ビーム中心軸に対して ± 25 mm の範囲をスキャンした。スキャンピッチは ± 5 mm 範囲を 0.2 mm 間隔とし、 ± 5 から 25 mm の範囲を 1 mm 間隔で測定した。全焦点の測定データには、バックグラウンドが含まれていることから、正味の LSF を求めるためにそれぞれの測定毎にスリットがない状態での全焦点の SFD を測定し、バックグラウンドとして差し引いた。

3.2.1.3 スリット幅の変化による全焦点の LSF 測定

スリット幅を変化させたときの全焦点の LSF のぼけの程度を調べるために、Fig.3.1. に

示す幾何学的配置として加速器 V 社製を用いて全焦点の LSF を測定した。 加速器の照射野はアイソセンタにおいて 50 mm×50 mm として、全焦点の LSF のスリット幅の依存性について検討した。 10 MVX 線を用いてスリット幅 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 mm と変化させた。 スキャンピッチは 0.2 mm として、ビーム中心軸に対して±10 mm 範囲をスキャンした。

計測データにはバックグラウンドが含まれていることから、正味の LSF を求めるためにそれぞれの測定においてバックグラウンドを差し引いた。 このバックグラウンドは、PFD の暗電流と鉄スリットの X 線透過率を含めるが、鉄スリット治具の角の透過率は含めない。 そのバックグラウンド信号の測定では、スリットスキャンと同じ測定状態において、スリットがない鉄ブロック治具をスキャン間隔 1.0 mm で移動した。

ある焦点を測定して得られた全焦点の LSF 幅を $(\sigma_{measured})^2$ 、スリットスキャンにより得られた LSF 幅を $(\sigma_{aperture})^2$ 、幾何学的な LSF 幅を $(\sigma_{actual})^2$ としたとき

$$(\sigma_{measured})^2 = (\sigma_{actual})^2 + (\sigma_{aperture})^2 \quad (3.1)$$

となる。 スリット幅を大きくすると測定した全焦点の LSF に寄与する二次電子の広がりによるぼけが大きくなると推察される。 逆にスリット幅を小さくすることで幾何学的な焦点の大きさが $(\sigma_{measured})^2 = (\sigma_{actual})^2$ として推定できる。 すなわち、スリット幅を小さくすることでスリットに起因するぼけを小さくすることができる。

3.2.2 全焦点 LSF 測定(スリット幅 0.1 mm と 0.4 mm)

全焦点の LSF を測定するとき、主に焦点の LSF を測定するためにスリット幅を 0.1 mm とし、焦点外放射線を測定するために 0.4 mm とした。 Fig.3.1. の示す幾何学的配置として、スキャン方向は加速器に向かって左側から右側へスキャンする方向を Cross-plane とし、線源からガントリ側へスキャンする方向を In-plane とした。

全焦点の LSF 測定は、ビーム軸から±5 mm の範囲をスリット幅 0.1 mm、スキャン間隔

0.1 mm とした。また、その両外側 5 mm まで 1.0 mm 間隔で測定した。線量的全焦点の LSF 測定は、ビーム軸から± 15 mm の範囲をスリット幅 0.4 mm、スキャン間隔 0.2 mm とした。全焦点の LSF の収集条件は、スキャン間隔をビーム軸から 10 mm まで 0.1 mm 間隔とし、それ以上は 1.0 mm とした。また、バックグラウンド測定では、測定間隔 1.0 mm とした。全焦点の LSF 測定のバックグラウンド信号を差し引いたものを正味の LSF としてカーブフィテングを行った。

3.2.3 Gaussian 関数を用いた焦点の LSF のモデル化の提案手法

スリットスキャン法で測定される全焦点の LSF は、直接的な焦点放射線と焦点外放射線から構成される Double-Gaussian 関数を用いてモデル化した^{19,22,35)}。焦点外放射線は、平坦化フィルタとプライマリコリメータによるコンプトン散乱が主な起因と考えられる³³⁾。全焦点の LSF のモデル化する場合には、スリット材の X 線透過を考慮する必要がある。

本研究における我々の提案は、3 つの Triple – Gaussian (TG) モデル 関数²⁹⁻³¹⁾を用いて全焦点の LSF のモデル化するものであり、次にその提案式を示した。

$$F(x) = G_f(x) + G_e(x) + G_t(x) + b \quad (3. 2)$$

$$G_i(x) = a_i \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_i^2}\right\} \quad (i=f, e, t) \quad (3. 3)$$

ここで、小文字 f, e, t は、それぞれ焦点、焦点外放射線、スリットのエッジ(角部)の X 線透過による成分を表し⁸¹⁾、 b はバックグラウンドの係数を示す。本研究で用いる σ_i は、統計処理における標準偏差と同じであり、それぞれの放射線プロファイルのピークに対する分布の広がり LSF を意味する。一般的な分布の広がり $2\sqrt{(2\ln 2)} \cdot \sigma$ は、FWHM (full width at half maximum) に相当する。Fig.3.2. に Gaussian 分布の合成の模式図を示した。式(3.3)の Gaussian 分布を成分毎に横軸の座標上に分布させて、それぞれの座標上で和を求めて全体の分布 $F(x)$ を求めた。分布はビーム軸上がピークになるように分布を構成した。

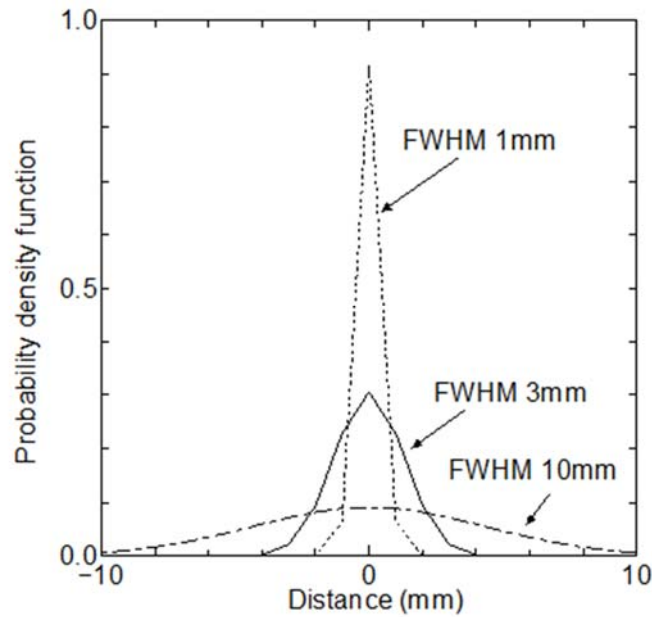


Fig.3.2. LSF の Gaussian 分布の合成の模式図

式(3. 2)のすべてのパラメータは、次項で述べる方法で得られた全焦点の LSF の測定データを式 (3. 2)で近似して、次の2つの段階で決定した。第1は、スリット幅 0.1 mm を用いて得られた幾何学的全焦点の LSF から、式(3. 2)を用いて焦点の LSF の幅 σ_f のみを決定した。第2は、スリット幅 0.4 mm を用いて得られた線量的全焦点の LSF から、式(3. 2)を用いてピークの高さ (a_f , a_e , a_i) と焦点外放射線の LSF の幅 (σ_e , σ_i), を決定した。なお、近似手法は Levenberg Marquardt 法を用いて各点の理論値(モデル近似値)と測定値との間の誤差が最小となるパラメータを求めた。各点の理論値と測定値の間で生じる残差 e は最小二乗法による最小の値を最適近似パラメータとした。

3.2.4 PearsonVII + Double-Lorenz 関数を用いた焦点の LSF のモデル化の提案手法

スリットスキャン法で得られた全焦点の LSF の近似法には、前項の TG モデル(3.3) 式の他に、PD(PearsonVII + Double-Lorenz)関数を用いる手法がある^{35, 54)}。この近似関数を用いて、全焦点の LSF を焦点と焦点外放射線の LSF に分離してモデル化した。

まず、PD のカーブフィテング方法について述べる。

Pearson VII関数は、以下のとおり定義されている。

$$P(x)_{P_{VII}} = \frac{a}{\left(1 + 4\left(\frac{x-b}{c}\right)^2 \left(2^{1/d} - 1\right)\right)^d} \quad (3. 4)$$

この Pearson VIIの近似変数 a, b は、焦点の LSF のピーク信号 P_o , 横軸の中心 X_o , を決定する。また、変数 d は分布形状を示した。さらに、Double-Lorenz 分布の近似は、Cauchy-Lorenz 分布の近似変数 a, b, c を用いて、二つの分布の合成として近似を行った。

$$Fcl(x) = \frac{a_1}{1 + \left(\frac{x-b_1}{c_1}\right)^2} + \frac{a_2}{1 + \left(\frac{x-b_2}{c_2}\right)^2} \quad (3. 5)$$

ここで、近似手法は (3. 4.) (3. 5.)式を Microsoft Excel に入力し、手作業にて各点での理論値(近似値)と測定値との間で生じる残差が最小二乗法によって最小となるパラメータを求めた。

3.3 測定結果

3.3.1 全焦点の LSF の基礎的検討

3.3.1.1 スリットの X 線透過率の測定

Fig.3.3. にスリットの X 線透過率の測定の結果を示した。スリット(鉄ブロック)の線減弱係数 μ (cm^{-1}) は、電離箱 (CC 13) と半導体検出器 (PFD) を用いた測定において、4 MVX 線ではそれぞれ 0.33 (cm^{-1}), 0.32 (cm^{-1}), 10 MVX 線ではそれぞれ 0.26 (cm^{-1}), 0.26 (cm^{-1})であった。電離箱(白丸)と半導体検出器(黒丸)の X 線透過率が 200 mm 深さにおいてわずかに異なる理由は、X 線が鉄ブロックを透過し線質が硬くなるビームハードニング^{102, 103}が原因となり、検出器の散乱線に対する検出特性の差が現われたものと考えた。X 線透過率測定により深さ 200 mm におけるバックグラウンドが得られたことになり、以後得られるすべての全焦点の LSF からこれを差し引いて正味の信号とした。以後本研究のすべての信号は正味の信号を示している。

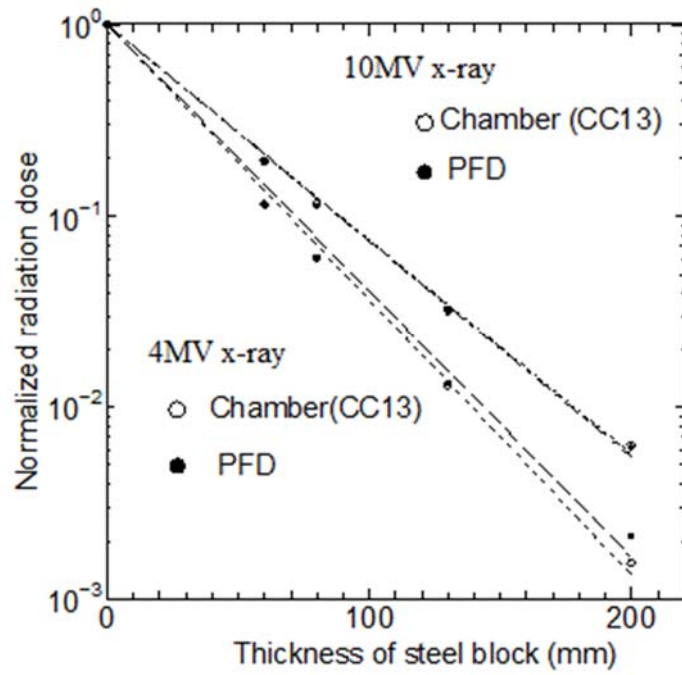


Fig.3.3. スリット材厚さと X 線透過率の関係

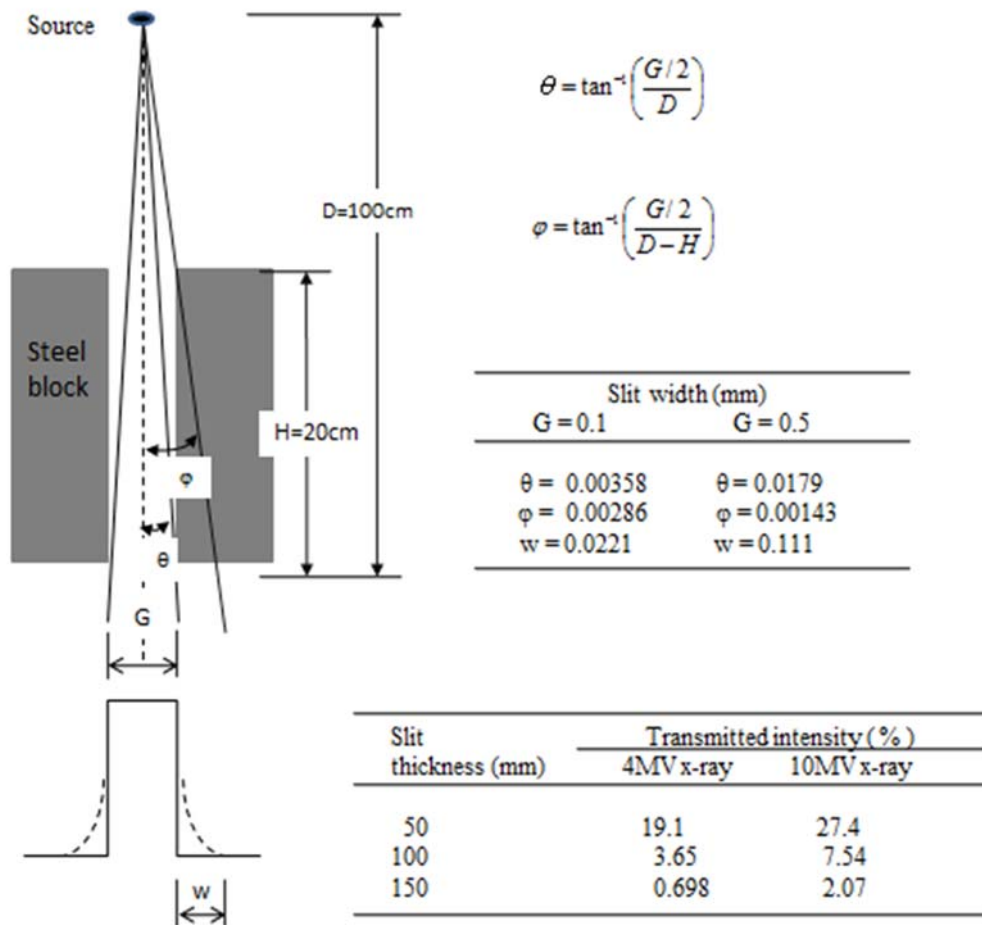


Fig.3.4. スリット材の角の X 線透過率⁸¹⁾

Fig.3.4.には、使用するスリット材の角の X 線透過率による見積もりを示した。焦点が点であると仮定した場合、スリット幅 0.1 mm から 0.5 mm と間隙が大きくなると、LSF の広がりが大きくなり 4 MVX 線では 0.044 mm, 10 MVX 線では 0.222 mm だけ広くなると計算できる。さらに、スリット材の角の X 線透過率は、スリット厚さ 50 mm のとき 4 MV X 線では 19.1 % , 10 MVX 線では 27.4 % と見積もった。

3.3.1.2 照射野依存性

Fig.3.5. に照射野の変化にともなう全焦点の LSF の変化を示した。スリット幅 0.1 mm としてアイソセンタにおける照射野一辺の長さを 30, 40, 60 mm と変化させたとき、PFD の信号をピーク線量で正規化した。4 MV と 10 MV X 線ともに LSF ピーク幅は照射野によって変化しなかった。しかし、横軸± 5 mm 以上では照射野が大きくなるとともに分布幅が大きくなった。一方、全焦点の LSF の焦点項の高さ a_f は、4 MV よりも 10 MV X 線のほうが相対的に小さかった。これは、検出器固定のためのアクリル 5 mm における二次電子の発生率が 4 MVX 線の方が多いために LSF のピークが 10 MVX 線よりも高くなったものと考えられる。

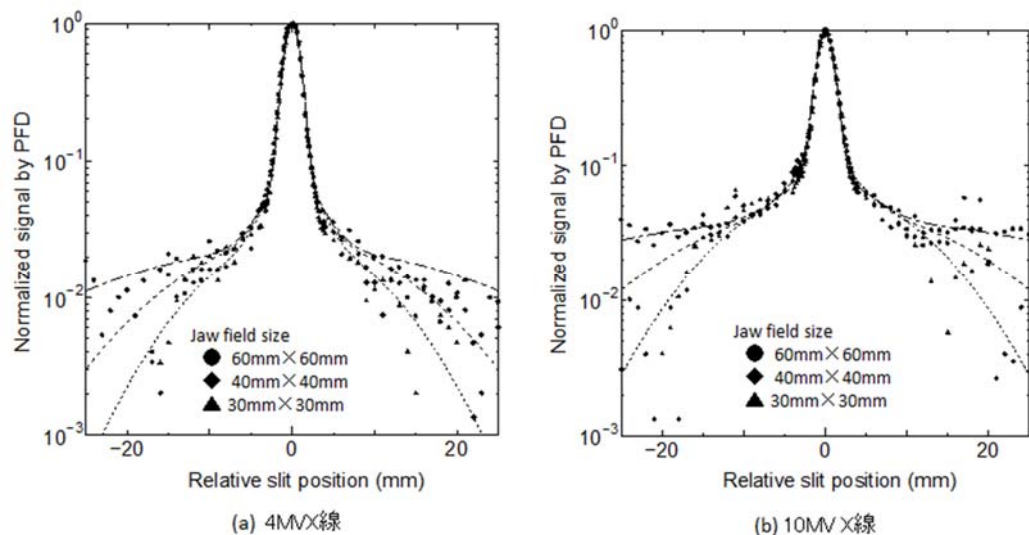


Fig.3.5. 全焦点の照射野の依存性

全焦点の LSF の X 線透過率の高さ a_t と分布の幅 σ_t は、4 MV より 10 MV X 線の方が大きくなった。この原因は2つ考えられる。ひとつは、照射野が大きくなることで X 線出力が大きくなるために、照射野に比例して a_t と σ_t が大きくなったことがあげられる。もうひとつは、4 MV より 10 MV X 線においてスリット材の X 線透過率の変化が大きかったことに起因していると考えられる。結果として全焦点の LSF は、照射野依存性があることを示した。

3.3.1.3 スリット幅の依存性

Fig.3.6は、10 MV X 線のスリット幅を 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 mm に変化させたときの全焦点の LSF である。グラフの横軸はビーム中心軸からの距離、縦軸は PFD 信号 (nC) の測定値である。グラフ内に TG 関数による近似曲線は点線で示し、測定点はシンボルで示した。近似曲線は測定値をよく再現しているが、信号量 0.1 nC 以下では信号値と近似値の差が大きくなった。また、全信号の LSF は左右が非対称でピークがやや左傾斜したが、原因はスリットのわずかな傾きによるものと考えた。

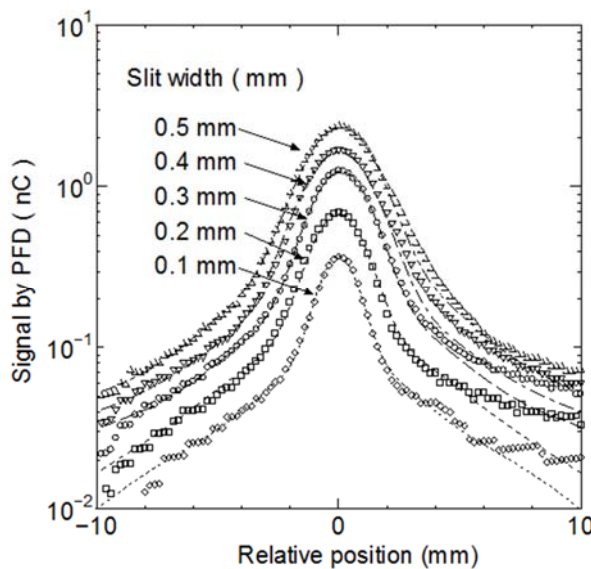


Fig.3.6. 全焦点の LSF (10 MV X 線)

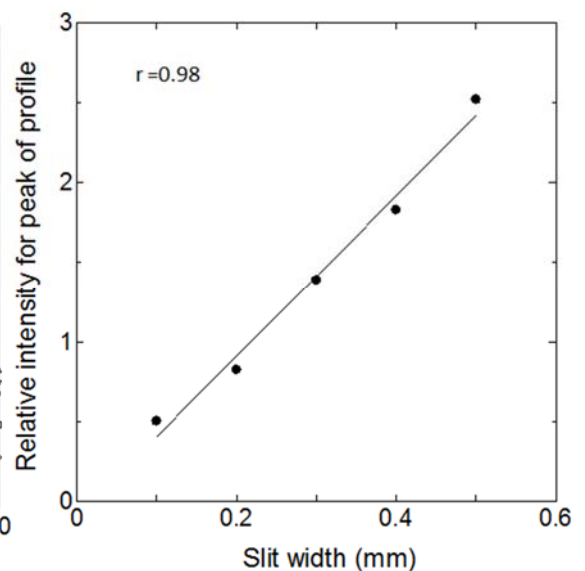


Fig.3.7. 全焦点の LSF ピーク相対強度とスリット幅の関係

Fig.3.7. に全焦点の LSF ピーク相対強度とスリット幅の関係を示した. 全焦点の LSF のピーク相対強度はスリット幅に比例して増加した. その相関係数は 0.98 であった. 逆に直線近似式からスリット幅 0 mm を外挿した場合, 計算ではピーク相対強度はほぼ 0 となった. このことから, 外挿して相対強度 0 の分布を求めることもできないと考えた.

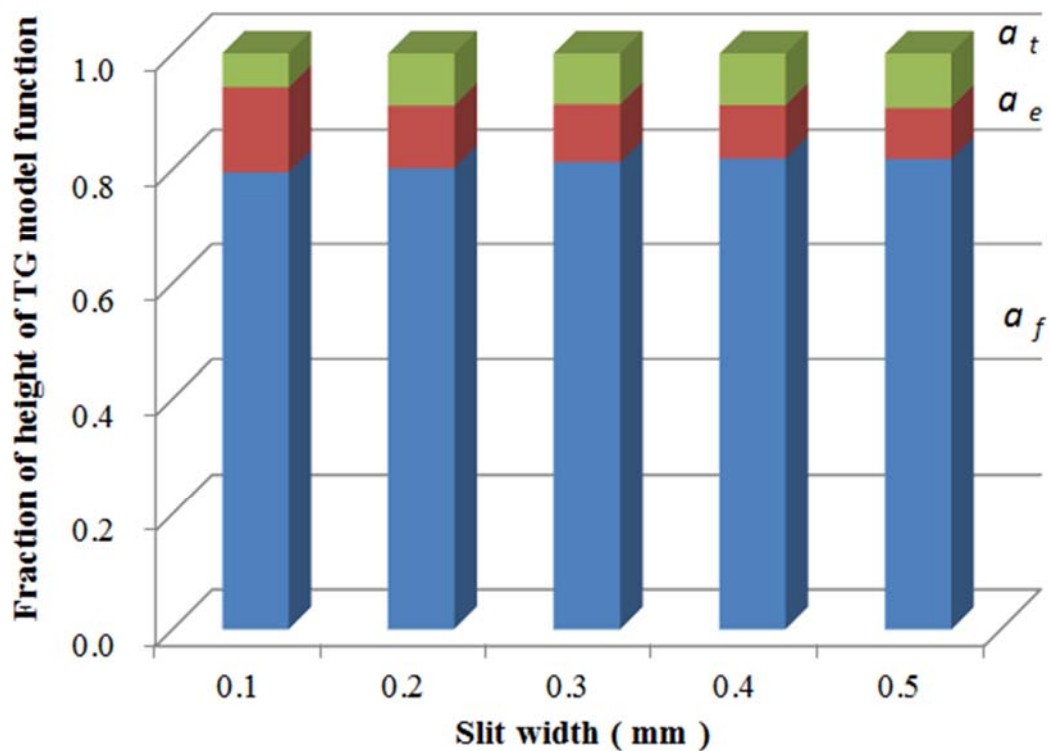


Fig.3.8. 全焦点 TG 関数パラメータの高さの割合 (10 MVX 線)

Fig.3.8. は 10 MVX 線の全焦点 LSF における TG 関数パラメータの高さ (a_f , a_e , a_t) の割合の関係を示した. スリット幅が 0.5 mm から 0.1 mm へ小さくなることにより全焦点の LSF の焦点の高さ a_f および X 線透過率の高さ a_t の占めるパラメータ割合が減少し, 逆に a_e の割合がわずかに増加した.

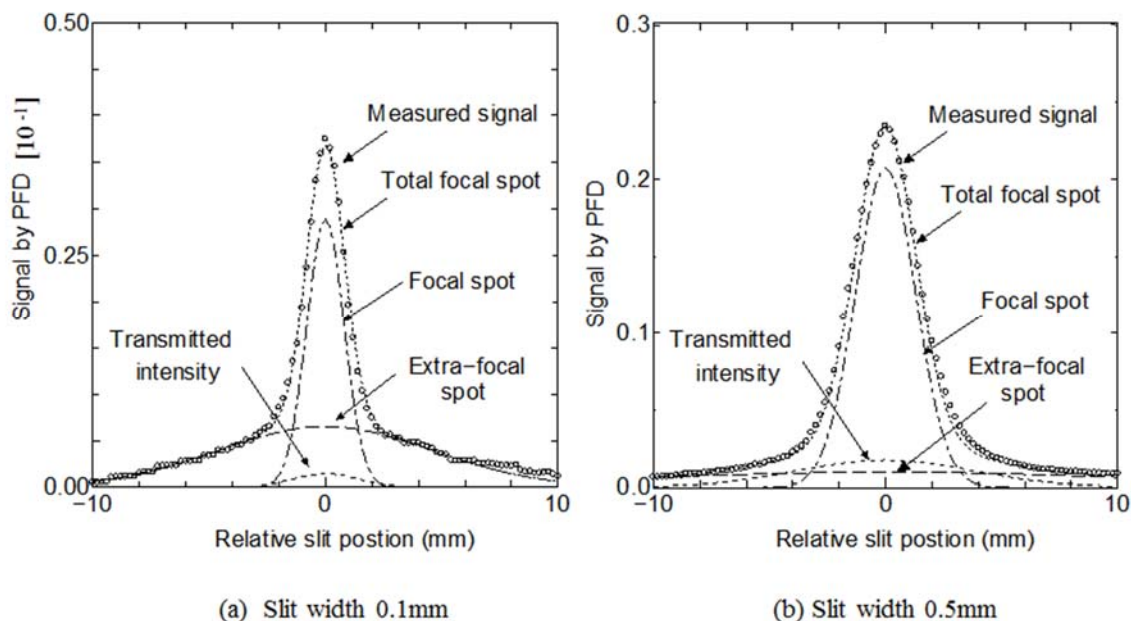


Fig.3.9. 全焦点の LSF および各々の TG 関数(10 MVX 線)

Fig.3.9. 10 MVX 線における全焦点の LSF および各々の TG 関数を示した.(a)に対する(b)の縦軸の信号量は約 10 倍の違いがある.(a)は焦点の LSF に対して焦点外放射線割合が高いのに対して、(b)のスリット幅 0.5mm ではと X 線透過率の割合がやや高い. また、(a)に対して(b)は焦点 LSF の幅が大きかった.

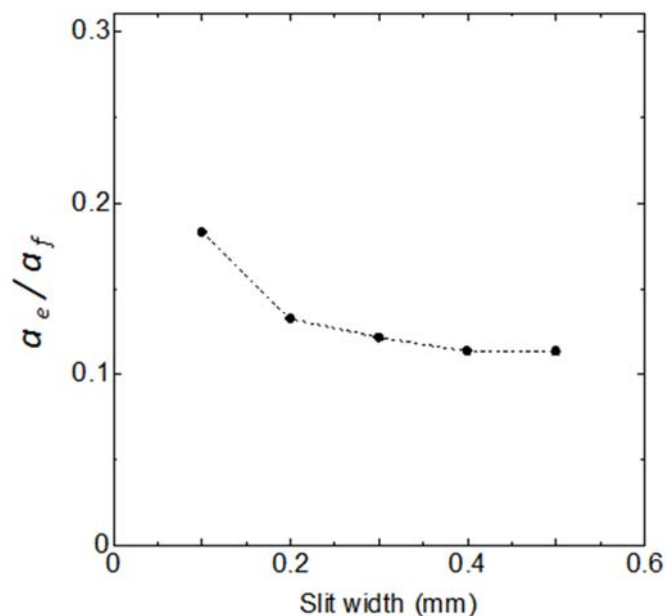


Fig.3.10. スリット幅の変化に対する割合 a_e/a_f の変化

Fig.3.10. にスリット幅の変化に対する割合 a_e/a_f の変化を示した. この a_e/a_f の割合は, 式(3. 2) の近似モデルにおける焦点外放射線(a_e)と焦点放射線(a_f)の全焦点の LSF に対する高さの割合である. Fig.3.10. の結果より, a_e/a_f の割合はスリット幅 0.4 mm~0.5 mm において変化が少なく, スリット幅は 0.4 mm よりも大きい方が安定していた. それゆえ, 焦点外放射線のピークの高さ a_f および幅 σ_e が安定するスリット幅 0.4 mm は, 焦点と焦点外放射線の LSF ピーク高さの割合 a_e/a_f を決定するのに適していると考えられる.

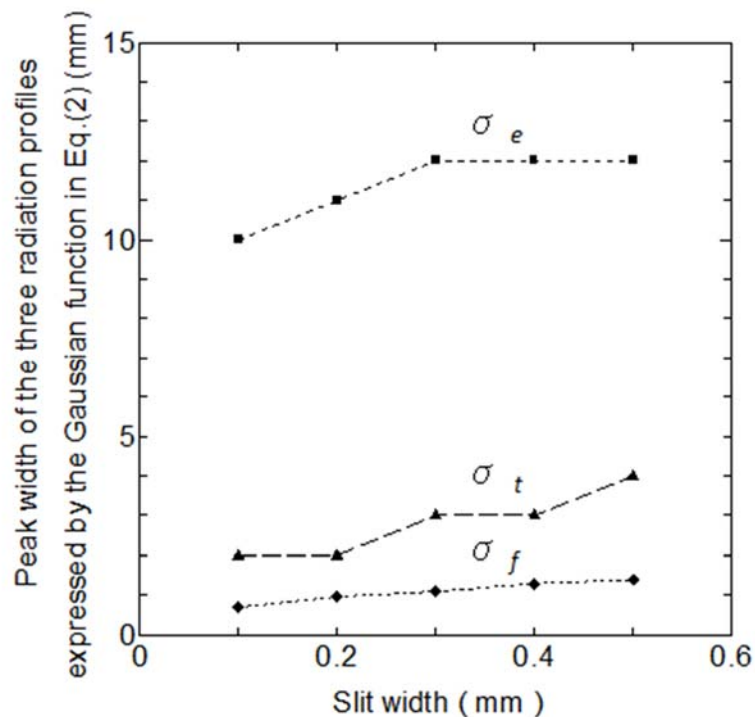


Fig.3.11. 10 MVX 線の全焦点 TG 関数パラメータのピーク幅とスリット幅の関係

Fig.3.11.には, 10 MVX 線の全焦点 TG 関数パラメータのピーク幅とスリット幅の関係を示した. ピーク幅としては, 式(3. 3)の TG 関数の近似パラメータ項の焦点(σ_f), 焦点外放射線(σ_e), 放射線透過率(σ_t)の3つとも示している. 焦点外放射線における LSF のピーク幅 σ_e は, スリット幅 0.3 mm 以上で一定となった. 先に示したとおり a_e/a_f の割合が 0.4 mm 以上で一定となることを考え合わせ, 焦点外放射線の a_e と σ_e のそれぞれの項を決定するのにスリット幅 0.4 mm が最も適していると考えられる.

焦点外放射線(σ_e)については、全焦点の LSF の裾野の精度良い測定データを得る必要がある。Fig.3.12. に示す全焦点の LSF の裾野領域をスリット幅 0.4 mm でスキャンしたときの平均的なばらつきは、0.0022 と小さい。また、スリット幅 0.4 mm では全焦点の LSF のぼけには寄与しないと考えられる。したがって、焦点外放射線の分布測定にはスリット幅 0.4 mm が最適と考えた。

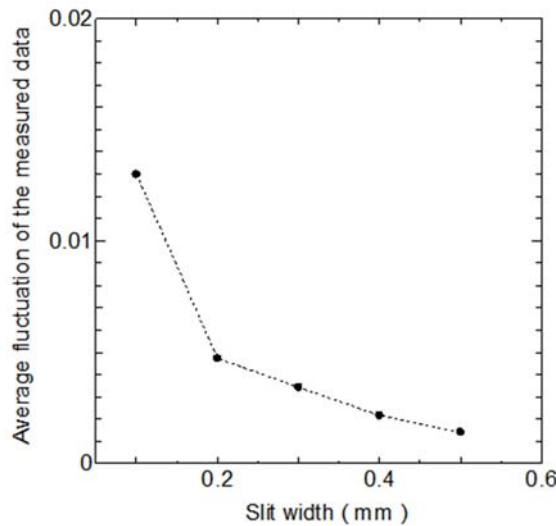


Fig.3.12. 測定データの平均的なばらつきの関係

Fig.3.12.はスリット幅と LSF の裾野の測定データの平均的なばらつきの関係を示した。測定データの平均的なばらつきとは、各スリット幅の x 座標における測定値と近似値の差の絶対値を裾野領域の測定の平均値で除した値である。裾野領域としては、横軸の距離 $-9.8 \text{ mm} \sim -7.2 \text{ mm}$, $7.2 \text{ mm} \sim 9.8 \text{ mm}$ の範囲とした。全焦点の LSF の裾野領域の平均的なばらつきは、スリット幅 0.5 mm から 0.2 mm まで狭めるとともに徐々に大きくなっていき、0.2 mm から 0.1 mm に変化させたところ急激な悪化が見られた。スリット幅 0.4 mm におけるばらつきは 0.0022 と小さく、焦点外放射線を精度良く測定するに十分な小ささと判断した。スリット幅 0.1 mm での急激なばらつきの増大は、裾野領域において光子数が非常に小さくなったために測定誤差が大きくなったことに起因している。したがって、スリット幅 0.1 mm は、焦点放射線の LSF のピーク幅 σ_f の決定のみに用いる方が妥当であると考えた (Fig.3.10.).

以上の結果から、全焦点 LSF の測定はスリット幅 0.1 mm と 0.4 mm の 2 つを用いて測定する。スリット幅 0.1 mm の測定は、焦点の幾何学的大きさ (σ_f) のみの値を採用した。また、スリット幅 0.4 mm の測定は、全焦点 LSF の線量的な大きさを測定するものとして、焦点外放射線の分布の広がりである σ_e と a_e/a_f の割合を採用した。これによって全焦点の LSF の解析結果に 2 つの意味を持たせたことになる。

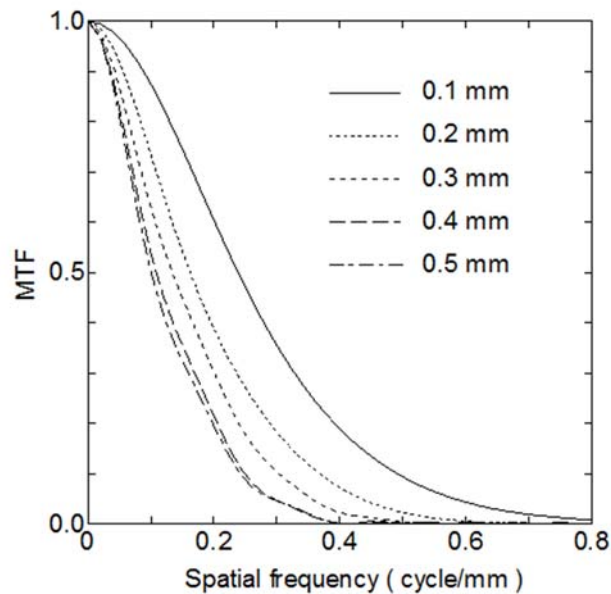


Fig.3.13. 10 MVX 線の全焦点の MTF.

Fig.3.13.は、10 MVX 線を用いて測定したスリット幅に対する MTF を示した。スリット幅 0.1 mm が最もぼけの少ない MTF を示し、スリット幅が大きくなるとぼけが大きくなる傾向を示した。

3.3.1.4 全焦点 LSF 測定

Fig.3.14. は Varian 社製の加速器 4 MV X 線 と 10 MV X 線を用いて測定したスリット幅 0.1 mm の結果である。全焦点の LSF の測定値 (点) と近似結果 (点線) を示した。全焦点の LSF は、ピークから外側 ± 5 mm 以上の裾野の測定データのバラツキが大きかった。その原因はスリット幅 0.1 mm で得られた放射線の LSF の裾野領域の光子数の低下で

ある。また、スリット幅 0.1 mm で焦点をスキャンした LSF からスリット材 20 cm を用いてバックグラウンドをスキャンした LSF を差し引いて正味の LSF を得た。しかしながら、Fig.3.14.のスリット幅 0.1 mm で得られた放射線の LSF は、全焦点 LSF の焦点のみ Gaussian 近似が良いものの、裾野から広がる分布では測定値と近似値との誤差が大きかった。

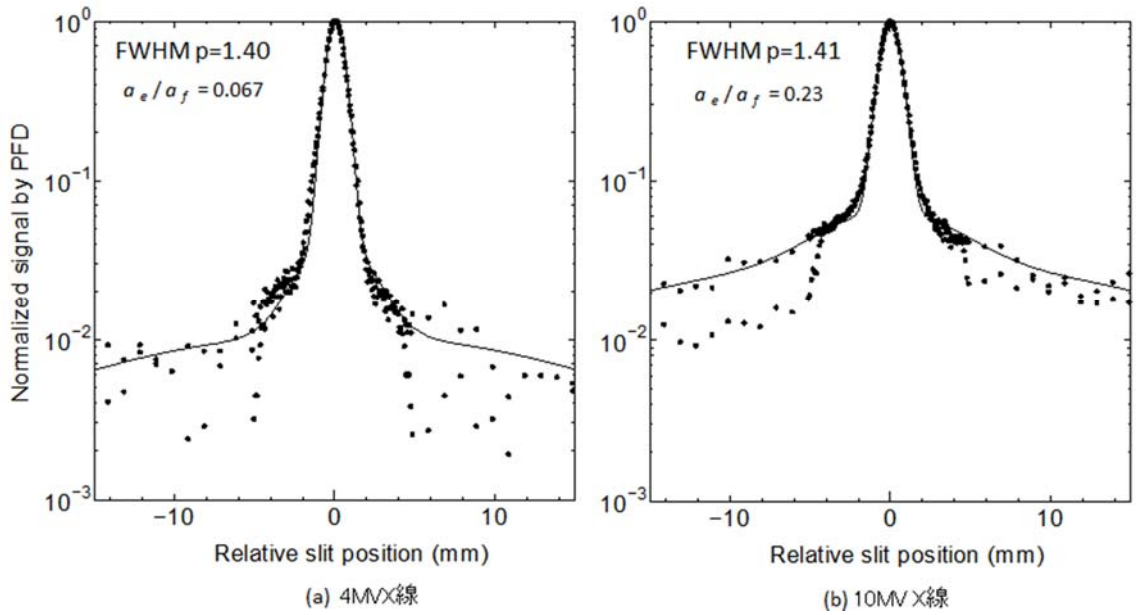


Fig.3.14. 全焦点の LSF の測定値(スリット幅 0.1 mm)測定

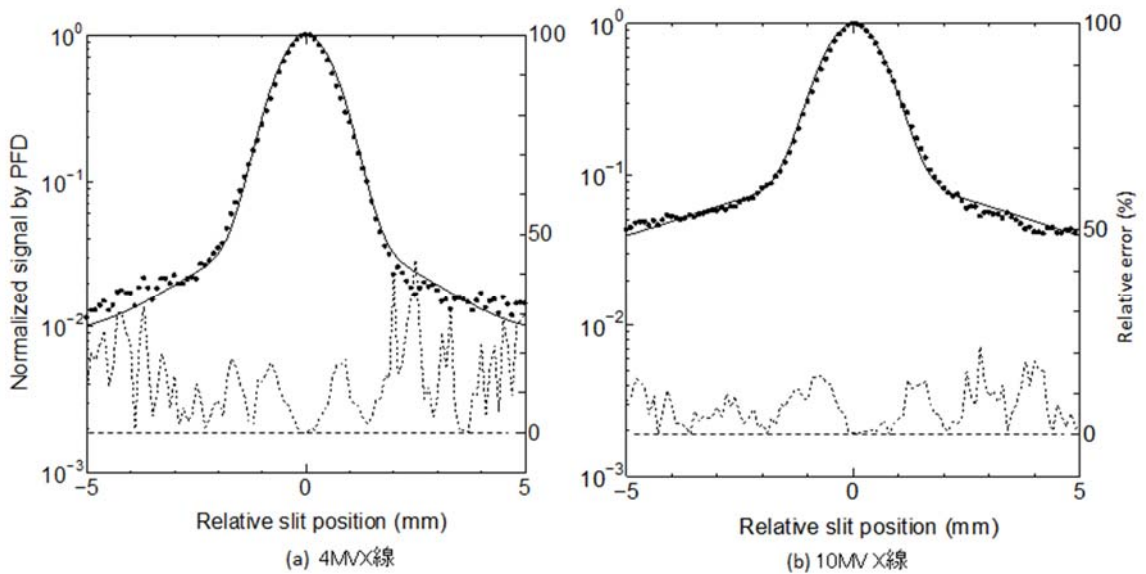


Fig.3.15. Fig.3.14. 全焦点の LSF (スリット幅 0.1 mm)

Fig.3.15. は、全焦点の LSF を示した. 左軸が PFD のピークで正規化, 右軸は相対誤差を示した. 4 MV と 10 MV X 線におけるスリット幅 0.1 mm のスリットスキャンを用いた場合の, ± 5 mm の範囲における全焦点の LSF の相対誤差を示した. 点と点線はFig.3.14. で示したものと同一である. 点線の相対誤差 (%) は, 測定値と近似値の差の絶対値を測定値で除した値の百分率として示した. Fig.3.15.の相対誤差(破線)は, 4 MVX 線においては 20 %以下, 10 MVX 線においては 15 %以下であった.

Fig.3.16.は, 4 MV と 10 MV X 線におけるスリット幅 0.4 mm スリットスキャンを用いて, 全焦点の LSF の測定値(点)と近似値(実線)として示した. グラフの右軸は, 全焦点の LSF の測定値と近似値の相対誤差(%)を示した. その相対誤差は, 4 MV と 10 MVX 線において焦点の LSF のみそれぞれ 30 と 20 % 以下と小さかった.

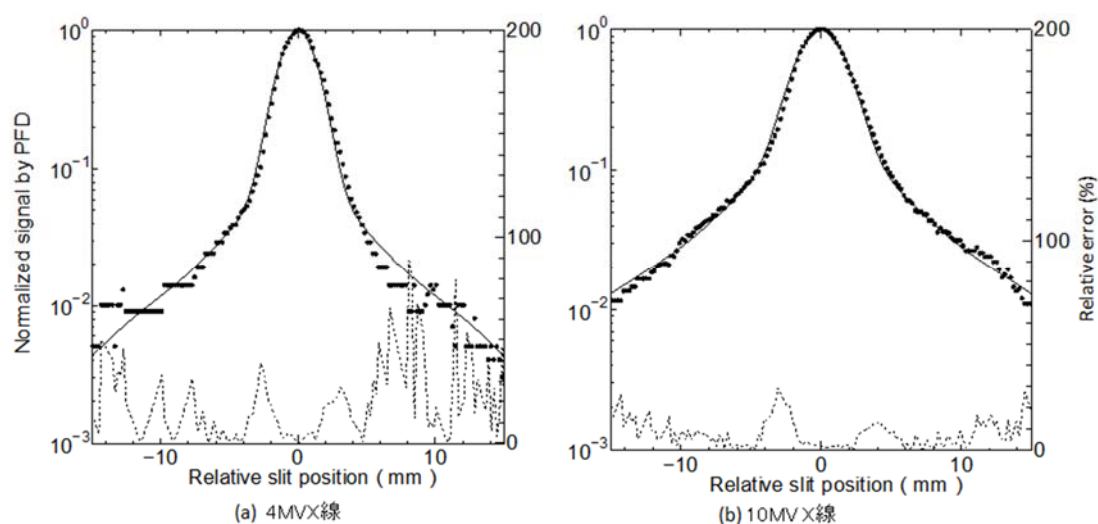


Fig.3.16.全焦点の LSF (スリット幅 0.4 mm)

Fig.3.17.と 3.18.には, S 社製の 4 MV と 10 MV X 線の全焦点の LSF に対するカーブフィッティングの結果を示した. 測定値(点)と近似値(実線)を示す (S 社製). 4 MV と 10 MVX 線の全焦点 LSF の Cross-plane は TG 関数で近似に対して, 4 MV と 10 MVX 線の全焦点 LSF の In-plane は以下の理由で PD 関数関数による近似を採用した. TG 関数については Levenberg Marquardt 法を用いて最適化しパラメータを求めた. In-plane の LSF では一次項が鋭利な凸状に対して, 二次項もまた一次項の分布に近い急峻に変化する分

布となり、さらに三次項が逆に急速に分布が広がる LSF であった。このため、TG 関数
 近似によるパラメータ解が Levenberg Marquardt 法により得られなかった。そのため
 In-plane に対しては PD 関数を用いてピークの急峻な焦点分布の近似を実施した。

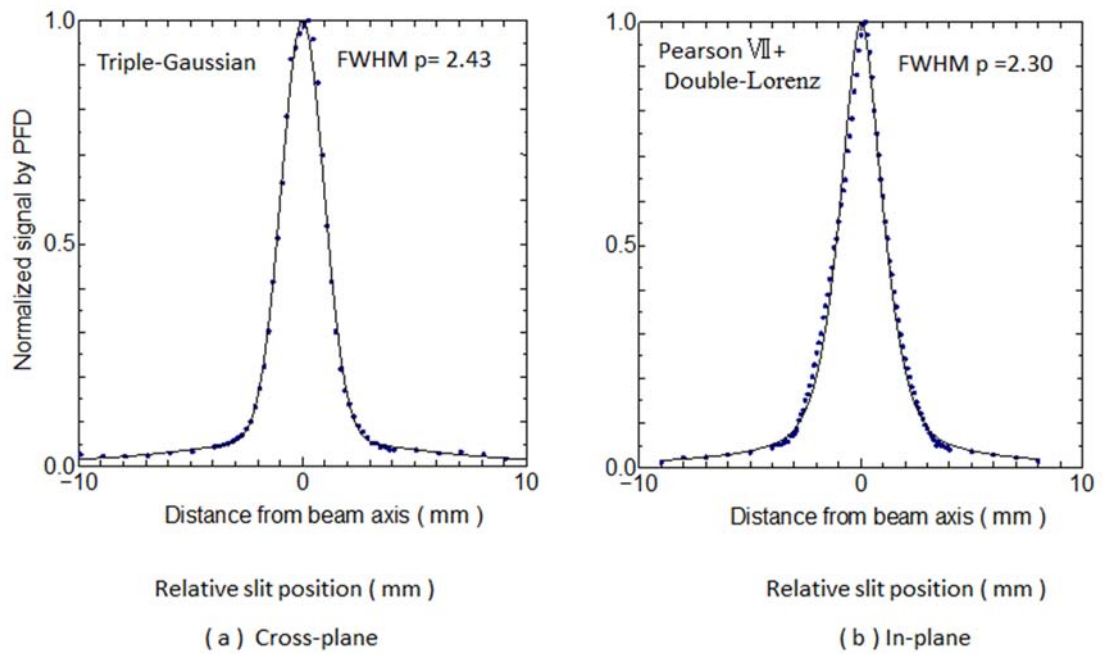


Fig.3.17. 4 MV X 線の全焦点の LSF (スリット幅は 0.1mm) (S 社製).

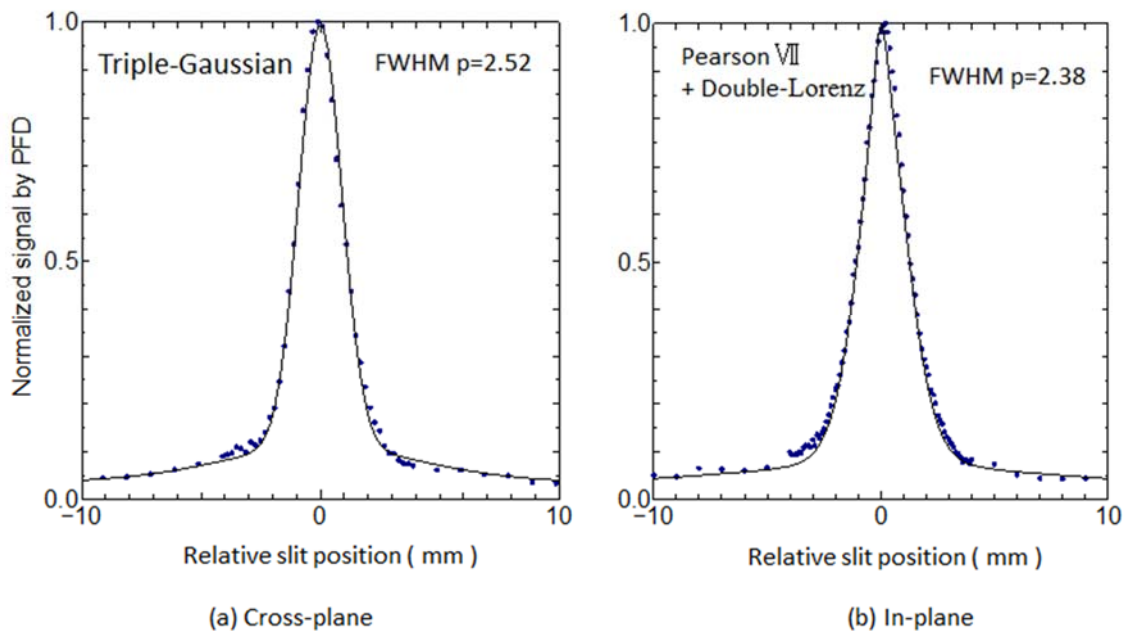


Fig.3.18. 10 MV X 線の全焦点の LSF (スリット幅は 0.1mm) (S 社製).

Table 3.1. 4 MVX 線の全焦点の LSF のフィッティングパラメータ(S 社製).

(a) Cross-plane (Triple Gaussian model)

	a_f	σ_f	a_e	σ_e	a_t	σ_t	a_e / a_f
Parameters	2.95	1.06	0.5	15	0.5	3.6	0.169

(b) In-plane (Pearson VII + Double-Lorenz model)

Pearson VII		$P(x)_{PVI} = \frac{a}{\left(1 + 4\left(\frac{(x-b)/c}{c}\right)^2 \left(2^{\frac{1}{d}} - 1\right)\right)^d}$
a.	0.55 (height)	
b.	0.04 (Position)	
c.	2.70 (width ^{*1})	
d.	6.00 (width ^{*2})	
Double-Lorenz model		$F_{ei}(x) = \frac{a_1}{1 + \left(\frac{(x-b_1)/c_1}{c_1}\right)^2} + \frac{a_2}{1 + \left(\frac{(x-b_2)/c_2}{c_2}\right)^2}$
Parameter descriptor	Parameter estimation	
a_1		0.03
b_1		0.2
c_1		4.7
a_2		0.005
b_2		0
c_2		10
$S_0 = a_1 + a_2$		0.035
FWHMP [*]		10.2

Table 3.2. 10 MVX 線の全焦点の LSF のフィッティングパラメータ(S 社製).

(a) Cross-plane (Triple Gaussian model)

	a_f	σ_f	a_e	σ_e	a_t	σ_t	a_e / a_f
Parameters	3.6	1.09	0.8	10	1.0	4.5	0.213

(b) In-plane (Pearson VII + Double-Lorenz model)

Pearson VII		$P(x)_{PVI} = \frac{a}{\left(1 + 4\left(\frac{(x-b)/c}{c}\right)^2 \left(2^{\frac{1}{d}} - 1\right)\right)^d}$
a.	0.87 (height)	
b.	0.04 (Position)	
c.	3.20 (width ^{*1})	
d.	15.00 (width ^{*2})	
Double-Lorenz model		$F_{ei}(x) = \frac{a_1}{1 + \left(\frac{(x-b_1)/c_1}{c_1}\right)^2} + \frac{a_2}{1 + \left(\frac{(x-b_2)/c_2}{c_2}\right)^2}$
Parameter descriptor	Parameter estimation	
a_1		0.105
b_1		0.2
c_1		5.50
a_2		0.020
b_2		0
c_2		5.00
$S_0 = a_1 + a_2$		0.125
FWHMP [*]		10.6

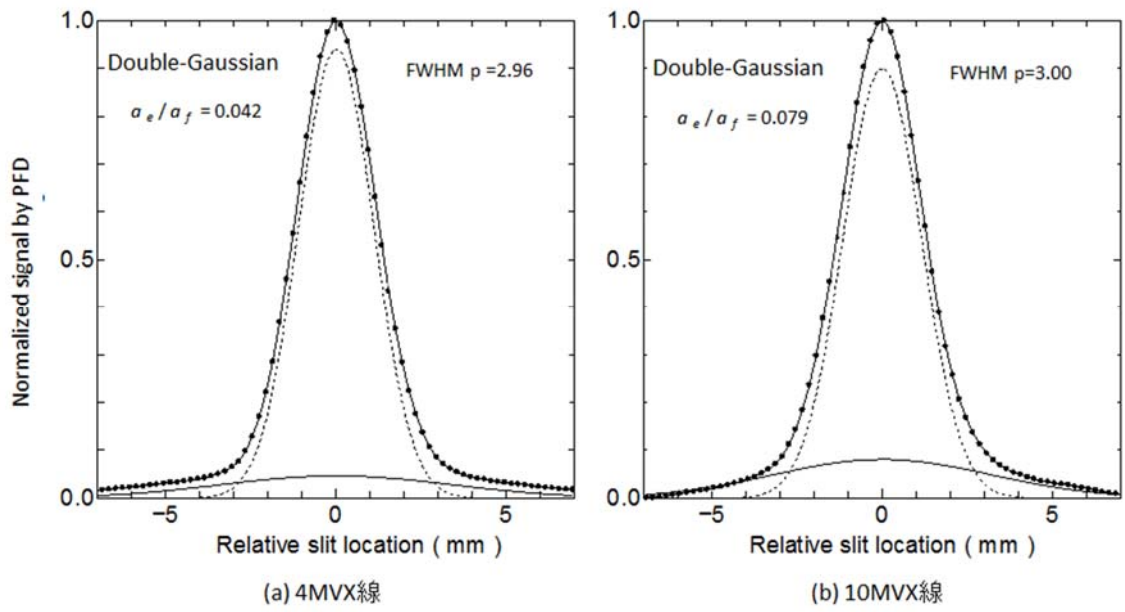


Fig.3.19. 4 MV と 10 MV X 線の全焦点の LSF (スリット幅は 0.4 mm) (S 社製).

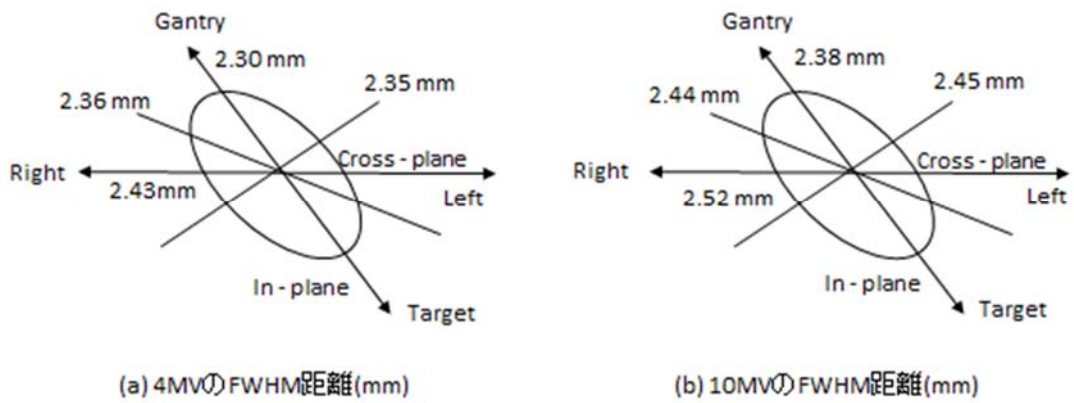


Fig.3.20. スリット(スリット幅 0.1 mm)を 0, 45, 90, 135 度回転したときの焦点 FWHM .

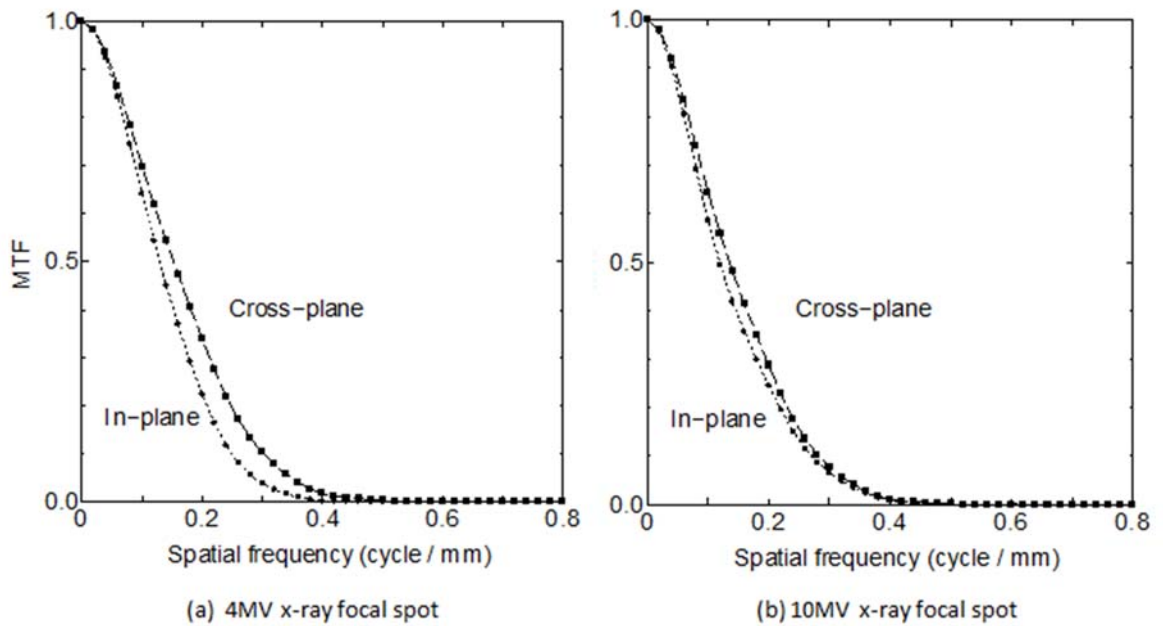


Fig.3.21. 4 MV と 10 MV X 線の MTF (S 社製).

Fig.3.17.と 3.18.は、4 MV と 10 MVX 線の全焦点の LSF フィッティングパラメータを示した(S 社製). 4 MVX 線の FWHM は (a) 2.43 mm (b) 2.30 mm, 10 MVX 線 FWHM は(a) 2.52 mm (b) 2.38 mm であった. また, TG 関数の高さの割合 a_e/a_f は, 4 MV と 10 MVX 線においてそれぞれ 0.169 と 0.213 であった. さらに, スリット幅 0.1 mm でスキャンした場合 PD 関数で近似した 4 MV と 10 MVX 線では, それぞれ 0.063 ($S_0/a = 0.035 / 0.55$) と 0.144 ($S_0/a = 0.125 / 0.87$) であった.

Fig.3.19.は 4 MV と 10 MV X 線の全焦点の LSF (スリット幅は 0.4 mm)を示した. Double Gaussian 関数の a_e/a_f の割合は 0.042 と 0.079 であった. スリット幅 0.4 mm を大きくすることで a_e/a_f の割合は小さくなった.

Fig.3.20.はスリット(スリット幅 0.1 mm)を 0, 45, 90, 135 度回転したときの焦点 FWHM を示した. 4MV と 10 MVX 線の全焦点 FWHM では, Cross-Plane 方向にやや広がる楕円形の分布であった.

Fig.3.21. は 4MV と 10 MV X 線の MTF を示した. MTF では In-plane の方が低い周波数でぼけており, 裾野が Cross-Plane に比べてやや広がる傾向にあった.

3.4 考 察

全焦点放射線の計測に関し、スリットスキヤンのスリット幅が焦点および焦点外放射線の分布に及ぼす影響について検討した。また、全焦点のLSFを測定する実験的な手法を開発し、LSFをモデル化するためにTG 関数およびPD 関数を用いて、焦点と焦点外放射線を推定する方法について述べた。

まず、全焦点のLSFの計測においてぼけ因子となるものとして、検出器の体積効果とスリット材のX線透過率が問題となると考えた。前者への対応として、PFD検出面をスリットに対して並行に配置し、スリット間隙を透過したX線を検出幅50 μm (一定)の中央に配置する測定法を新たに採用した。過去の論文とは異なり検出器による体積効果によるぼけを最小限に抑えられると同時に検出器の感度不足を補うことが可能になった (Fig. 3. 1.)。後者はSawantら⁸¹⁾が指摘した通り、スリット材のX線透過率が全焦点のLSFに影響を及ぼすというものである。本研究においてスリット材として使用した鉄ブロックの密度は7. 87 (10^3 kg / m^3)でありX線が透過する厚さは200 mmである。したがって、スリット材の高さ $H = 200 \text{ mm}$ のときX線透過率自身は1 % 以下(Fig.3.3.)と無視できるほど小さい。しかし、Sawantらはスリット材のEdge効果によりLSFが影響を受けると報告している。たとえば、スリット幅 0.1 mm のときスリット材の角のX線透過による拡がり、 $W = 0.022 \text{ mm}$ であり、スリットギャップ幅に占める割合は 0.22 (0.022/0.1) (Fig. 3. 4.)である。つまり、スリット幅0.1 mm においてEdgeのX線透過率が全焦点のLSFの裾野の測定分布に及ぼす影響は無視できない。

照射野依存性からみた焦点の項 σ_f は、照射野の変化に対してほとんど変わらないのに対して、焦点分布の外側が分布の広がりが大きく変化した。照射野が大きくなることで焦点外放射線による相対的な線量増加となったと推察できる。Fig.3.4.にはPrasadら²¹⁾が示したMTFにおけるX線透過率を求めたスリット幅0.1mmに対する幾何学的な幅(W)の割合は0.22(0.0221/0.1=0.22)であり、0.5mmに対しては0.22(0.111/0.5=0.22)であった。これは焦点から鉄ブロックの距離が大きいためWの割合がほとんど同じことを示した。これに対して

鉄ブロック厚さ50mmに対する X線透過率は、4 MVと10MVにおいてそれぞれ19.1%と27.4%であり無視できない。つまり、全焦点のLSFの成分には、鉄ブロックのエッジを透過するX線成分が加わることになるためにTG関数の近似成分として考慮した。これに、Fig.3.8.のスリット幅が 0.1から 0.5 mmに変化した場合、10MVX線に対する a_i の全焦点のLSFに占める割合は、0.1mmが約5%、その他は約10%でほぼ一定であり比較的小さい。

ぼけの起因としては、X線透過率の要素だけでなく二次電子の広がりによっても説明は可能である。しかしながら、過去の実験と異なり検出器の厚さ50 μm をビーム軸に平行に配置する方法を採用し、また検出器保護アクリル材の厚さを5 mmとしたことから二次電子の広がりには十分無視できると考え、スリット材のX線透過率がESFのぼけの主原因となると考えた^{21,81)}。

過去、焦点計測の方法には幾何学的焦点サイズの計測法と焦点だけでなく焦点外放射線を含めた計測法の2つがある。まず、焦点の幾何学的な大きさを求めるには二次散乱をできるだけ含まないで焦点を計測できることが必要条件である。たとえば、⁶⁰Co以下のエネルギーでは二次散乱によるぼけは無視できることから幾何学的な焦点計測法が確立されている²⁴⁾。一方後者は、焦点の線量的な大きさを光子と物質との相互作用により発生した二次散乱を含めて計測する。焦点はぼけを生じるが焦点外放射線の測定が可能である。現在、高エネルギー焦点計測に関しては幾何学的と線量的な大きさとしての定義があるわけではない。しかしながら、焦点の幾何学的な大きさは検出器によるぼけを最小にするためにスリット幅を最小にした場合の焦点強度分布であり、線量的な焦点とは焦点だけでなく焦点外放射線の強度分布が測定できるスリット幅にするという考え方を本研究では採った。

高エネルギーの半影としてICRU 24⁴⁷⁾では、幾何学的半影と線量的半影が定義されている。また、過去のスリット幅の測定結果から焦点と焦点外放射線の測定がスリット幅に依存していることが見て取れる。たとえば、過去、Loewenthalら⁴⁸⁾は加速器の6 MVと18 MVX線を用いてスリット幅50 μm で焦点計測を行った。しかし、焦点のLSFは直径 5 mm

の限局された範囲でのみフィルム計測されたものであり、焦点のみの幾何学的な大きさを測定したものと推察できる。また、Jaffrayら¹⁹⁾の報告ではスリット幅0.13 mmにすることで焦点のみの分布が測定可能であるとした。この二つの文献は、焦点のみの大きさに言及しており、焦点外放射線の分布は計測の対象としていない。さらに、Chenら⁸³⁾は幅0.05と0.092 mmのスリットを用いて焦点の計測を行い、ビーム軸に対して±3 mm範囲をスキャンしてFWHMを求めた結果、両スリット幅に対してその差を認めなかったと報告した。他方、Shamら³⁵⁾は、スリット幅0.3 mmで焦点をスリットスキャンすることによって、焦点と焦点外放射線を同時に測定できたと報告した。これら過去の論文から推察されることは、焦点と焦点外放射線を同時に測定するためには、検出感度の向上とぼけの抑制という2つの実現条件が不可欠ということである。そこで本研究では、焦点だけでなく焦点外放射線を一度に測定できるようにする半導体検出器を採用した。次に、二次電子によるぼけを小さくするために、スリット間隙に平行に検出器を配置した。これにより焦点からスリット間隙を視覚的に見たとき検出器の受光部は50 μm×5 mmと細長くでき、ぼけが小さく焦点外放射線が測定できると考えた。

まず、焦点の幾何学的なLSFを求めるスリット幅 0.1 mm での測定について考える。スリット幅は全焦点のLSFの最も大きなぼけ因子であり、式(3.1)に示すとおりスリット幅を限りなく小さくすることにより焦点の幾何学的な大きさが求められる。焦点分布の広がりを鉛箔とスペーサをサンドイッチ状にしてフィルムを用いて本数を計測するLutz法⁴⁰⁾あるいはJaffrayら¹⁷⁾の報告では、焦点の σ は0.42~0.63 mmであった。実測データに基づくスリット幅 0.1 mmの全焦点のLSFは、TG関数の焦点に関する測定値と近似値との相対誤差が4 MVと10 MVX線においてそれぞれ20と15%以下であった(Fig. 3.15.)。つまり、焦点のLSFを十分測定できる範囲が±5 mmと限定されているが、焦点項のみに関するGaussian分布の測定値再現性は優秀であった。また、Fig.3.15の結果は裾野部において二つ目のGaussian分布は相対誤差が4 MVと10 MVX線においてそれぞれ 40と20%と大きくなり、測定のはらつきが大きくなったことを示している。したがって、スリット幅 0.1 mmは幾何学

的な焦点の大きさのLSFを求めるのに最適と考えた。

次に、スリット幅0.4 mmの測定は線量的な焦点のLSFを表すと仮定した。全焦点のLSFの電離量が相対的に増加しており、 a_e/a_f の値が過去の文献と近い値となっている(Fig.3.16.)。これは、スリット幅が大きくなることで全焦点のLSFに二次電子の広がりによるぼけが加わったと考えることができる。しかし、焦点外放射線の分布の広がりを目的とする計測法ではスリット幅を大きくする方が好ましい。Fig.3.12の結果からスリット幅0.2 mm以下では、裾野領域(-9.8 mm ~ -7.2 mm, 7.2 mm ~ 9.8 mm)の平均的なばらつきが急激に大きくなった。逆に、スリット幅0.4 mm以上では、ばらつきが小さくなった。スリット幅が小さい場合にばらつきが大きくなる原因としては、1) 放射線強度あるいは電離量が小さい、2) 焦点LSFの範囲が不明であるためにJawサイズの開口面積に影響を受ける、3) 検出器のX線感度に依存する。本研究で採用した方法はスリット幅を変化させる単純なものであるが、焦点について信頼性の高い情報を得られるとの結論を得た(Fig.3.9., 3.10, 3.11.)。

焦点計測のひとつの問題は、焦点と焦点外放射線の高さの割合である a_e/a_f に矛盾が生じていることである。つまり、全焦点のLSFを近似した場合、スリット幅0.1 mmの測定値精度が問題である。Fig.2.14.に示すとおり4 MVと10MVX線の全焦点のLSFの高さに対する割合 a_e/a_f がそれぞれ0.047と0.26となった。10 MVX線の焦点外放射線の割合が0.26と4MVと比べて小さくなる原因としては、スリット幅が小さくなることで光子量が減少し、PFD内の電離した信号が十分に検出できていないと考えた。たとえば、スリット幅0.1から0.5 mmへ増加すると全焦点のLSFのピークの電離量が増加するために、 a_e/a_f の値が0.19から0.12へと低下した(Fig.3.10.)。また、 a_e/a_f の値は4 MVX線では0.047から0.077と大きくなり、逆に10MVX線では0.26から0.17と小さくなっている(Fig.3.14., Fig.3.16.)この原因は、第2章に記したとおりPFD検出器を固定したアクリル板から発生する二次電子量のX線エネルギー依存性にあると考えた(2章3.6.1半導体検出器)。これに対して、スリット幅が大きくなると全焦点のLSFの全体的な信号が増加することで、焦点

のピークの高さが十分な信号量となり、全焦点のLSFの裾野の分布が測定可能となった。以上のことから、スリット幅0.4 mmの全焦点のLSFを測定では、線量的な焦点と焦点外放射線の測定が可能であったと判断した。ただし、スリット幅0.4 mmでは焦点はぼけをもった分布であるためにその分布のピーク幅 (σ_f あるいはFWHM) は焦点の幾何学的な大きさを反映していないと考えた。

焦点と焦点外放射線のLSFとの a_e/a_f 割合は、スリット幅0.4 mm が線量的なぼけを最小にするために最適であると判断した理由は以下のとおりである。Table 3.3 は、実験的な方法にもとづく我々の結果と他の研究との焦点と焦点外放射線のLSFのピーク幅の比較を示したものである。Jaffrayら¹⁹⁾は、焦点測定にCT再構成法を用いて加速器の9つの焦点放射線のLSFを測定した。その焦点のLSFのピーク幅 σ_f は、0.30 から1.45 mmであったのに対して、焦点外放射線 σ_e は0.93 mmであり、このとき a_e/a_f の割合は0.02であった。Sharpeら²²⁾の6 MVX線の焦点外放射線の測定においては、焦点のLSFのピーク幅 σ_f は0.43 から0.85 mmであり、 a_e/a_f の割合は0.12であった。Shamら³⁵⁾は、高エネルギー6 MVX線に対してダイオード検出器を用いてスリット移動法により全焦点のLSFを評価した。その報告では、焦点と焦点外放射線のLSFのピーク幅 σ_f 、 σ_e はそれぞれ0.65 と9.93 mmであり、その a_e/a_f の割合は0.162であった。他方、MC計算にもとづく a_e/a_f の割合は、Mohanら¹⁶⁾が0.065 から0.088、Chaneyら³³⁾が0.03 から0.09であった。我々の結果は、焦点と焦点外放射線のLSFの a_e/a_f 割合についてはSharpeら²²⁾のデータと近かった。

焦点と焦点外放射線の見積もり方法の違いは、ビルドアップを考慮した線量的な測定か否かであると推察できる。Jaffrayら¹⁹⁾は、焦点と焦点外放射線の間には測定不能領域があると指摘し、焦点外放射線の計測方法として付加コリメータの大きさを変化させX線出力に対してゼロ照射野の外挿値を求め推定する方法を提案している。つまり、二次電子の増加である線量的な変化から幾何学的な広がり分布をもつ焦点外放射線を推定している。したがって、加速器の焦点は、焦点の幾何学的な大きさと焦点外放射線の線量的な

LSFの二つを考えると都合がよいことになる。

Table 3.3. 我々の測定値と他の研究者との比較.

Author	X-ray energy		σ_e (mm)	a_e / a_f
	(MV)	σ_f (FWHM) (mm)		
Jaffray ^[19]	6	0.30 – 1.45 (0.70~3.40)	0.93	0.02
Sharpe ^[22]	6	0.43 – 0.85 (1.00~2.00)	-	0.120
Sham ^[35]	6	0.65 (1.53)	9.93	0.162
Our study	4, 10 (V社製)	0.57, 0.60 (1.40, 1.41)	9, 14	0.077, 0.159
	4, 10 (S社製)	1.06, 1.09 (2.43, 2.52)	15, 10	0.042, 0.079

本研究における全焦点のLSF近似は、Gaussian分布を基準として考え、**三**つのGaussian関数を組み合わせてLSF近似モデルに適用することにより焦点だけでなく、焦点外放射線を対象としたために焦点のFWHMの20倍の40 mmを計測範囲とした。しかし、加速器S社製の焦点は、Gaussian分布以外のピークの尖ったLSFの特徴をもっていた。過去、焦点の強度分布は非線形近似モデル関数として自然現象に見られるGaussian分布が多く報告されていた。また、医療用加速器のMC計算においても焦点モデルとしてGaussian分布が用いられていた。しかしながら、WangとLeszczynskiら⁷⁶⁾は近似関数のGaussian分布以外にPLを用いた近似が良いと報告している。本測定では、測定値とフィッティング関数との誤差を最小としたパラメータを求める最小二乗誤差あるいはLevenberg Marqardt法^{49,50)}にて近似を用い妥当性について検討した。最小二乗誤差は線量の近似値と測定値の誤差を求めたのに対して、Levenberg Marqardt法では線量の誤差に加えて横軸の距離における近似値と測定値の誤差を最小にしたパラメータを求めることができる。その結果、全焦点のLSFはGaussian、DG、TGで良好な近似が得られる場合にはLevenberg Marqardt法によりパラメータを算出することができた。しかし、S社製の加速器のIn-plane方向では全焦点のLSFの^o

ークが尖った形状をしており、測定値にTG関数を用いて近似するときLevenberg Marquardt法によって最適なパラメータ解を得ることができなかった。この理由は、ピークの幅が非常に小さいために、2つのGaussian関数を組み合わせなければ急峻な分布の近似ができなかった。この場合はPD関数を用いて全焦点のLSFの近似を行うことが適当と判断した。

近似関数の選択による問題点は、近似方法が異なることで a_e/a_f の割合が変化したことである。たとえば、4MVX線ではCross-planeとIn-planeの a_e/a_f の割合は0.169と0.063 (Table3.1.)、10MVX線ではCross-planeとIn-planeの a_e/a_f の割合は0.213と0.144 (Table3.2.)であった。PD関数は、ピークがやや鋭角な分布で裾野が幅広い分布を示すために、 a_e/a_f の割合がTGよりもPD関数の方がやや低くなった。また、Gaussian分布は中心から距離が離れるにしたがって裾野の分布が小さくなる。反対に、Double-Lorenzは裾野の分布が広がる特徴をもっている。また、全焦点のLSFをピークで正規化するために分布の裾野領域が相対的に低下したと考えた。したがって、焦点および焦点外放射線のスリット幅依存性についてはさらに詳細な検討が必要である。また、焦点形状を調べるためにスリット幅0.1 mmとして、0、45、90、135度毎に回転したときのLSFの焦点FWHM (S社製)をFig.3.20.に示した。Fig.3.20.のスリット幅0.1 mmの焦点FWHMを示したが、4MVと10 MVX線の全焦点FWHMでは、Cross-Plane方向にやや広がる楕円形の分布であった。Fig.3.21.は4MVと10 MV X線のMTFを示した。MTFではIn-planeの方が低い周波数でぼけており、裾野がCross-Planeに比べてやや広がる傾向にあった。この結果は、FWHMで焦点を評価するよりも分布の広がり度で焦点分布を評価しなければ、裾野の広がり度の評価が不十分であると考えられる。したがって、Gaussian分布以外の焦点に関しては焦点外放射線のLSFのピーク幅に関する報告は少ないことから、今後さらなる計測方法の研究が必要である。

3.5 まとめ

本研究では、加速器の焦点と焦点外放射線の LSF を推定する方法として 3 つの Gaussian 関数をもとにした近似手法を提案した。スリット幅を変化させることで焦点と焦点外放射線の LSF 解析の提案手法の有用性を示すことができた。

- 1) 加速器の焦点計測は、スリット幅 0.1 mm で可能である。この計測では高エネルギー X 線加速器焦点の幾何学的な焦点の大きさが測定できると考えた。
- 2) 焦点外放射線の計測については、スリット幅 0.4 mm を最適とした。この計測では全焦点の LSF にぼけを含めた計測であり、線量的な焦点の分布を示した。この線量的な分布から焦点と焦点外放射線の割合が見積もることができると考えた。ただし、スリット幅 0.4 mm では全焦点の LSF がぼけを含んでいるために焦点サイズを過大に評価した。
- 3) 全焦点の LSF の近似関数を適切に選択することで X 線焦点と焦点外放射線を推定することが可能となった。特に、Levenberg Marquardt 法を用いることで従来よりも再現性が高い近似が行え、近似関数の選択においても有用であった。

第4章 高エネルギーX線における鉛エッジの拡大率が線量強度分布に及ぼす影響

前章において、高エネルギー加速器において焦点形状が従来の Gaussian 分布だけでなく PD (Pearson VII + Double-Lorentz) 関数でも現することができることを示した。本章の目標は、焦点の強度分布像(焦点像)と水中の線量分布(線量強度分布像)に関するコリメータ設置位置依存性について求めることである。この実現により線量強度分布像から加速器の焦点像の推測が可能となり、モンテカルロシミュレーションの信頼性および高精度治療の照射精度の向上に有用であると期待される。本章では加速器の焦点から jaw コリメータまでの距離を変えることにより拡大率を変化させ、取得した線量強度分布像の ESF を解析した。

4.1 緒言

高精度放射線照射では腫瘍輪郭に合わせて目的とする線量を処方し、放射線感受性の高い組織にできるだけ線量を抑える治療計画が必要である。しかし、X線ビームの線量分布は様々な照射条件により変化する可能性があるため、治療計画装置に入力した X線ビーム特性のデータを確認することが不可欠である⁸⁴⁾。

この水中における線量強度分布像に影響を及ぼすものとして、焦点と jaw コリメータの設置位置の関係がある。また、この関係には焦点像の大きさが線量強度分布像の広がりに影響を及ぼすと考えられる。たとえば、低エネルギーX線では焦点の幾何学的な大きさと半影は幾何学的に相似の関係がある⁸⁵⁾。しかし、高エネルギーX線の線量分布の半影(Penumbra)については、幾何学的小よび線量的な Penumbraとして定義⁹⁾されているのみである。後者の線量的な Penumbra に影響する因子としては、1MeV以上のX線が水中に入射することでコンプトン反跳電子あるいは二次電子の広がりが加わることがあげられる^{27,24,52)}。また、Sharpeら²²⁾は焦点からの一次光子だけでなく焦点外放射線が線量分布の広がりに影響を及ぼすことを示している(付録4)。したがって、高エネルギーX線における線量強度分布像の解析については、焦点と jaw コリメータの関係だけでは

不十分であり，焦点外放射線を含めた解析が重要となる．

本研究では，高エネルギーX線における鉛エッジの拡大率が線量強度分布像に及ぼす影響を調べるために，フィルムによって得られたESFをTriple Gaussian (TG)関数にて近似する手法を提案した．提案手法の妥当性を検証するために，最適なフィルム読取開口面積(Aperture)及びJaw コリメータの代わりに鉛エッジを用いた設置位置の依存性，さらにアライメント誤差の効果をシミュレーションして像拡大率効果について検討した．

4.2 方法

4.2.1 線量強度分布像のESFに対する近似提案手法

本研究における提案手法は，線量強度分布像のESFがTG関数で近似されるとの仮定に基づくものである．第2章で述べたとおりESFとは線量強度分布像の一次元線量プロファイルであり，距離で差分商したものがLSFとなる．TG関数近似は，Ulmerら²⁹⁻³¹が線量分布計算に利用したものである．Fig.4.1.に本提案手法におけるプロファイルの合成方法を示した．第一に鉛エッジの線量強度分布像(鉛エッジ像)を最大線量1.0で正規化したものをESFとする．第二にESFは $\text{erf}(x)$ 関数を用いて近似を行なう．このとき線量軸は対数表示とし，目安として3つの区間 $(-\infty \sim 0.1)$ ， $(0.1 - 0.2)$ ， $(0.2 - 0.5)$ で近似する．第三にESFの差分商を行いLSFに変換する．このとき，LSFのピーク領域は式(3.3)を用いて近似する．第四にESF測定値と $\text{erf}(x)$ 関数近似値の二乗誤差の残差が最小となる値でパラメータを算出する．

ESFは線量0.5以下をGaussianの誤差関数を用いて近似する．

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (4.1)$$

次に，ESFをLSFへ変換してGaussian関数の式(3.3)を用いてLSFのピーク領域を近似する．LSFはTriple Gaussian(TG)関数モデル $Sk(x)$ で表されるものとする²⁹⁻³¹．

$$Sk(x) = C_{fp} \cdot G(x_{fp}) + C_{ep} \cdot G(x_{ep}) + C_{kp} \cdot G(x_{kp}) + C_b \quad (4.2)$$

ここで、小文字 fp, ep, kp は、それぞれ焦点、焦点外放射線、コリメータ透過率の項、 b はバックグラウンドの項を示す。関数 $Sk(x)$ はそれぞれの項の係数和が 1 となるよう正規化されている。

$$C_{fp} + C_{ep} + C_{kp} + C_b = 1 \quad (4.3)$$

実測値と近似値の二乗誤差の残差が最小となる値で最適な近似とする。

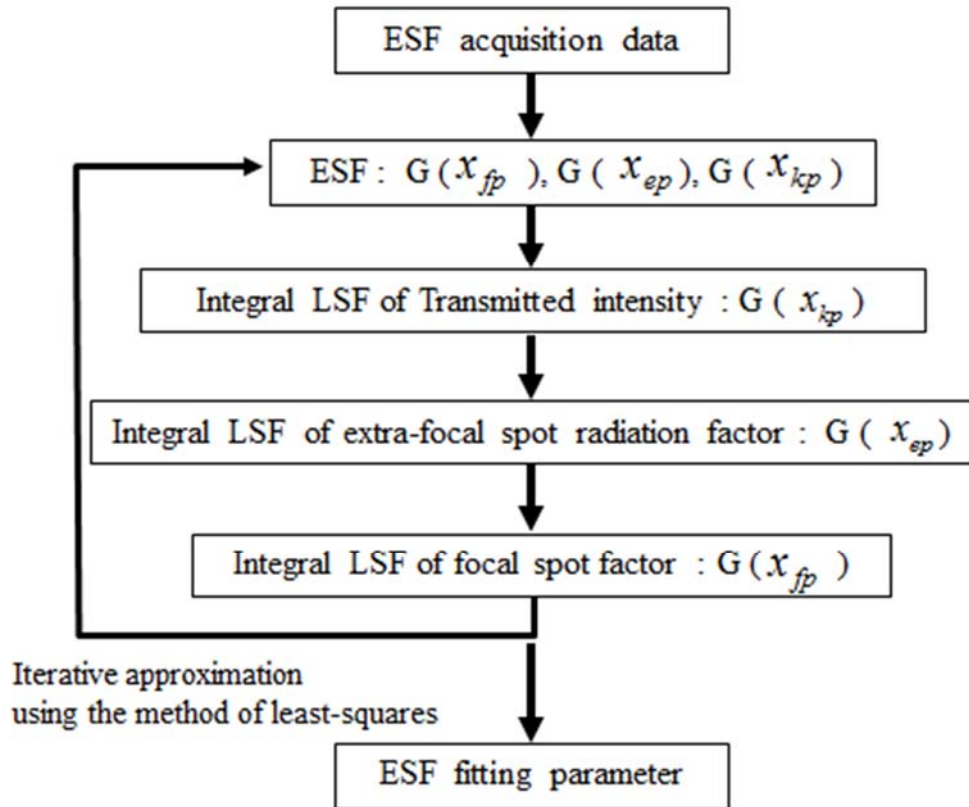


Fig.4.1. ESF のカーブフィッティングの近似提案手法.

4.2.2 鉛エッジ法の測定方法

加速器 (Siemens Impression plus, USA) (S 社製) のエネルギー 4MV と 10 MVX 線を使用し、鉛ブロックの平坦面を用いて鉛エッジ像を作成した (鉛エッジ法)。焦点からフィルム面までの距離を 2100 mm とし、固体ファントム 100 mm の上に XV-2 フィルムを配置し、その上にビルドアップの厚さ (4 MV 10 mm, 10 MV 25 mm) を載

せる構成とした。照射方法は、加速器のガントリ 0 度として照射野をアイソセンタにて $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ とした。X 線ビーム軸上に鉛エッジ平坦面が平行になるように配置し、照射野の半分を鉛の鉛エッジで遮蔽してフィルムに X 線を照射した。遮蔽材としての鉛エッジの体積は、 $50\text{ mm} \times 200\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ ($W \times D \times H$) であり、X 線が透過する遮蔽厚さは 100 mm とした(Fig.4.2.)。

フィルム処理方法は、X 線照射した XV-2 フィルムを濃度-線量変換テーブルを用いて吸収線量に変換した。濃度読取方法としては、EPSON scanner ES-1000G を使用してマトリックスサイズ 400 dpi とし、ノイズ成分を減らすために Median filter (3×3) をエッジ像に適応した。濃度解析装置は DD analysis Ver 9.3 (R-TECH.Inc) を使用した。エッジ法によるフィルムの読取りは、Cunningham ら^{28,29)}やその他の Presampled MTF の報告と同様に約 2° 傾けたエッジ法を利用した。これにより、鉛エッジ像から Penumbra 領域のデータの欠損を補った。

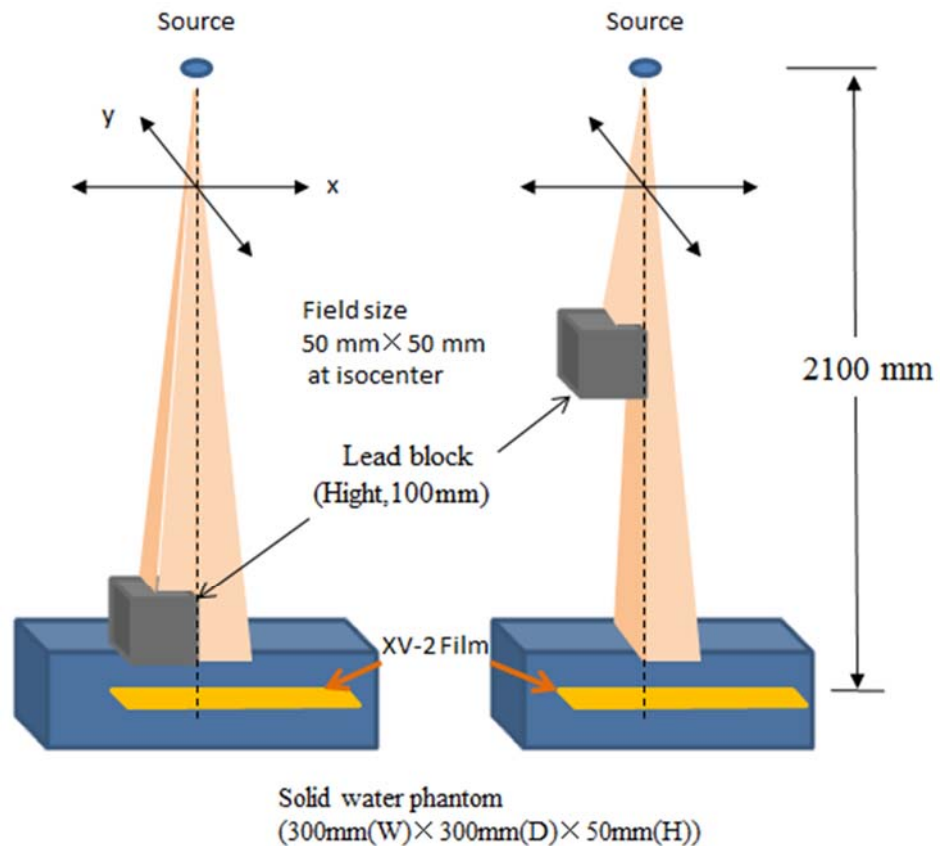


Fig.4.2. 鉛エッジを用いた密着法と拡大法の幾何学的配置

4.2.2.1 フィルムの分解能が ESF に及ぼす影響

フィルム線量解析では、フィルムの読取り面積である Aperture すなわち分解能が問題となる。Aperture は小さいほどぼけの少ない ESF が求められる反面、統計誤差の寄与が大きくなる。逆に、Aperture を大きくすることでぼけが含まれる ESF となる。そこで、最適となる Aperture について検討した。Aperture は正方形の面積の $0.2\text{ mm} \times 0.2\text{ mm}$ 、 $0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ 、 $1.0\text{ mm} \times 1.0\text{ mm}$ の 3 種類とした。Aperture は一辺の長さであり、サンプリングピッチも Aperture の一辺の長さと同じとした。

4.2.2.2 鉛エッジのアライメント誤差の依存性

アライメント誤差による測定値への影響を求めするため、加速器ビーム中心軸から鉛エッジを左右へ移動させたとき、得られた ESF の変化をシミュレーションした。X 線ビーム軸中心に鉛エッジ平坦面を光学レーザにより一致させたところを 0 mm として、 $\pm 2.0\text{ mm}$ まで左右に移動して密着法と拡大法のエッジ像を 3 枚ずつ収集した。幾何学的配置は Fig.4.2. に示す通りであるが鉛エッジを右方向に移動したときを(+), 左方向に移動したときを(-)とした。

4.2.2.3 鉛エッジの設置位置の依存性

鉛エッジの設置位置とは、焦点と鉛エッジの距離を変化させることである。4 MV と 10 MVX 線それぞれ 10 mm と 25 mm のビルドアップ厚さの水等価ファントムの上で鉛エッジを置いた(密着法)。このとき、4 MV と 10 MVX 線の拡大率は、それぞれ $m = (2100-2090) / 2090 = 0.005$ と $m = (2100 - 2075) / 2075 = 0.012$ であった。拡大像は Fig.4.2. (b)に幾何学的配置を示したとおり、焦点とフィルム間距離 2100 mm を固定し、鉛エッジの位置のみ焦点側に近づけた(拡大法)。焦点から鉛エッジ下端までの距離を 700 mm としたとき拡大率 m は $m = (2100-700) / 700 = 2.0$ である。焦点から鉛エッジ下端まで 700 , 800 , 1000 , 1200 mm において拡大率が異なる ESF を取得した。ビルドアップ厚さを考

慮した拡大率は、4 MV ではそれぞれ 2.01, 1.64, 1.11, 0.76 であり、10 MV ではそれぞれ 2.04, 1.66, 1.13, 0.77 であった。

4.2.2.4 ESF の MTF 解析法

線量強度分布のぼけ具合を評価する方法として MTF がある。数学的に Gaussian 関数のフーリエ変換は Gaussian 関数となるので、辺縁のぼけを空間周波数として表わすことが可能である⁸⁶⁻⁸⁹。TG 関数によって近似したものを MTF として表した (付録 式 7.7)。

4.3 結果

4.3.1 線量強度分布像の ESF に対する近似提案手法

Fig.4.3は密着法において鉛エッジを光学的ビーム軸から左右に ± 2 mm の範囲内で 1.0 mm ずつ移動して X 線を照射した結果を示した。フィルムの読取り Aperture は、0.2 mm \times 0.2 mm とした。左図 (a) は 4 MV X 線の ESF であり、縦軸の線量 50% で横軸の距離を揃えて表示している。また、(b) に 4 MV の LSF を示した。実線は LSF が最も左右対称となる山形を中心軸として、その中心軸での ESF の TG 関数を用いた近似(実線)を示した。この ESF の測定値(破線)は、近似値(実線)に対して急峻な分布をしているのが特徴である。この急峻な分布の近似する方法は次項で問題となるためあらかじめ述べる。

Fig.4.3.(b)LSF の横軸 $-1.3 \sim -0.9$ mm と $+0.7 \sim 1.2$ mm の間には、線量勾配が一定となる領域を認め、この領域は(a)ESF の 17-21 % と 78-84 % の領域に相当する。急峻な分布は、Aperture あるいはアライメント調節のどちらが原因で変化するのか不明であるために、線量勾配の一定領域で TG 関数による近似を行なった(4.3.2 と 4.3.3 で後述)。

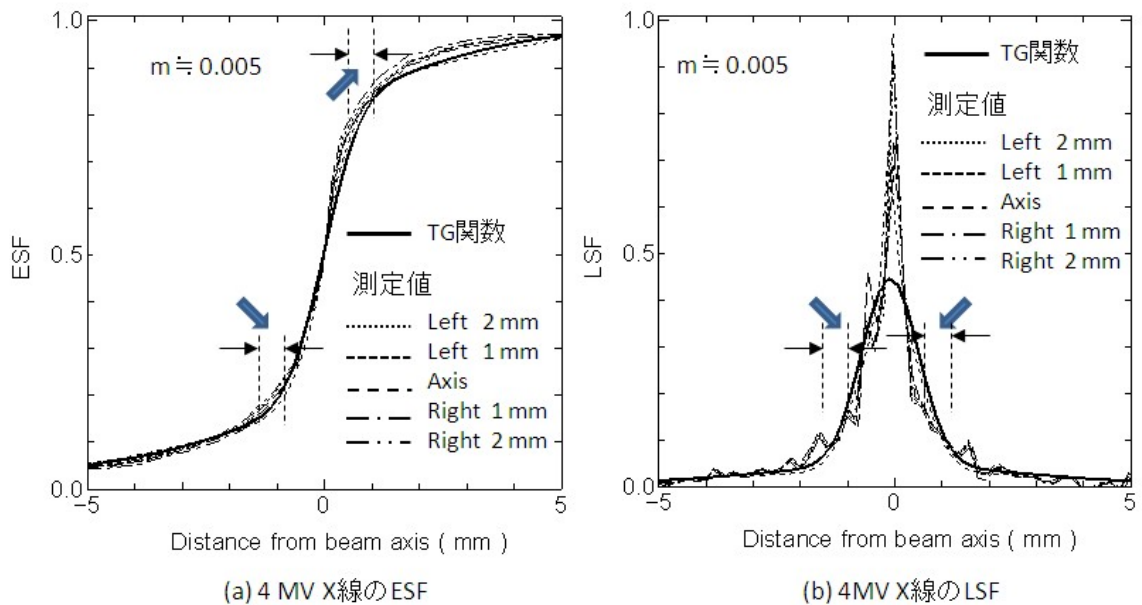


Fig.4.3. 4MV の密着法のESF と LSF

4.3.2 フィルムの分解能がESFに及ぼす影響

Fig.4.4.に、密着法におけるApertureを変化させたときのESFの結果を示した。この計測では前述のビームアライメントによる影響を排除するために、Fig.4.3.の急峻な分布の幅(penumbraはFig.2.3参照)の小さいフィルムを4MVと10MVから1枚ずつ選んで示した。ESFの実測値の近似は、TG関数を用いESFのpenumbraを再現するようにした。左軸はESF、右軸は測定値からTG関数近似値を引いた相対差を示している。Fig.4.4.(a)(b)のESFのグラフは、横軸ビーム軸から ± 3.0 mmの範囲において、Apertureの一辺の長さを1.0mmから0.2 mmへと縮めると、実測値と近似値の最大の相対差が4MVX線では2.0から12.0%、10MVX線では3.0から7.0%へと増加した。また、4MVと10MVX線ともにESFの縦軸0.3~0.7の領域の近似が低下した。つまり、ビーム軸上に鉛エッジ端が平行に入射した場合でもApertureの一辺の長さを小さくすると近似の相対差が増大した。逆に、Apertureの一辺の長さを1.0 mmとすることでTG関数の近似の相対差は $\pm 2\%$ 以内となった。

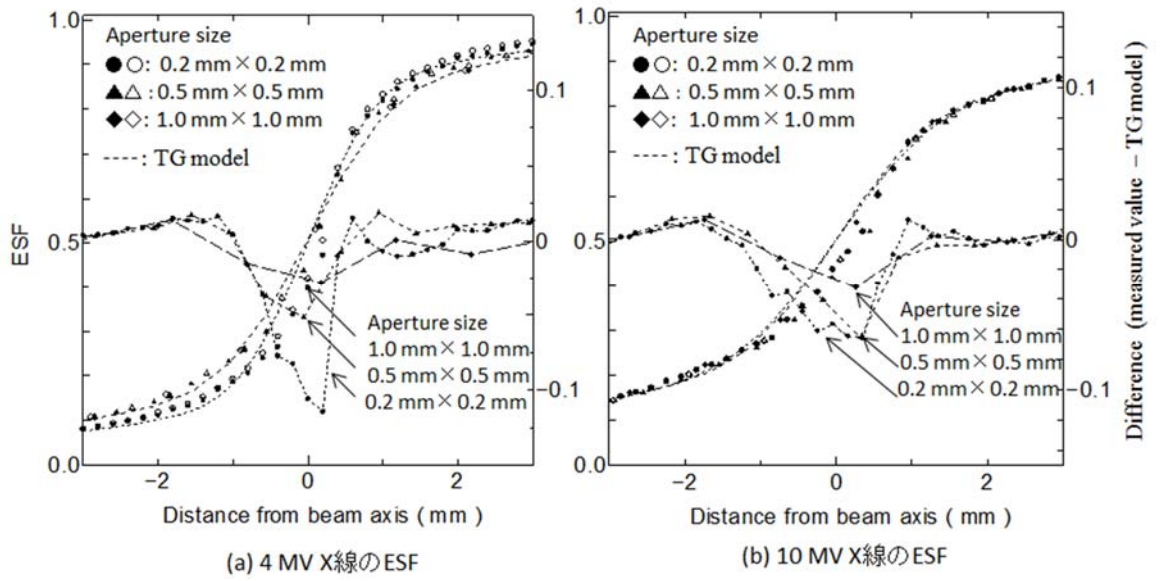


Fig.4.4. 密着法において Aperture を変化させたときの ESF

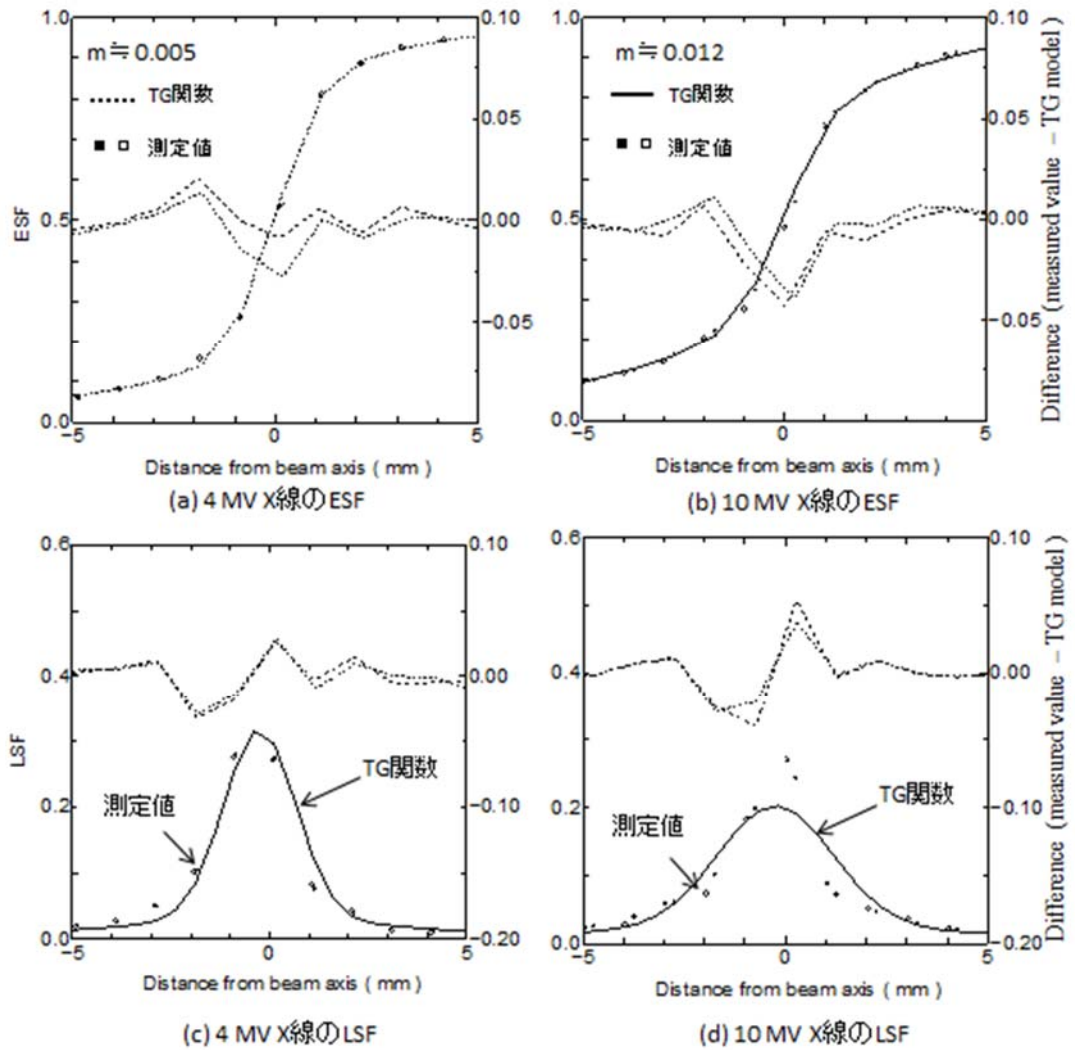


Fig.4.5. 密着法の ESF と LSF (Aperture 1.0mm × 1.0mm).

Fig.4.5.に密着法のESF と LSF を示した. グラフ左軸は測定値(シンボル)と近似値(実線), 右軸は測定値から TG 関数近似値を引いた差分(点線)を表す. シンボル(□と■)は二枚の試料から得られたESF の値を示した. Aperture の一辺の長さを 1.0 mm としたとき, ESF の実測値と近似値の相対差は 4 MV では $\pm 2.0\%$ 以内, 10 MV では $\pm 3.0\%$ 以内であった(Fig.4.5.(a)(b)). これに対して, LSF の実測値と近似値の相対差は 4 MV では $\pm 3.0\%$ 以内, 10 MV では $\pm 5.0\%$ 以内であった(Fig.4.5.(c) (d)). この結果から Aperture は, 再現性に秀でた 1.0 mm \times 1.0 mm が最適であると判断した.

Fig.4.6.は, Fig.4.5.のESF と LSF に対して横軸距離 ± 20 mm の範囲まで示したものである. 線量が急峻なビーム軸付近を除けば誤差は $\pm 2.0\%$ 以内であった.

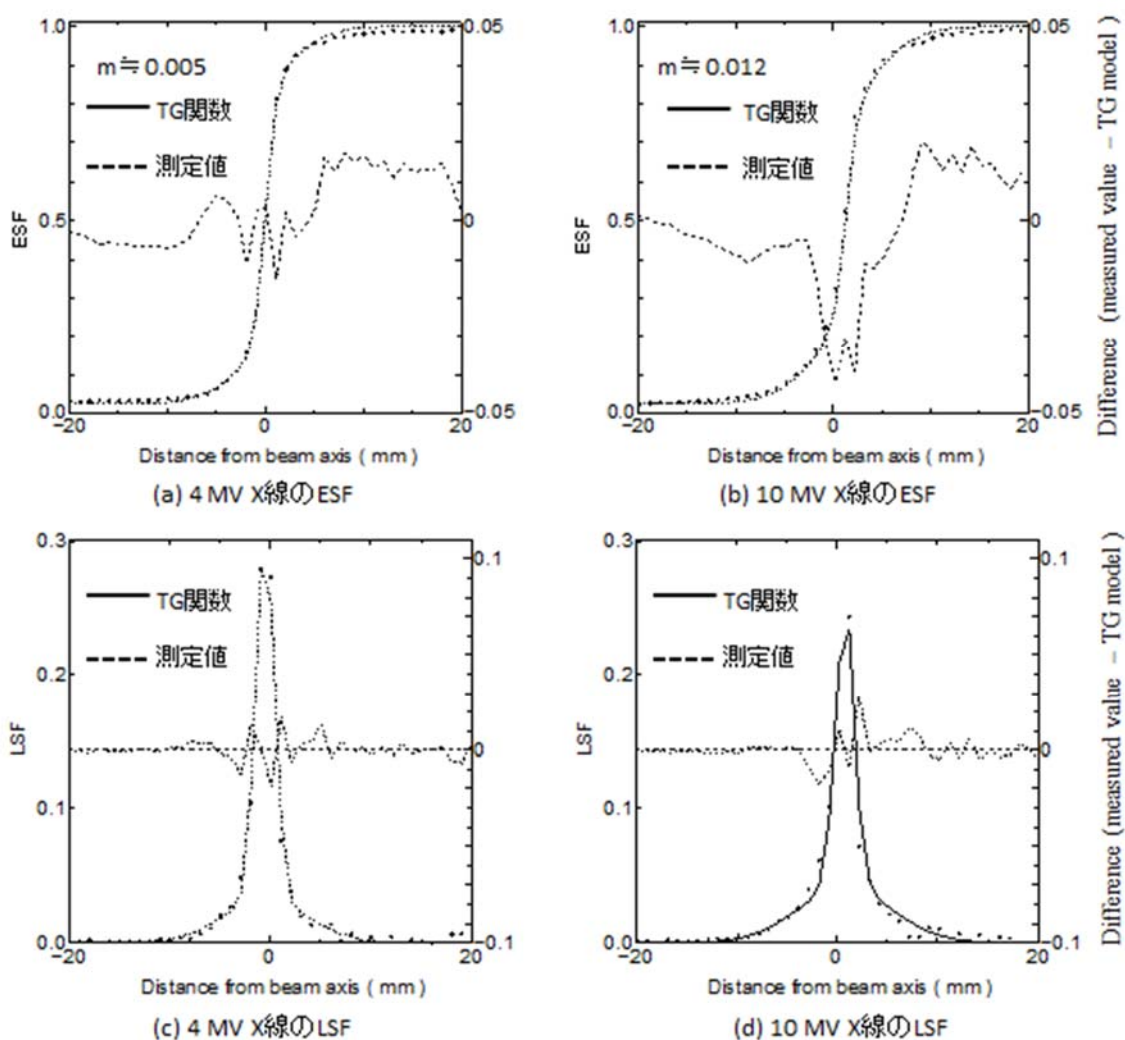


Fig.4.6. Fig.4.5.の密着法のESF と LSF (Aperture 1.0mm \times 1.0mm).

Table 4.1 は, Fig.4.5.(a)(b) の密着法の ESF の TG 関数近似パラメータを示した. 4 MV と 10 MV における σ_{fp} は, とともに 0.3 mm, σ_{ep} はそれぞれ 0.8 mm と 1.1 mm であった. 焦点項 σ_{fp} の近似パラメータは同じであるが, 焦点外放射線の項 σ_{ep} は, 4 MV よりも 10MV の方が大きい値となった.

Table 4.1. Fig.4.5.の密着法の ESF の TG 関数近似パラメータ(Aperture 1.0 mm×1.0 mm)

X-ray energy	Triple-Gaussian parameters						C_b
	C_{fp}	σ_{fp} (mm)	C_{ep}	σ_{ep} (mm)	C_{kp}	σ_{kp} (mm)	
4 MV(Cross-plane)	0.09	0.30	0.550	0.80	0.335	4.30	0.025
10 MV(Cross-plane)	0.09	0.30	0.435	1.10	0.450	5.00	0.025

4.3.3 鉛エッジのアライメント誤差の依存性

Fig.4.7 に鉛エッジを光学的ビーム軸から左右に± 2 mm の範囲内で 1.0 mm ずつ移動し, 拡大法で得られた ESF のアライメント誤差の依存性を示した. Aperture を 1.0mm × 1.0mm として, 左軸に測定と近似の値, 右軸に点線に対応する測定値から近似値を引いた値を示した. 鉛エッジを光学的ビーム軸から -2.0, -1.0, 0, 1.0, 2.0 と移動し得られた測定値を破線で, 0 mm に対する TG 関数近似の結果を実線で示した. 測定値と TG 関数近似の相対差は, 4 と 10MVX 線ともにビーム軸上で±2.0%以内であった. 個々の ESF について, 4 MV と 10MV ともに ESF の 0.8 と 0.2 の位置を再現するように TG 関数近似した. 結果, 横軸 0.5 領域の線量のばらつきが大きくなった. これは, アライメント制御による線量的な幅 (Penumbra) の変化は小さいものの, 線量 0.5 領域範囲のゆらぎが大きかったということである.

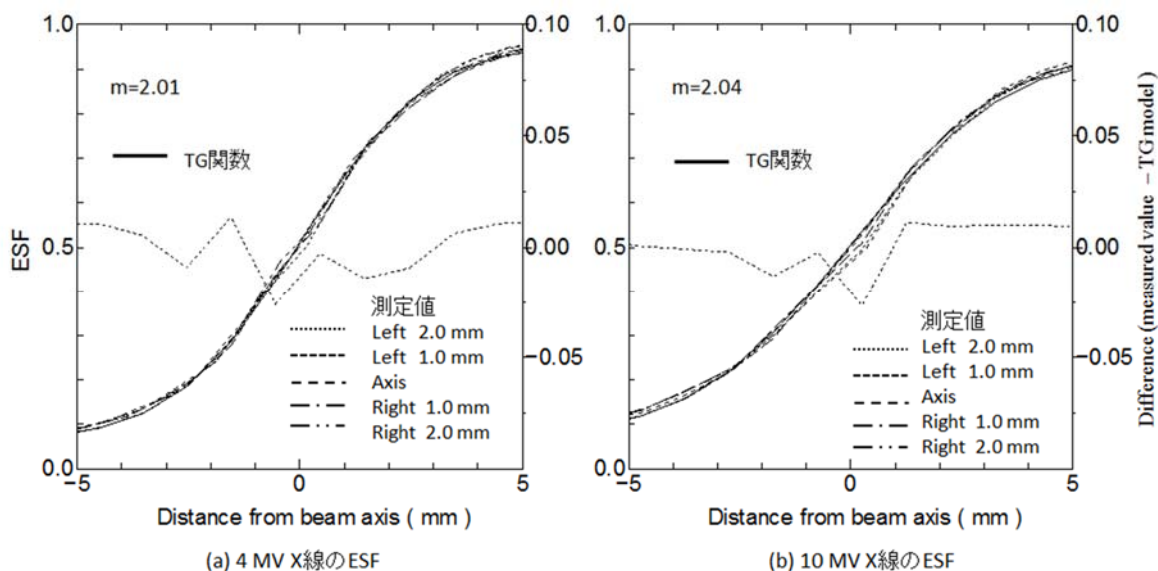


Fig.4.7. 拡大法で得られた ESF の鉛エッジアライメント誤差の依存性

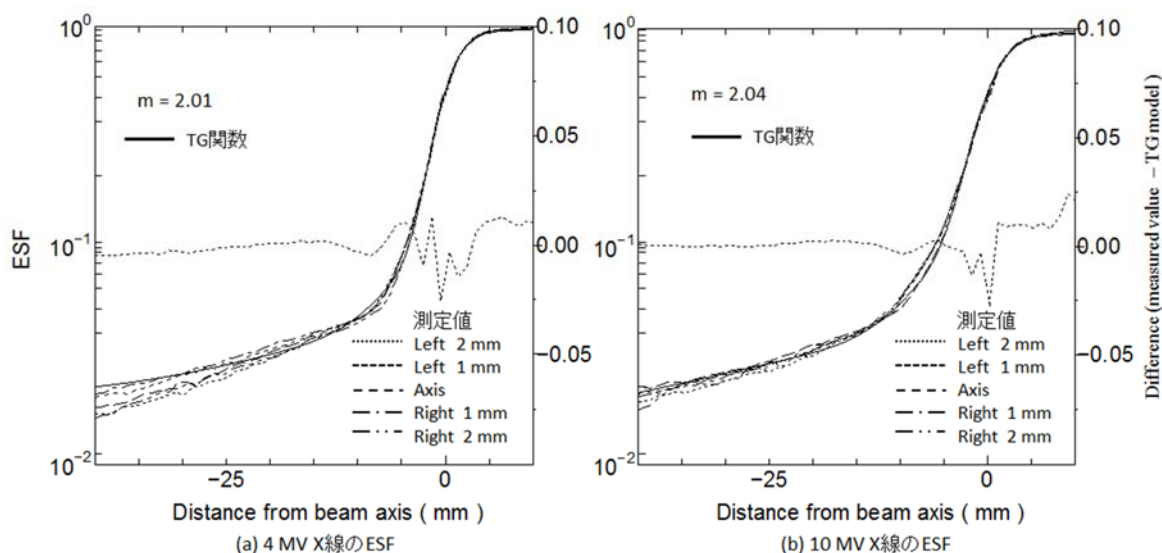


Fig.4.8. Fig.4.7.の鉛エッジによって得られた ESF のアライメント誤差の比較

Fig.4.8.は、アライメント誤差が照射野外の ESF に与える影響を見るため、Fig.4.7.に示した ESF の結果を-40mm まで広げて表記したものである。鉛エッジ端の外側 40mm まで TG 関数のフィッティングが良好であった。縦軸を対数表示としたときに 4 MV では-40 mm から-7 mm の間、10 MV では-40 mm から-10 mm の間がそれぞれほぼ直線となった。また、4 MV では-7 mm から-5 mm の間、10MV では-10mm から-5mm の間がそれぞれほ

ぼ直線となった。縦軸を対数で表すことができるため、対数、Gaussian 関数を用いた近似が可能である。Fig.4.8.(b)10 MV の場合のみ -10 から-5 mm 間 (C_{ep} と σ_{ep})の値が視覚的にずれているのは、X 線ビーム軸と鉛エッジの入射角度の変動が主因である(Fig.4.10.(b)の σ_{ep} 値参照)。

Fig.4.9は、Fig.4.7の ESF から導出した LSF を示した。鉛エッジをビーム軸から左右に ± 2.0 mm 移動した測定値(破線)とビーム軸上の TG 関数近似値(実線)を示した。鉛エッジをビーム軸上に一致させたときには、LSF のプロファイルは TG 関数近似値にほぼ一致し左右対称の山形のピークを形成した。しかし、鉛エッジがビーム軸から左右にずれる場合はピーク付近のみ TG 関数近似値から上下に大きな変動が見られた。

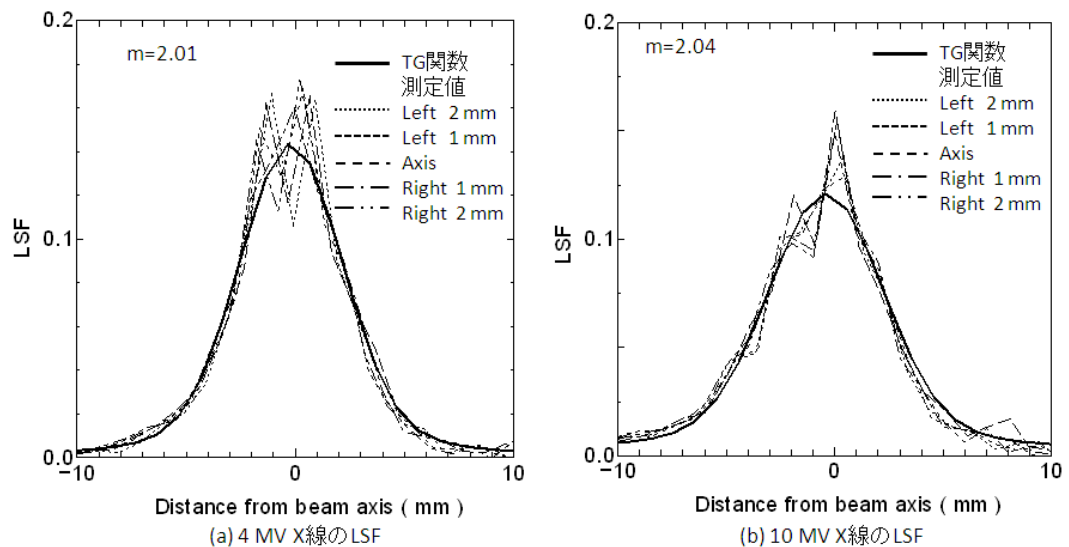


Fig.4.9. Fig.4.7の拡大像の LSF の比較 (Aperture 1.0mm \times 1.0mm).

Fig.4.10は、拡大率2のときの近似から得られた Penumbra(●)と Fringe(◆)およびフィッティングパラメータ $\sigma_{fp}(o)$, $\sigma_{ep}(\Delta)$ の鉛エッジ位置依存性を示した(Aperture 1.0mm \times 1.0mm). エッジを右方向(+方向)へ移動しても Penumbra の変化は小さかった。一方、Fringe と σ_{ep} は、やや低下する傾向となった。また、10MVX 線では、焦点外放射線 σ_{ep} が 12 から 10 mm へとわずかに小さくなった。

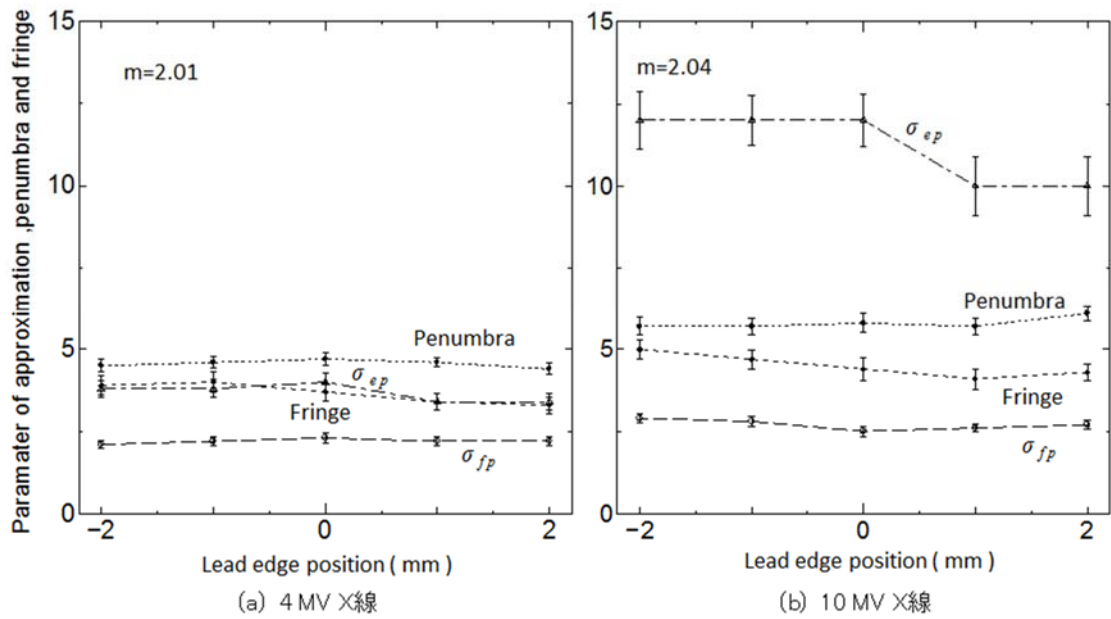


Fig.4.10. 拡大率2のときのアライメント誤差とパラメータ比較

Table 4.2は、拡大率2において鉛エッジの位置を変化させて計測したESFをTG関数で近似し得られたパラメータを示した。パラメータの中で大きく変動したのは、 C_{ep} と σ_{ep} である。ビーム軸上での C_{ep} と σ_{ep} は4 MVでは高さが16%、分布の幅4.0 mmであるのに対して、10 MVでは高さが7.0%、分布の幅12.0 mmと大きく変動した。これは、ESFの裾野の変化が4 MVと10 MVで異なることに起因する。

Table 4.2 拡大率2.0のESFをTG関数した近似パラメータ (Aperture 1.0mm×1.0mm)

Energy	Position	C_{fp}	σ_{fp}	C_{ep}	σ_{ep}	C_{kp}	σ_{kp}	C_b	C_{ep}/C_{fp}
4 MV	(mm)								
	-2.0	0.73	2.2	0.16	3.8	0.09	20	0.02	0.219
	-1.0	0.73	2.2	0.16	3.8	0.09	20	0.02	0.219
	0	0.73	2.3	0.16	4.0	0.09	20	0.02	0.219
	1.0	0.73	2.2	0.12	3.4	0.13	11	0.02	0.164
2.0	0.73	2.1	0.12	3.4	0.13	11	0.02	0.164	
10 MV	-2.0	0.82	2.9	0.13	12	0.030	22	0.020	0.159
	-1.0	0.82	2.8	0.13	12	0.030	22	0.020	0.159
	0	0.80	2.5	0.07	12	0.115	19	0.015	0.088
	1.0	0.80	2.6	0.07	10	0.115	19	0.015	0.088
	2.0	0.80	2.7	0.07	10	0.115	19	0.015	0.088

4.3.4 鉛エッジの設置位置の依存性

Fig.4.11は、拡大率2.0のときのESFとLSFの測定値とTG関数近似の比較を示した。左軸は、測定値(○□△▽)と近似値(実線),右軸は測定値から近似値を差し引いた差(点線)に対応する。フィルム読取方法はBuhrら⁸⁹⁾の手法を用いて試料を2度傾けてスキャンし、測定値を合成してひとつのESFを作成した。測定値(○□△▽)は一枚の試料から4点を0.25mm間隔でサンプリングしたときの値を示した。(a)(b)に示すESFは、実測値と近似値の差が4MVでは±3%以内,10MVでは-5~2%であった。(c)(d)に示したLSFは、実測値と近似値の差が4MVでは±2%以内,10MVでは±3%以内であった。

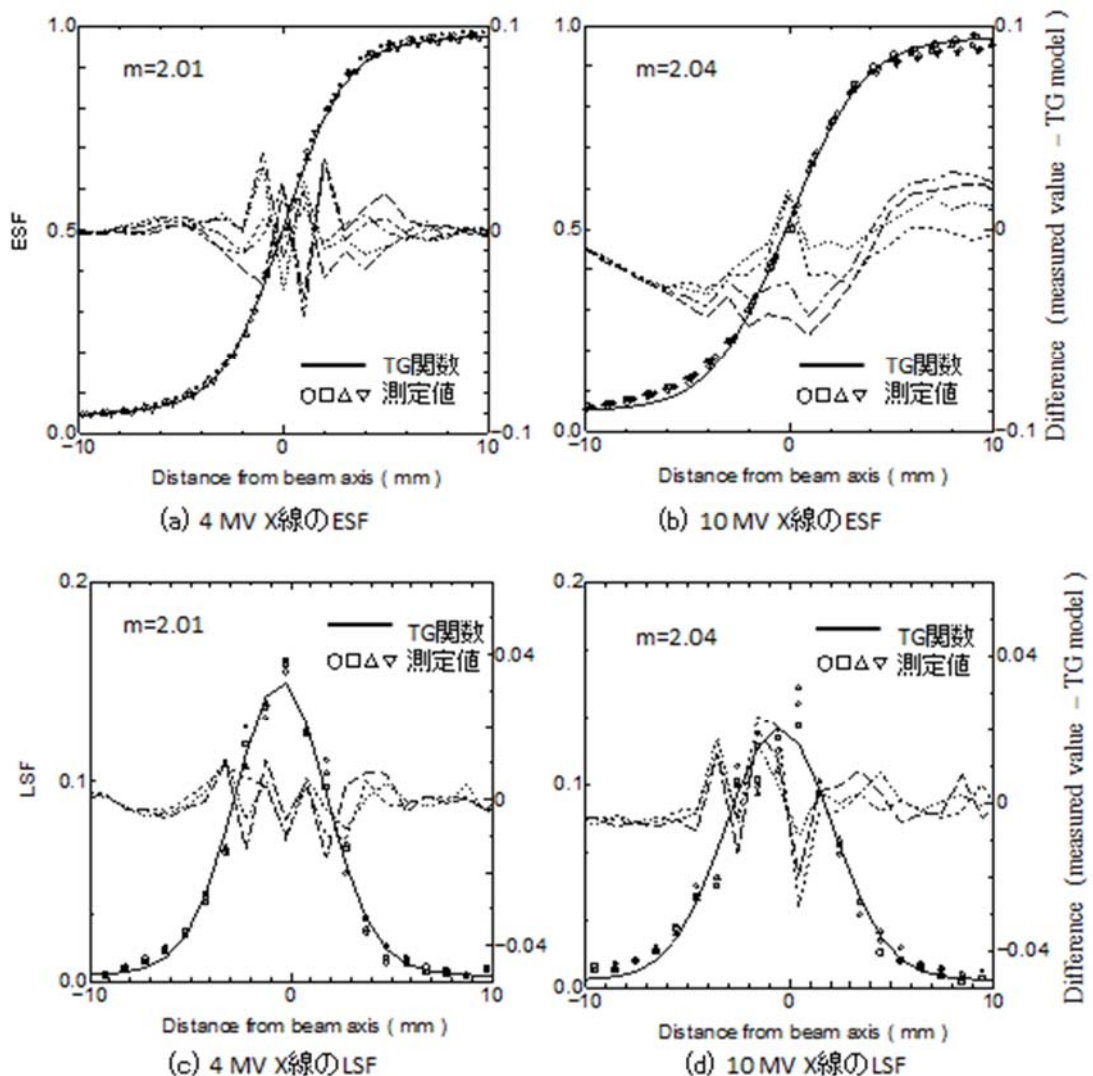


Fig.4.11. 拡大法のESFとLSFの近似の比較 (Aperture 1.0mm×1.0mm).

Fig.4.12は、ESF を再現する TG 関数パラメータの拡大率依存性を示した。4 MV では、 σ_{fp} , σ_{ep} , Penumbra, Fringe とともに拡大率に対しほぼ一次関数的な増加を示した。しかし、10 MV では、 σ_{fp} を除いたパラメータに二次関数的な振る舞いを認めた。これは、ESF が4 MV よりも10 MV の方が線量0.5領域の近似計算の再現性が悪く、ESF がなだらかな分布となったことによる。特に、ESF の縦軸0.9近傍での傾きは、4 MV の5(%/mm) に対し10 MV は3(%/mm)であり、10 MV で傾斜が緩やかとなったことがFringe 計測の主な誤差要因と言える。

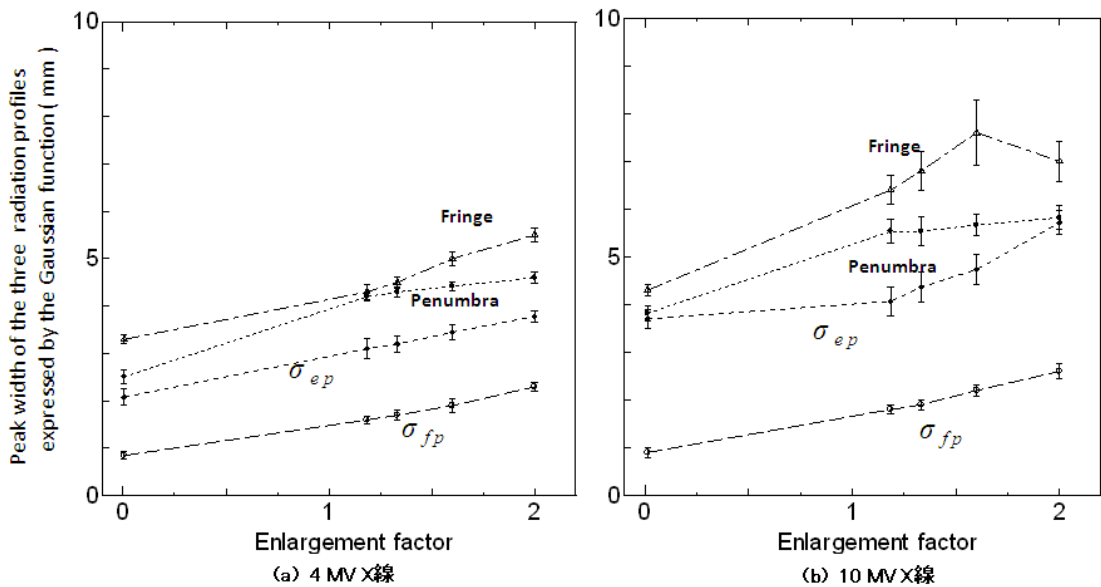


Fig.4.12. ESF を再現する TG 関数パラメータの拡大率依存性(Aperture 1.0 mm \times 1.0 mm).

4.3.5 拡大法と密着法の MTF 比較

Fig.4.13は、拡大法と密着法の MTF 比較を示した。(a) は4MVにおける拡大率 $m = 0.005$ と 2.01 の MTF の変化を示した。(b) は10 MVにおける拡大率 $m = 0.012$ と 2.04 の MTF の変化を示した。密着法は、4 MV の MTF が高く、次いで10 MVであった。2倍拡大法は、4 MV と10MVともに密着法に比べて0.1 から0.5 cycle/mmまで MTF が大きく低下した。また、2倍拡大法による MTF は4 MV と10 MVでほとんど同じであった。

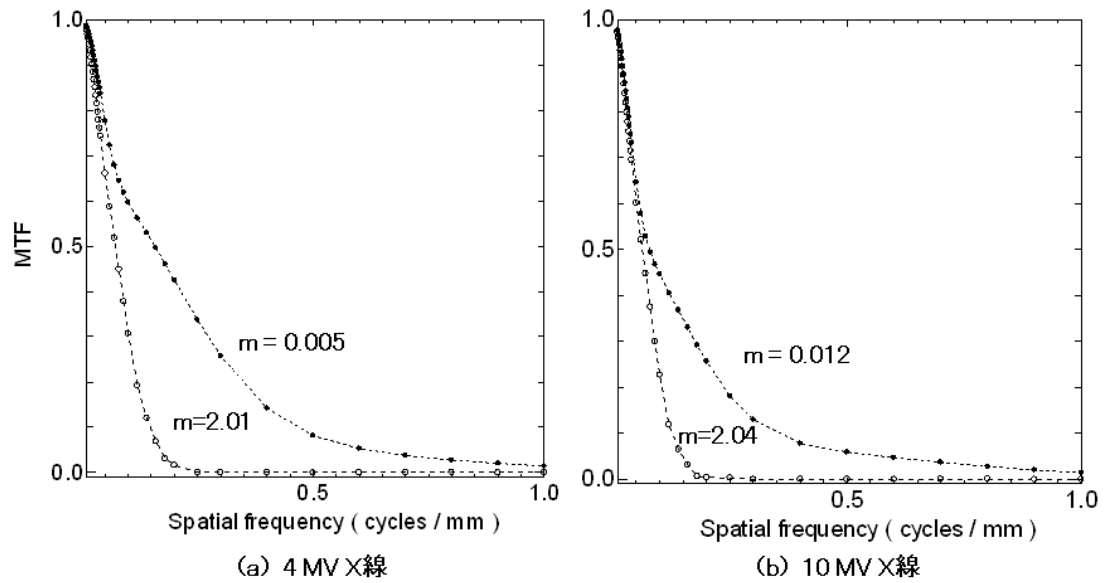


Fig.4.13. 拡大率の違いによる MTF の比較 (Aperture 1.0 mm × 1.0 mm)

4.4 考察

本研究では、高エネルギー X 線の焦点像が線量強度分布像に及ぼす影響を解析するために、ESF を Triple Gaussian (TG)関数を用いて近似する手法を提案した。提案手法の妥当性を示すために、鉛エッジを用いて拡大率効果とアライメント誤差のシミュレーションを行った。

線量強度分布の ESF に TG 関数近似を適応するためには、最低限 2 つの必要条件として Aperture とアライメント誤差について検討する必要がある。

まず、Aperture は小さくすると統計変動が大きくなり、大きくするとぼけを生じることから最適な Aperture を決定する必要がある。焦点像を推定するためには ESF のぼけの小さい固有プロファイルを求める必要がある。固有プロファイルはぼけを含まないステップ関数であるが、検出器自体が体積効果をもつためにぼけを含まない ESF を求めることは極めて困難である。過去、ESF の Aperture については、主に検出器の体積効果を比較することで penumbra(Fig.2.3.参照)を評価した。たとえば、高エネルギーの ESF の分解能を研究した Charland ら¹¹⁾は、XV-2 film (1.2 mm × 1.2 mm) と半導体 P-type(60 μm)検出器の比較を行い、Penumbra はそれぞれ 3.0 mm と 3.1 mm と変化がないと報告した。

また, Sahoo ら⁷⁷⁾は XV-film 421dpi および半導体 (SFD) 検出器の比較を行い, Penumbra はそれぞれ 5.9 mm および 6.2 mm と報告している. さらに, 検出器の体積効果を求めた Gracia-Vicente ら³⁷⁾は Film と densitometer の組み合わせた Aperture 0.8mm ϕ と Diode を比較したとき, Penumbra はそれぞれ 2.0 mm と 2.6 mm と報告した. この見積もりから検出器のカーネルの成分を取り除いたとき, 真の Penumbra は 1.8 mm としている. つまり, Film の Aperture 0.8 mm ϕ を用いて Penumbra を評価した場合, 真の幅とのずれは 0.2mm と非常に小さいと報告した. 我々は Film XV-2 の Aperture 1.0 mm \times 1.0 mm を用いることで, Penumbra のぼけの影響は小さいと考えた.

次に, 鉛エッジのアライメント誤差の依存性は, Fig.4.7.に示すとおり 4MV より 10MVX 線でその形状が複雑となることが分かった. たとえば, ESF の Penumbra を Gaussian 分布と同様の方法で直線として結んだとき, S 状のプロファイルをしていた. この ESF から LSF を求めたとき, 線量 0.5 領域はビーム中心に対して非対称であった. しかし, ESF の Penumbra を接するように測定値を揃えたとき, 線量 0.5 領域のみ変化した. この結果からアライメント誤差の依存性については, Fig.4.7.の ESF と Fig.4.9.の LSF に示すとおり X 線ビーム軸中心から ± 2 mm 以内であれば線量強度分布の Penumbra に大きな変化がないことを示した. Charland ら⁹⁰⁾は, 線量強度分布の Penumbra 領域を詳細に検討するために, ESF をコンピュータシミュレーションによる解析を行ない実測値との比較を行った. その結果, Aperture を限りなく小さくすると統計変動が大きくなり, その原因が辺縁の電子平衡の崩れによる歪が原因となると報告した^{11,85)}. また, Schach von Wittenau ら⁹³⁾は 5 倍拡大法にてチタンロールバーを用いて取得した ESF を一つの Gaussian 近似が適当であったと報告した.しかし, 彼らの計測結果はアライメントが無視できる状態でも ESF の 0.5 領域はわずかな誤差を示していた. 以上の結果から, ESF の 0.5 領域の変動する要因はアライメント誤差に依存するのではなく高エネルギーの特性によるものと判断した.

ESF の TG 関数近似の手法は、近似の再現性が得られなければ線量強度分布像から焦点像の相関性を見出すことは困難である。過去、線量強度分布像のフィッティング関数については、指数近似⁵²⁾、Sigmoidal 関数⁹¹⁾、Double Gaussian⁵⁴⁾、Triple Gaussian²⁹⁻³¹⁾、Pearson-Lorentz³⁵⁾などの近似関数が用いられてきた。しかし、フィッティングの精度は Aperture 1.0 mm×1.0 mm とアライメント誤差をできるだけ小さくしたときの TG 関数近似によって決まる。提案手法である Triple Gaussian は、Ulmer ら²⁹⁻³¹⁾が線量計算アルゴリズムの開発を行い、近似による誤差は 2.0 %以下であると報告した。この計算のサンプリング間隔は 1.0 cm とやや大きいですが、エネルギーあるいは照射野の幅広い範囲で線量計算に利用できることを示した。

まず、Fig.4.1 提案手法の TG 関数は X 線ビーム中心軸から左右対称であると仮定している。これは線量強度分布像の ESF から LSF を求めて近似を行い、その近似の一つが Gaussia 分布として焦点像と関係していると推察した⁵⁴⁾。それ以外はコリメータの X 線透過率と焦点外放射線の要因になるが、厳密にファクタとして区別はできない。Fix ら³⁶⁾は MC 計算で示した焦点外放射線について、照射野が小さくなったときにその影響が大きくなるとしており、X 線透過率の領域と厳密に区別できないことを示している。したがって構成要因の係数(式 4.2)については今後の検討課題とした。

次に、提案手法の TG 関数の近似については、ESF と LSF の 0.5 近傍領域のみ相対差が大きいことを示した。この相対差はすべてサインカーブを描いていることに気がつく。

Lam⁹¹⁾は小照射野の線量プロファイル近似で Sigmoidal 関数を用いて、指数関数と 3 つのパラメータで ESF が良い近似ができたと報告した。確かに ESF の 0.5 の領域は Sigmoidal 関数の形状の方が近似精度は良好かもしれない。ただ、全体の近似の精度が不明であるため利用するには十分ではない。ESF の penumbra 領域は急峻な強度分布であり、横軸 1 mm のずれでビーム上の線量 10~12 %のずれに相当するため、距離 0.3mm のずれは線量 3 %であり、急峻であることを考慮すれば近似誤差としては無視できる。

提案手法は、線量強度分布像が焦点像と形状分布として相似になっていると仮定し、penumbra の 20 と 80%の点に接するように近似した。線量強度分布を研究した Haywood ら⁹²⁾ は 75-25 %の幅から線量強度分布像の penumbra を定義する方法を提案している。また、Day は ESF の 0.50 以下は二次電子の広がりとして 2 つの指数関数で近似し、0.5 以上はビーム軸上を中心として LSF が左右対称として近似ができるとしている。これらは、理想的な求め方であるが、すべて ESF に適応できると考えられない。たとえば、照射野内の平坦度は平坦化フィルタの設計によって照射野内のビーム強度が変化するため、機種によって相対差が大きくなるため近似には注意が必要である。

以上のことから、提案手法の TG 関数の近似については、ESF と LSF の 0.5 近傍領域のみ相対差が大きい。しかし、ESF の近似の再現性と Penumbra 領域内のわずかな誤差を許容すれば TG 関数は ESF の近似の再現性が良好であることから最適であると結論づけた。

密着法と拡大法の計測違いは、jaw コリメータの拡大率効果を考慮する上で重要であることから、鉛エッジを用いて設置位置の依存性について検討した。Table 4.2.は拡大像 ($m=2$) の LSF 近似パラメータ (Aperture 1.0 mm × 1.0 mm) を示した。ESF の σ_{fp} は、4 MV と 10 MVX 線においてそれぞれ 2.30 mm と 2.50 mm、 σ_{ep} は 4 MV と 10 MVX 線においてそれぞれ 4.0 mm と 12.0 mm であった。前章の焦点 4 MV と 10 MVX 線の σ_f はそれぞれ 1.06 と 1.09 であり、4 MV と 10 MVX 線の σ_f を拡大率補正すると $1.06 \times 2.01=2.13$ と $1.09 \times 2.04=2.22$ mm であった。つまり、線量強度分布像から焦点像を推定した誤差は、4 MV と 10 MVX 線においてそれぞれ 7.9 % と 12.6 % でありやや過大評価となった。このやや過大評価した原因については、二次電子の広がりが影響していると考えた。二次電子の広がりに関して Van't Veld ら⁹⁴⁾ は、コンプトン反跳電子の広がりを 0.2 mm と 0.4 mm のスリット幅を用いて水中プロファイル測定を行い、6 MVX 線の FWHM はそれぞれ 0.37 と 0.58 mm、25 MVX 線の FWHM はそれぞれ 0.42 と 0.66 mm としている。また、Keller ら⁹⁵⁾ は 1.2 MV と 6 MVX 線の penumbra の広がりを密着法で求めた結果、照射野 4.0×4.0 cm² で深さ 0.5 cm のときの Penumbra はそれぞれ 0.77 mm と 2.1 mm としている。これら

の結果から、二次電子の広がり方はエネルギーに依存するために、Penumbra は過大に評価することを裏付けている。一方、Day ら⁵²⁾は鉛エッジの密着法によって二次電子の広がりを PSF として求めた結果、X 線エネルギーが高いほど二次電子の広がる距離が大きくなり、焦点の影響が無視できるとした。他方、Schach von Wittenau ら⁹³⁾は拡大法でタングステンエッジ像を解析して、焦点像のみが強調されることを示した。拡大率効果によって 10 MV より 4 MVX 線の MTF が大きく低下し、周波数成分 0.2cycles/mm まで低下している(Fig.4.13.)。つまり、線量強度分布像は鉛エッジの設置位置依存性が大きいことを示している。よって、焦点像と線量強度分布像の相関性を見出すためには拡大率の補正が必要であると結論づけた。

今後、高精度の放射線治療において加速器の線量強度分布像に TG 関数の解析を利用することで、加速器ガントリ内の焦点像を推定できる可能性が示唆された。また、この提案手法は最新の加速器である Flatning filter free⁹⁶⁾において、平坦化フィルタによる散乱線が極めて小さくなると予測されることから線量強度分布像を定量的に示す技術として期待できる。

4.5 まとめ

本研究では、医療用加速器によつて作られる ESF に Triple-Gaussian 関数近似法を提案した。X 線ビームが 3 成分で構成されるという本研究の結論をもとに、鉛エッジ像の設置位置が ESF に及ぼす影響について解析を行った。

- (1) 線量強度分布像を得るための ESF の Aperture は、1.0 mm×1.0 mm が最適と考えた。
- (2) アライメント誤差は±2.0 mm 以内では線量強度分布像の変動が小さかった。
- (3) 線量強度分布像にはコリメータ設置位置の影響が大きいことを明らかにした。

前章における焦点像と線量強度分布像の LSF の Triple- Gaussian (TG)関数のモデル化は、焦点像を推定することが可能となれば MC 計算において有用かつ必要なデータである⁹⁷⁾。もし、全焦点の LSF が不正確であれば、MC 計算によって得られた線量強度分布像の LSF は、測定データと一致しない可能性がある。特に、この不一致は小照射野で腫瘍と正常組織の間の線量勾配が急峻な SBRT においてより顕著となる可能性がある。本章では加速器の焦点像と体内の線量強度分布像の相関性について検討することである。

5.1 緒言

放射線治療の X 線ビーム測定の中の線量分布は、治療計画体積の腫瘍輪郭と正常組織領域の境界の線量として重要である。放射線治療が高精度化することにより、計画標的体積(**planning target volume** : PTV)と正常組織の境界で急峻な線量分布を作り出すため、腫瘍輪郭に線量を集中させることが要求される。逆に、正常組織の輪郭あるいはリスク臓器(**organs at risk**:OAR)の輪郭として抽出され、できるだけ線量を抑えることが要求される。このため線量強度分布像から加速器の焦点像が推定できることは、治療計画の辺縁線量分布^{98,99)}あるいは MC(Monte Carlo)計算で重要となる。

一方、加速器の焦点像と線量強度分布像の Penumbra は、X 線エネルギーにより変化する可能性がある。しかし、第 3 章で取り扱った楕円形焦点に関しては加速器の電子線ビームとビームプロファイルデータが一致しないことが Wang ら⁷⁶⁾によって指摘された。また、楕円形焦点に利用して MC 計算を行った Kim ら¹⁰⁰⁾は、焦点形状を仮想的に Gaussian 分布から楕円形分布に改良してシミュレーションした結果、実測の線量プロファイルデータは辺縁領域で不一致が生じることを報告している。さらに、Faddegon ら¹⁰¹⁾は、平坦化フィルタの特殊形状が平坦度と線量強度分布像に影響を及ぼしていると報告している。しかし、楕円形分布の焦点測定および解析が十分ではなく線量強度分布像に関する実測して解析したデータはいずれにおいても不十分である。

本研究の目的は、第 3 章で述べた焦点像および焦点外放射線像と第 4 章で述べた体内の線量強度分布像について、コリメータ設置位置(拡大率効果)を考慮した相関性について検討することである。

5.2 方法

焦点像と線量強度分布像の相関性を求めるために、焦点像に関しては第 3 章の実測値を基にした。線量強度分布像に関しては前章の ESF の TG 関数近似の提案手法の値を引用した。本章では、加速器の jaw コリメータおよび MLC コリメータを用いてアイソセンタにてフィルムを用いた OCR 測定データの収集を行った。これらの測定データを解析して、焦点像と Penumbra そしてコリメータ設置位置との関係を求めた。

5.2.1 フィルムを用いた OCR 測定

フィルムを用いた線量 OCR 測定から線量強度分布像を解析するために、Fig. 5. 1. に示す焦点と jaw コリメータの幾何学的配置が異なる 3 種類の加速器を使用した。(a) Varian 社製加速器(V 社製): (Clinac 21 EX Palo Alto, USA), (b) Siemens 社製加速器(S 社製 80 MLC): (Impression plus , USA)と(c) S 社製 160 MLC :(Impression plus , USA)を用いた。(b)(c) 加速器は MLC のみ交換し、その交換前後に焦点測定およびビームデータ収集を行った。このとき、X 線焦点の大きさが変化していないことを確認し、X 線エネルギーはそれぞれの加速器において 4 MV と 10 MVX 線を使用して OCR 測定を行った。

試料作成の照射方法については、照射野は jaw コリメータにてアイソセンタで 50 mm×50 mm として、水等価ファントムの 10 mm 深さに XV-2 フィルム(KODAK X-OMAT, USA)を配置して X 線を照射した。照射野端から外側 50 mm まで読み取りを行った。各加速器の拡大率 m は 1.175~2.344 であった(Fig.5.2.)。また、(a) (b) 加速器は、upper jaw コリメータ(テーパは平坦)、(c) 加速器の lower jaw コリメータは、MLC が S 状で左右非対称の特殊形状が施されていた。

フィルム読取装置は、レーザスキャナー(offirio ES-10000 G, EPSON 社製)を用いた。X線を照射したフィルムの読み取り方法については、2時間以内に現像処理(FPM800A, Fujifilm 社製)を行った。レーザスキャナーの設定は、ポジフィルム、16 bit グレースケール、400 dpi とした。濃度解析装置は、DD analysis Ver 9.3(R-TECH.Inc) を用いた。収集した画像データは、ノイズ成分を減らすため Median filter (3×3) を OCR 測定データに施した。フィルム OCR データから吸収線量を求める方法については、照射したフィルム濃度と線量との関係を spline curve を用いて近似したテーブルを使用して、フィルム濃度から線量(Gy)へ変換した。幾何学的な配置については、Cross-plane がガントリに向かって左(-)から右へ(+) と In-plane は線源(-)からターゲット側(+)とした。ここで、OCR測定により得られた線量プロファイルは、線量強度分布像として ESF として解析した。

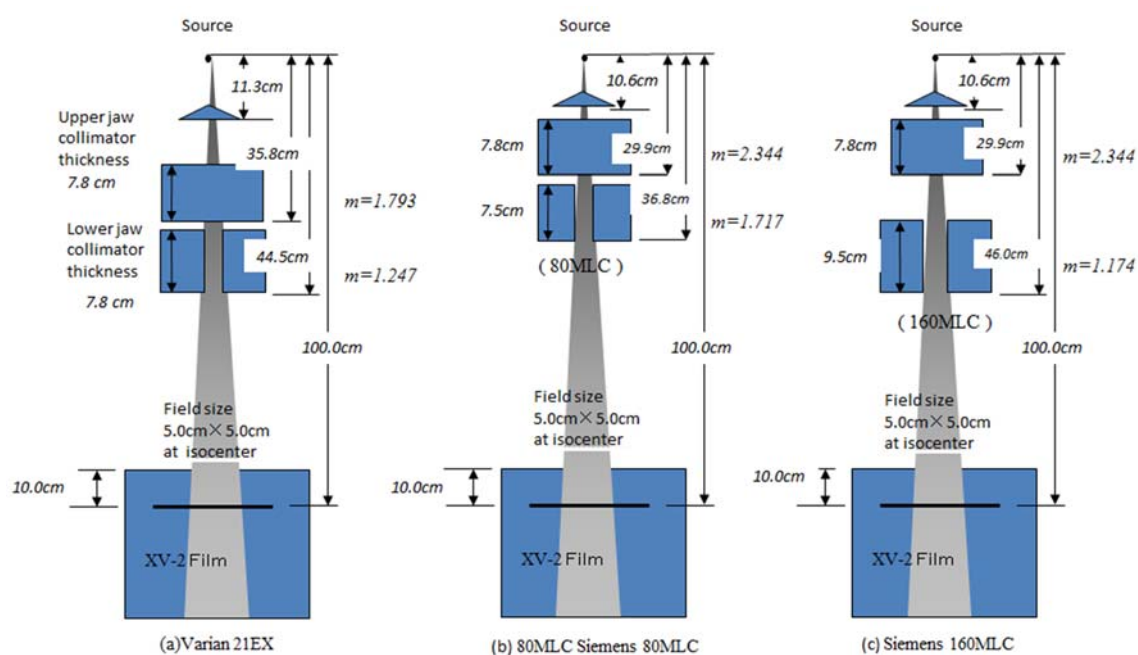


Fig.5.1. 幾何学的配置 Target からガントリ方向を見た図 (m : 拡大率)

5.2.2 照射野辺縁の TG 近似の提案手法

提案手法は、第3章の焦点像・第4章の鉛エッジの設置位置・第5章の線量強度分布像の関係を導くものである。この関係を導くための前提条件として3つある。まず、加速器の焦点像の幾何学的な大きさが Penumbra が決まり、焦点像の FWHM は 1.40~2.52 mm

の範囲である．次に，加速器毎の Jaw コリメータの設置位置に依存することから拡大率を用い，フィルム面における MLC あるいは Jaw コリメータの拡大率は 1.174～2.344 を用いる(Fig .5.1.). 最後にフィルムの Aperture は 1.0 mm×1.0 mm を採用した(第 4 章).

Fig.5.2.に OCR 測定データの ESF と LSF を TG 関数近似した提案手法の解析例(Fig.4.1. 参照)を示した．測定値(シンボル)と TG 関数近似値(実線)，差分は近似値から測定値を引いた値(破線)．ESF は XV-2 フィルムを用いて 10 MV X 線の Cross-plane の ESF を左図(a) に示した．また，その測定値の差分商の LSF を右図(b)に示した．

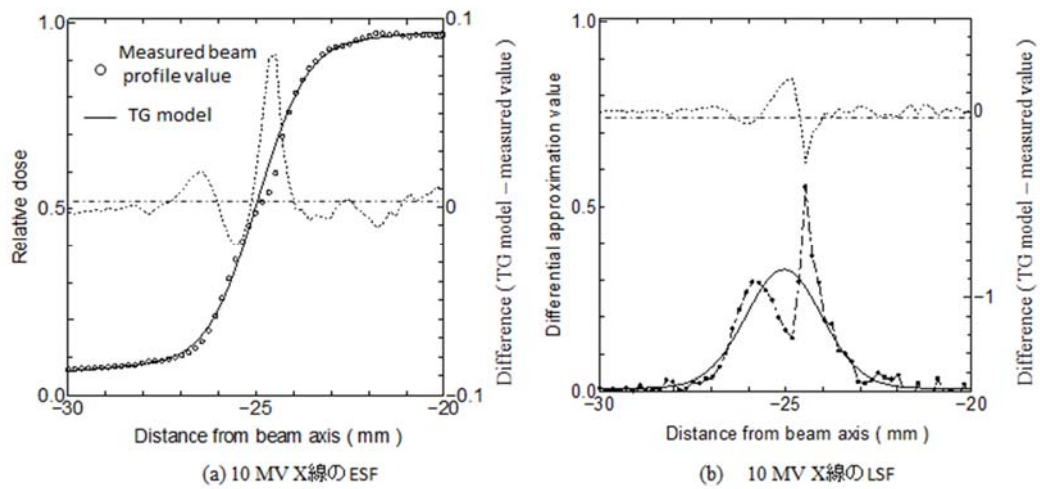


Fig.5.2. 線量強度分布像の ESF と LSF の解析例 .

ここで，第 3 章の焦点像スリット法のパラメータ記号は，

- a. 焦点像パラメータ (σ_f)
- b. 焦点像拡大補正パラメータ $(\sigma_{f'}) : \sigma_{f'} = \sigma_f \cdot m$, m は拡大率(Fig.5.1.)
- c. 焦点像外放射線パラメータ (σ_e)
- d. 焦点像の FWHM は，山形の広がりをもつ関数のピークに対する半分の高さにおける幅とした．

また,本章の OCR 測定値を解析した ESF のパラメータ記号は，

- a. LSF 焦点像パラメータ (σ_{fp})
- b. LSF 焦点外放射線パラメータ (σ_{ep})

d. LSF_X 線透過率パラメータ (σ_{kp})

e. Penumbra (線量 80 - 20 %の距離)

と定義した.

解析方法は JMP@(SAS Institute Inc)を用いて名義変数(加速器)と連続変数(上記パラメータ)を用いて分散分析を行った.

5.3 結果

5.3.1 フィルムを用いた OCR 測定

Fig.5.3.に(a) 4 MV と(b) 10 MVX線のフィルムを用いた OCR測定と比較を示した. この加速器の Jaw コリメータは, Fig.5.2. に示すとおり, 焦点から upper jaw コリメータまで 29.9 cm, lower jaw コリメータまでの距離が 36.9 cm と他の 2 加速器と比べて焦点側に位置し, 拡大率はそれぞれ 2.344 と 1.717 であった. この(a) 4 MV と(b) 10 MVX線の OCR は, upper jaw コリメータは lower jaw コリメータに比べて肩の部分がやや緩やかであった.

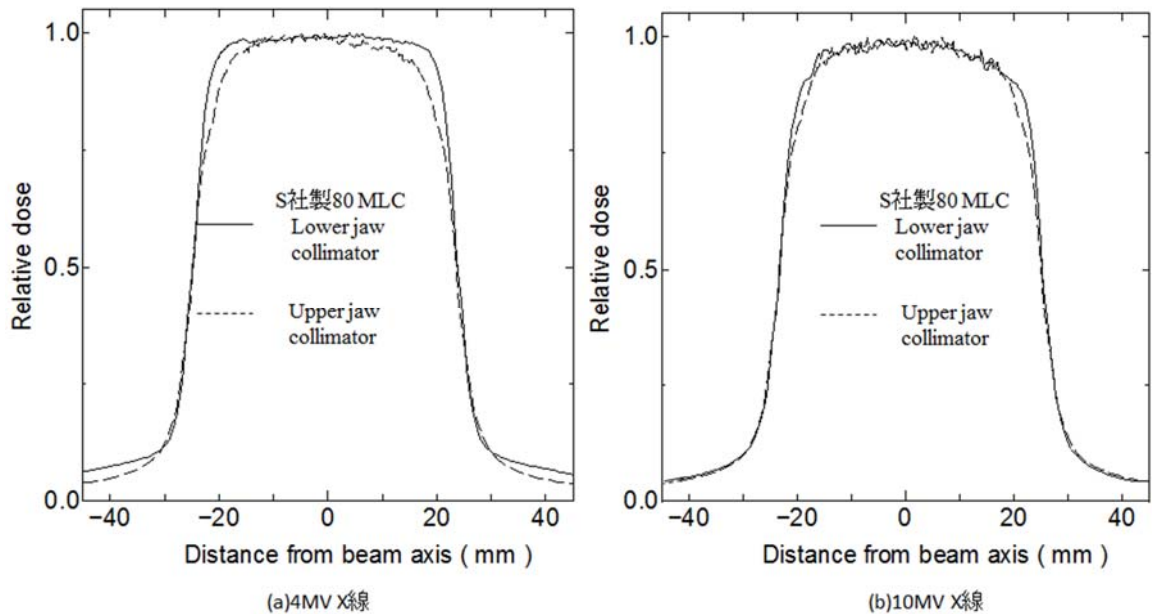


Fig.5.3. フィルムを用いた OCR 測定値の比較 (S 社製 80MLC)

Table 5.1.は, S 社製 80 MLC (Fig.5.3) の LSF を TG 関数で近似したのパラメータを示した. 4 MVX 線の Cross-plane のパラメータ σ_{fp} , σ_{kp} , σ_{ep} は, それぞれ 2.20, 3.00, 11.0 とほぼ比例して大きくなっているのに対して, C_{fp} , C_{kp} , C_{ep} は, 0.68, 0.12, 0.15 と逆に小さくなった. 10 MVX 線の σ_{fp} , σ_{kp} , σ_{ep} は, それぞれ 2.40, 6.00, 9.00 とほぼ比例して大きくなっているのに対して, C_{fp} , C_{kp} , C_{ep} は, 0.70, 0.15, 0.08 として小さくなった. つまり, 3 つの分布と高さの異なる Gaussian で近似したことを示した (Fig.3.2.).

Table 5.1. S 社製 80 MLC (Fig.5.3.) の LSF を TG 関数で近似したのパラメータ

Triple - Gaussian parameters							
X-ray energy	C_f	σ_{fp} (mm)	C_e	σ_{ep} (mm)	C_k	σ_{kp} (mm)	C_b
4 MV (Cross-plane)	0.68	2.20	0.12	3.00	0.15	11.0	0.05
(In-plane)	0.68	3.00	0.12	5.00	0.15	11.0	0.05
10 MV (Cross-plane)	0.70	2.40	0.15	6.00	0.08	9.0	0.04
(In-plane)	0.70	3.50	0.15	8.00	0.08	9.0	0.04

$$1.00 = C_f + C_k + C_e + C_b$$

Fig.5.4.に Fig.5.3. (a)4 MV X 線の差分商値と近似値の比較 (S 社製 80 MLC)を示した. 4 つのグラフの内, 上段は Cross-plane の左右端を示し, 下段は In-plane の S-T 方向の左右端を示した. 照射野端 -25 mm を 0 で表し, 上段は Cross-plane グラフ左上の右側が照射野内, 下段は In-plane の左右内側が照射野内として示した. Cross-plane と In-plane とともに, ほぼ左右対称であり LSF の近似曲線の 0.5 以下のところで線量変動の非常に小さく安定した領域を認めた. このため 近似では山形の中腹領域で LSF 焦点像パラメータ(σ_{fp})の幅を決定した(前章参照).

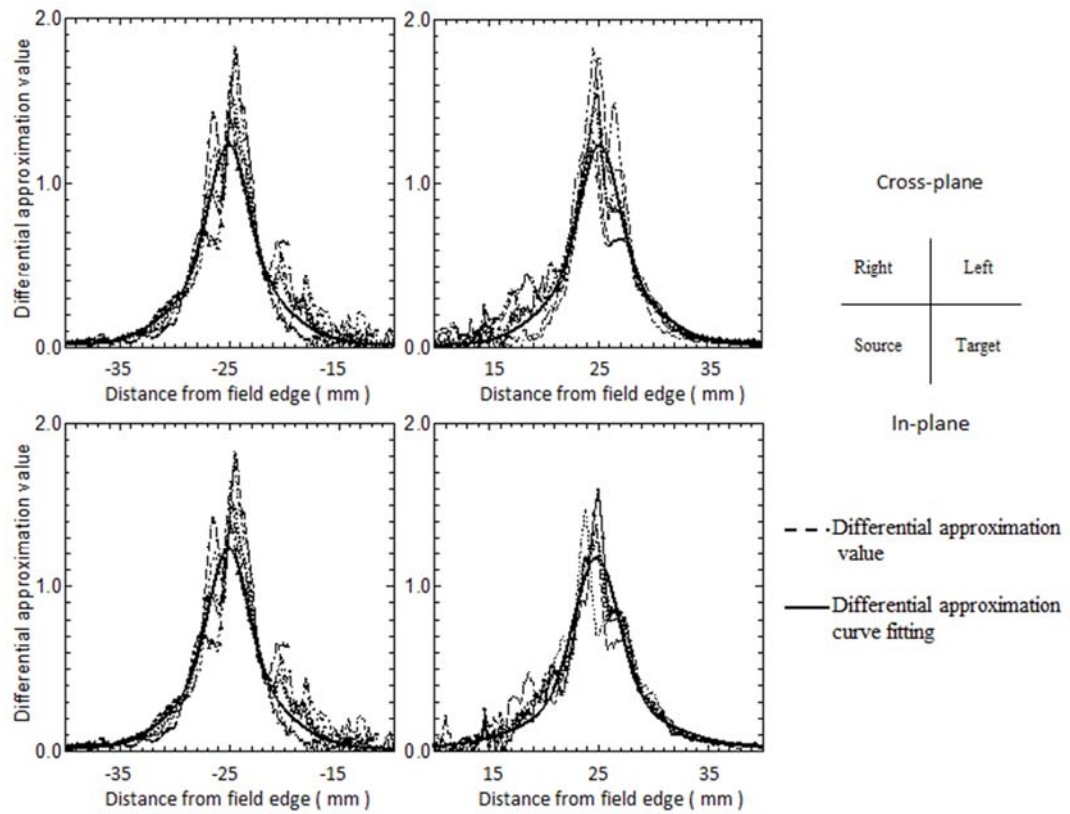


Fig.5.4. Fig.5. 3.. (a) の 4MVX 線の LSF の比較(S 社製 80MLC)

Fig.5.5.に Fig.5.3. (b). 10 MVX 線の LSF 測定値と近似値の比較(S 社製 80 MLC)を示した。 4つのグラフの内, 上段は Cross-plane の左右を示し, 下段は In-plane の S-T 方向を示した。 Fig.5.4.と同様に Cross-plane と In-plane とともに左右対称であり, LSF の近似曲線の 0.5 以下のところで線量変動の非常に小さい安定した領域を認めた。

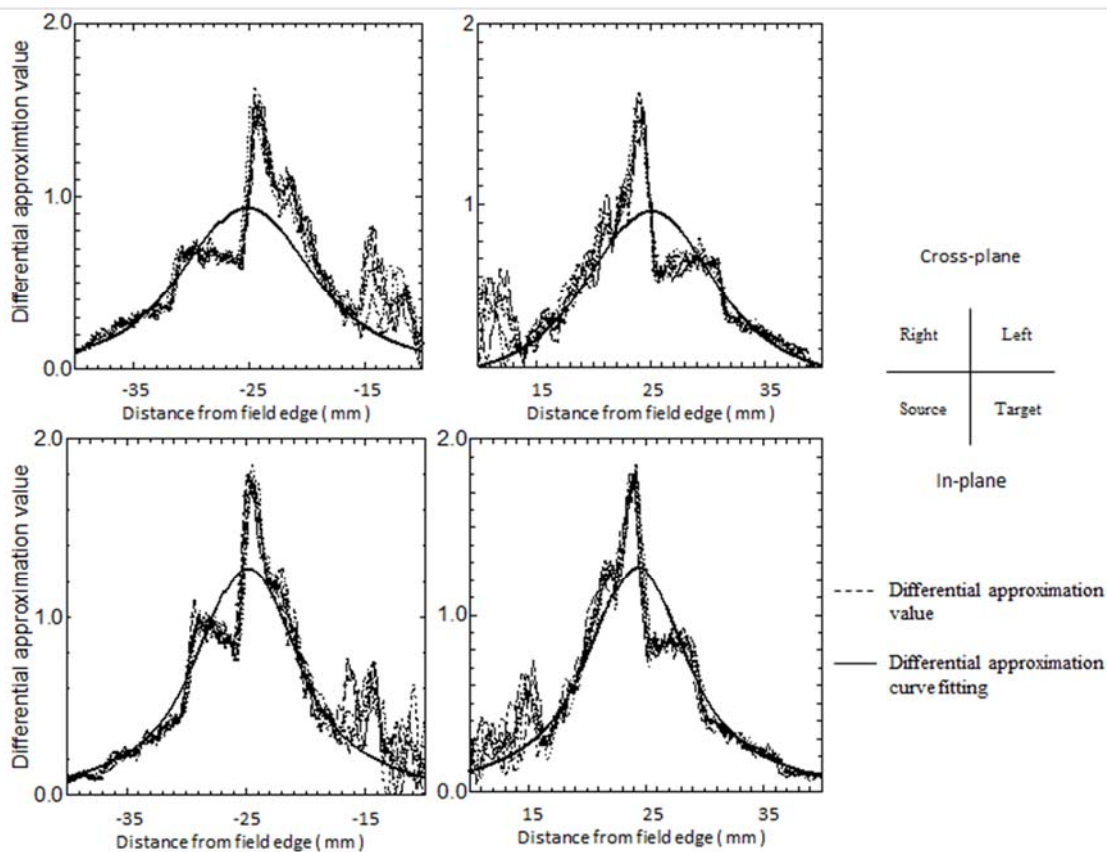


Fig.5.5. S 社製 80MLC における 10MVX 線の LSF の比較

Fig.5.6は、V社製とS社製160MLCにおける4MVX線のOCR測定値を比較した。加速器のJaw コリメータは、Fig.5.2.(a)(c)に示すとおり焦点からUpper jaw コリメータまで35.8と29.9cm、拡大率はそれぞれ1.793と2.344であった。Lower jaw コリメータまでの距離が44.5と46.0cm、拡大率はそれぞれ1.247と1.174であった。この(a) Cross-plane と(b) In-plane のOCR測定値を示した。(a) Cross-plane はほとんど同じOCR測定値であるのに対して、(b) In-plane のOCR測定値は、肩の部分がやや小さく裾野がやや広いのが特徴であった。

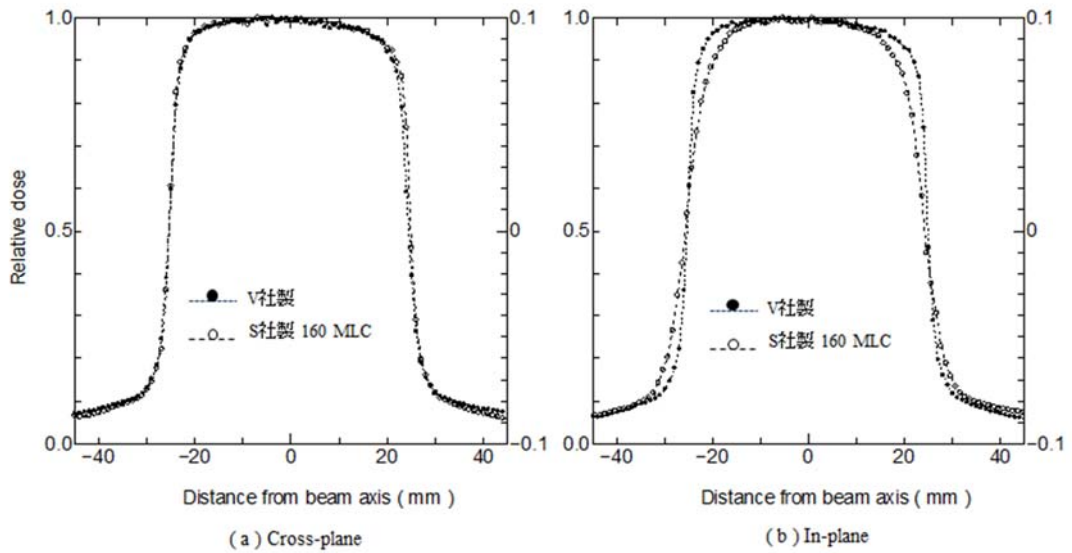


Fig.5.6. V社製とS社製160MLCにおける4MVX線のOCR測定の比較.

Fig.5.7.にV社製とS社製160MLC (Fig.5.6.)における4MVX線のビーム軸の右半分のESFの測定値と近似値の比較を示した. 測定値(シンボル)と近似値(点線)は近似曲線を示した. 左軸の相対差は近似値から測定値を引いた値(破線)を示した.

(a) Cross-planeの右軸は測定値と近似値の相対差を示し, -3.5 ~ 2.0%であった. 同様に(b) In-planeは, -3.0 ~ 2.0%であった.

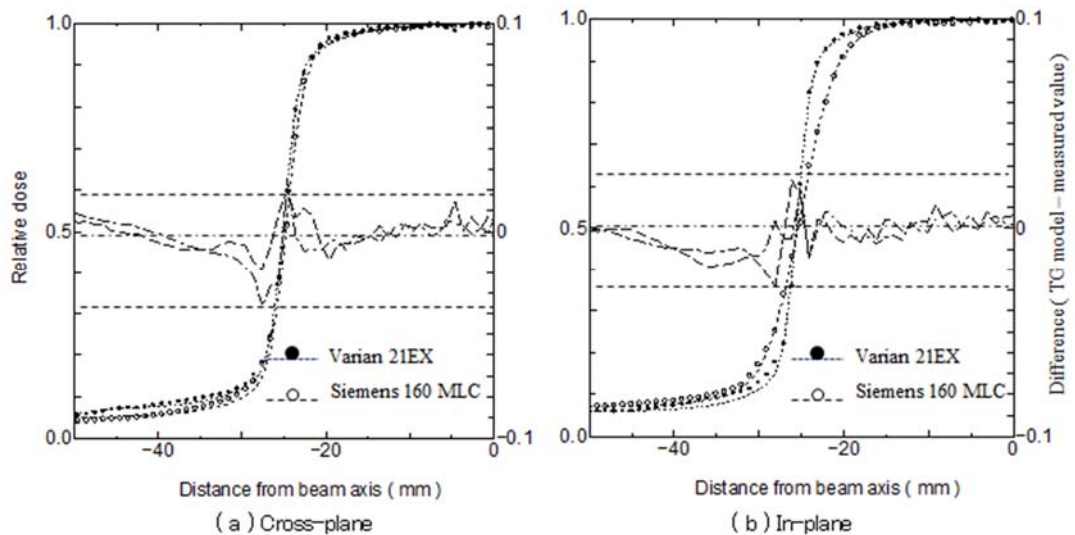


Fig.5.7. V社製とS社製160MLCにおける4MVX線のESFの比較.

Table 5.4.に4 MVX線のESFパラメータの比較を示した.V社製とS社製160 MLC (Fig. 5.7.(a) (b)) を解析した.S社製の In-plane の σ_{fp} は1.20 mm と3.00 mm , σ_{kp} は3.8 mm と5.00 mm と大きくなった. しかし, σ_{ep} は8.00 mm と9.00 mm であった.

Table 5.2. V社製とS社製160 MLC (Fig.5.7. (a) (b)) 4MVX線のESFパラメータの比較

		Triple-Gaussian parameters							
		C_f	σ_{fp} (mm)	C_k	σ_{kp} (mm)	C_e	σ_{ep} (mm)	C_b	C_t
V社製	Cross-plane	0.68	1.30	0.12	4.00	0.13	9.00	0.07	1.00
	In-plane	0.68	1.20	0.13	3.80	0.13	8.00	0.06	1.00
S社製	Cross-plane	0.69	1.50	0.13	3.80	0.13	9.00	0.05	1.00
	In-plane	0.68	3.00	0.12	5.00	0.13	9.00	0.07	1.00

Fig.5.8.は, V社製とS社製160 MLCにおける10 MVX線OCR測定値をフィルムにて比較した. シンボルが測定値であり, 点線は曲線で示した. (a) Cross-plane (b) In-planeを示した. (a) Cross-planeでは2機種間においてほぼ同じOCR測定値がえられたものの, (b) In-planeではOCR測定値の肩部と足部が大きく異なっていた.

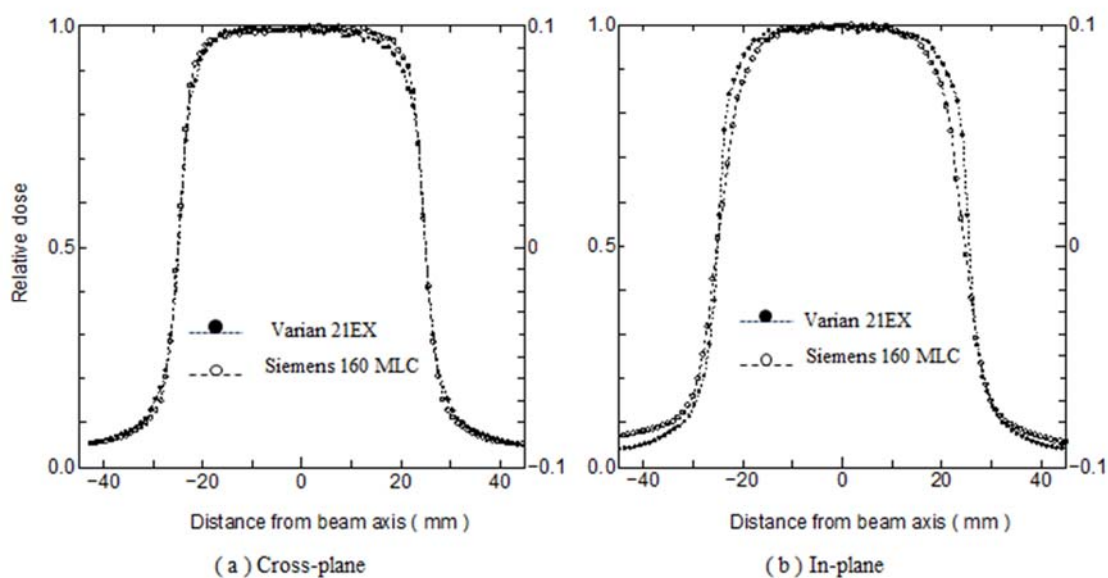


Fig.5.8. 10MVX線のフィルムを用いた Cross-plane のOCR測定値の比較 (V社製とS社製160MLC)

Fig.5.9.に ESF の実測値と TG 関数近似値の比較を示した。 V 社製と S 社製 160 MLC における 10 MVX 線の測定値(シンボル)と近似値(点線)を示した。 相対差は近似値から測定値を引いた値(破線)を示した。

(a) Cross-plane の右軸は実測値と近似値の相対差を示し、誤差は $-3.0 \sim 2.0\%$ であった。 同様に(b) In-plane の誤差は、 $-6.0 \sim 3.0\%$ であった。

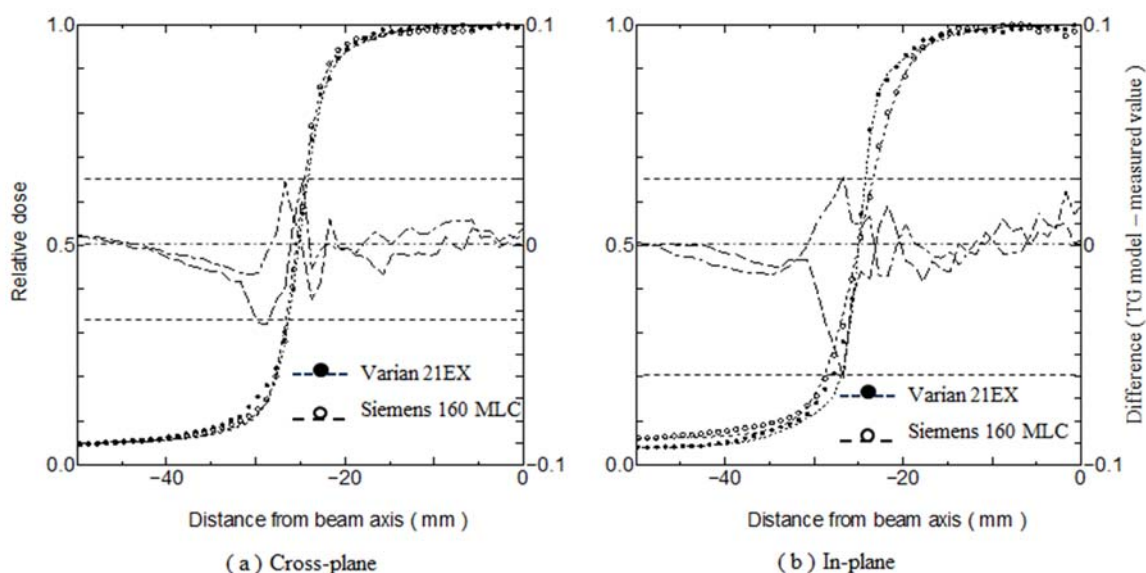


Fig.5.9. 10MVX 線の ESF の比較.

Table 5.5.に 10 MVX 線の LSF の測定値と近似値の比較を示した。 V 社製と S 社製 160 MLC (Fig.4.10.(a) (b))における In-plane の値, σ_{fp} は 1.30 mm と 3.40 mm , σ_{kp} は 7.00 mm と 5.00 mm であった。 しかし, σ_{ep} はともに 9.00 mm であった。

Table 5.3. V 社製と S 社製 160 MLC (Fig.5.9.(a) (b)) における 10MVX 線 LSF の近似パラメータの比較

X-ray energy	Triple-Gaussian parameters							
	C_f	σ_{fp} (mm)	C_e	σ_{ep} (mm)	C_k	σ_{kp} (mm)	C_b	C_t
V 社製 Cross-plane	0.68	1.90	0.14	5.00	0.13	9.00	0.05	1.00
In-plane	0.65	1.30	0.18	5.00	0.13	8.00	0.04	1.00
S 社製 Cross-plane	0.69	1.90	0.13	3.80	0.13	9.00	0.05	1.00
In-plane	0.68	3.40	0.13	8.00	0.13	9.00	0.06	1.00

5.3.2 照射野辺縁の TG 近似の提案手法

Fig.5.10.にスリット法による焦点像の FWHM と Penumbra の関係を示した. 両者の相関係数は 0.6 であり, やや相関ありであった.

Fig.5.11.に焦点像パラメータ(σ_f)と Penumbra の関係を示した. 両者の相関係数は 0.96 であり, 高い相関を示した. このことは, われわれの提案する焦点像パラメータ(σ_f) が Penumbra と相違ないことを示した.

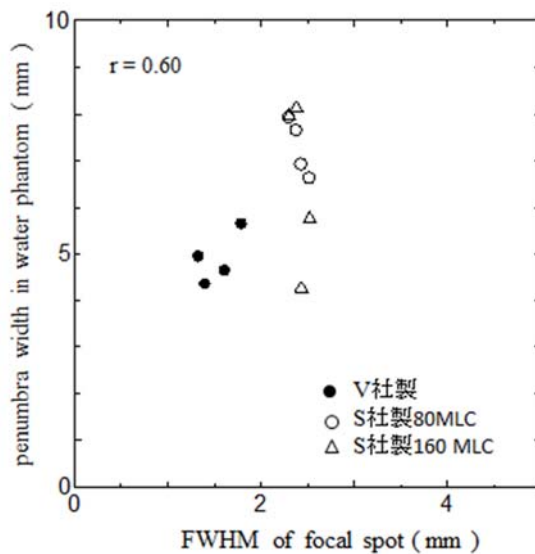


Fig.5.10. 焦点像の FWHM と Penumbra の関係

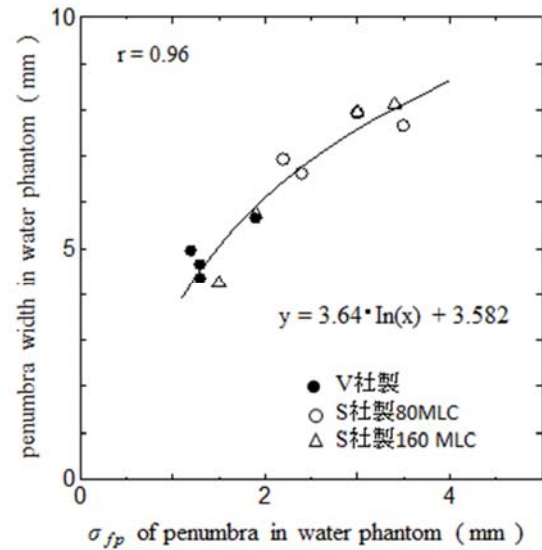


Fig.5.11. LSF 焦点像パラメータ

(σ_{fp})と Penumbra の関係

Fig.5.12.に加速器毎の焦点像拡大補正パラメータ($\sigma_{f'}$)と LSF 焦点像パラメータ(σ_{fp}) の関係を示した. 両者の相関係数は 0.95 であり, 高い相関を認めた. スリット法で求めた焦点像の分布にコリメータの拡大率効果を考慮したことにより, LSF 焦点像パラメータ(σ_{fp})と相関が出てきたと考えられた. このグラフは焦点像・コリメータ・Penumbra の3つの因子が含まれることから, 二つの因子を求めることにより残りの一つが決定される.

加速器の幾何学的配置と線量強度分布像の関係から, 焦点像の大きさが推定できる可能性がある. ただし, 焦点像拡大補正パラメータ($\sigma_{f'}$)が 2.0 mm 以下では推定誤差が大きくなった(Fig.5.12.). V社製は焦点像の大きさを拡大補正しても LSF の焦点像パラメ

ータがややばらついていた。焦点サイズが小さいほど二次電子の広がりによる影響が大きくなるために、幾何学的焦点の拡大率の影響が小さくなった原因と考えた。

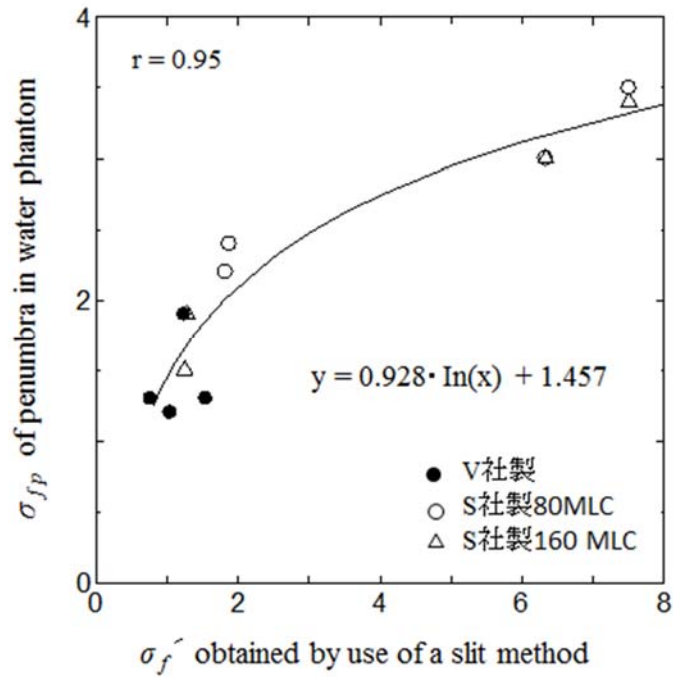


Fig.5.12.加速器毎の焦点像拡大補正パラメータ(σ_f')と ESF 焦点像パラメータ(σ_{fp})の関係

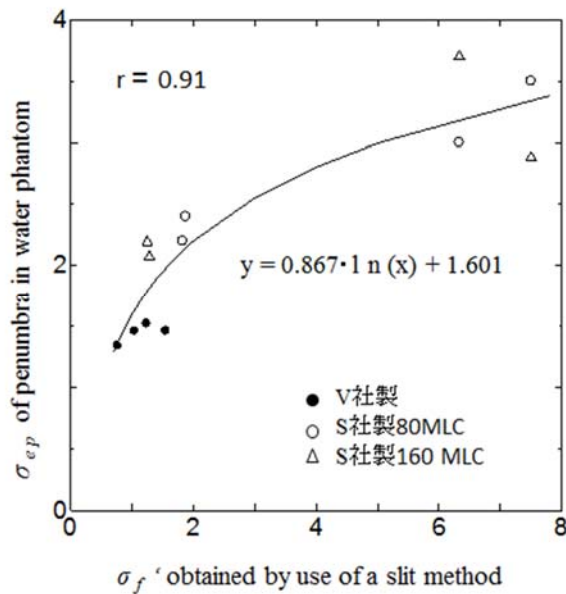


Fig.5.12.焦点像拡大補正(σ_f')と LSF の
焦点外パラメータ(σ_{ep})の関係

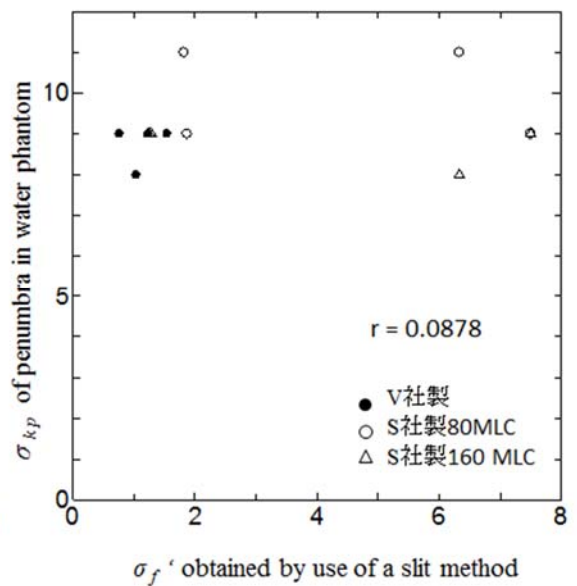


Fig.5.13. 焦点像拡大補正(σ_f')と LSF の
二次電子の広がり σ_{kp} の関係

Fig.5.12.に焦点像拡大補正($\sigma_{f'}$)と LSF の二次電子の広がりパラメータ(σ_{ep})の相関を示した。両者の相関係数は 0.91 であり、高い相関であった。これは、焦点像とコリメータの拡大率を補正することで、LSF の焦点外放射線パラメータ(σ_{ep})も分布が広がることを示した。つまり、LSF の焦点外放射線パラメータ(σ_{ep})が拡大率に依存することを示した。

Fig.5.13.に焦点像拡大補正($\sigma_{f'}$)と LSF のコリメータ X 線透過率(σ_{kp})の関係を示した。両者に相関関係を認めなかった。原因は照射野内からのコンプトン散乱あるいはフィルム現像処理などの複合した影響を受けたためと考えた。

Table 5.4. V 社製と S 社製の測定値一覧表

Machine	Energy	direction	Focal spot	enlargement	$\sigma_{f'}$	Penumbra	Parameter of
			size (σ_f)	factor (m)	($\sigma_{f \times m}$)		
			(mm)		(mm)	(mm)	(mm)
V社製	4	Cross-plane	0.61	1.247	0.761	4.32	1.3
	4	In-plane	0.58	1.793	1.04	4.95	1.2
	10	Cross-plane	0.99	1.247	1.23	5.63	1.9
	10	In-plane	0.86	1.793	1.54	4.68	1.3
S社製 (80 MLC)	4	Cross-plane	1.06	1.717	1.82	6.93	2.2
	4	In-plane	2.70 ※	2.344	6.33	7.93	3.0
	10	Cross-plane	1.09	1.717	1.87	6.63	2.4
	10	In-plane	3.20 ※	2.344	7.50	7.65	3.5
S社製 (160 MLC)	4	Cross-plane	1.06	1.174	1.24	4.25	1.5
	4	In-plane	2.70 ※	2.344	6.33	7.95	3.0
	10	Cross-plane	1.09	1.174	1.28	5.75	1.9
	10	In-plane	3.20 ※	2.344	7.50	8.13	3.4

Enlargement factor (Fig.5.1.)

※ In-planeの焦点は、Pearson VIIの第1項のWidth(mm)を用いた。

5.4 考 察

本研究では、OCR 測定に基づいて ESF を TG 関数で近似して解析した。この TG 関数のパラメータ採用し、円形および楕円形をもつ焦点像と線量強度分布像の関係について検討した。

従来、焦点像 FWHM と penumbra の関係 (Fig.5.10.(a))については、相関関係を認めな

かった。この理由は、両者の関係には Jaw コリメータの拡大率が考慮されていないことである。たとえば、幾何学的な焦点と Penumbra の関係は Fig.2.2.に示す通りである。しかし、高エネルギー焦点像は有限の大きさを持ち放射状に光子を放出するだけでなく、アイソセンタの関心点においては光子と物質との相互作用によって生じる二次電子を検出することになる。高エネルギーの Penumbra を考える場合には二次電子の広がりを幾何学的な Penumbra と線量的な Penumbra を考慮することになる⁴⁷⁾。したがって、焦点像の幾何学的な大きさとしての FWHM と Penumbra を比較しても相関がないことが分かる。

一方、Fig.5.10.(b) は LSF 焦点像パラメータ(σ_{fp})と Penumbra の関係である。両者には相関関係を認めた。Penumbra は幾何学的な線量 80-20 %の幅であるのに対して、LSF 焦点像パラメータは分布の広がりである。前者は一次元であるが後者は二次元の分布であるため面積としての異なる次元である。これは、焦点からの一次光子フルエンスによる割合が非常に大きいと考えられる¹⁰²⁾。データ数を増やさなければならないが一次元では相関性があるとは言えないと考えられることから今後の検討課題とした。

他方、焦点像とコリメータ拡大率効果を考慮したのが焦点像拡大補正パラメータ(σ_f')である。焦点は光子を放射状に放出する線源がコリメータによって拡大される線量強度分布像を示す。線量強度分布像は ESF から LSF を求めたもので LSF は関数としての広がりを示す。したがって、焦点像拡大補正パラメータ(σ_f')と LSF の焦点像パラメータ(σ_f)に高い相関があれば、線量強度分布像から焦点像を推定できることになる。Fig.5.11.の焦点像拡大補正(σ_f')と LSF 焦点像パラメータ(σ_{fp})の相関係数は0.95であり、相関関係を認めた。これは焦点像の線量強度分布像と LSF が相似の関係になることに依拠している。これによって、高エネルギーX線の場合二次電子の広がりを Penumbra に加える線量的 Penumbra として考えことができる⁹⁾。

S社製のデータのみを示したのが Fig.5.15.焦点像拡大補正パラメータ(σ_f')と LSF の焦点像パラメータ(σ_{fp})の関係である。この2機種の違いはMLCの拡大率である。(a) 80 MLC は $m=1.717$ であり、(b) 160MLC は $m=1.174$ である。また、MLC 厚さは(a) 80MLC

(75mm)と(b) 160 MLC (95 mm)である(Fig.5.1.). この場合、焦点像が比較的大きいため二次電子の広がりが無視できると考えられる. また, Fig.5.15.焦点像拡大補正パラメータ($\sigma_{f'}$)と LSF の焦点像パラメータ(σ_{fp}) の関係は, (a) 80 MLC は $r = 0.986$, (b) 160 MLC は $r = 0.983$ と高い相関を示した.

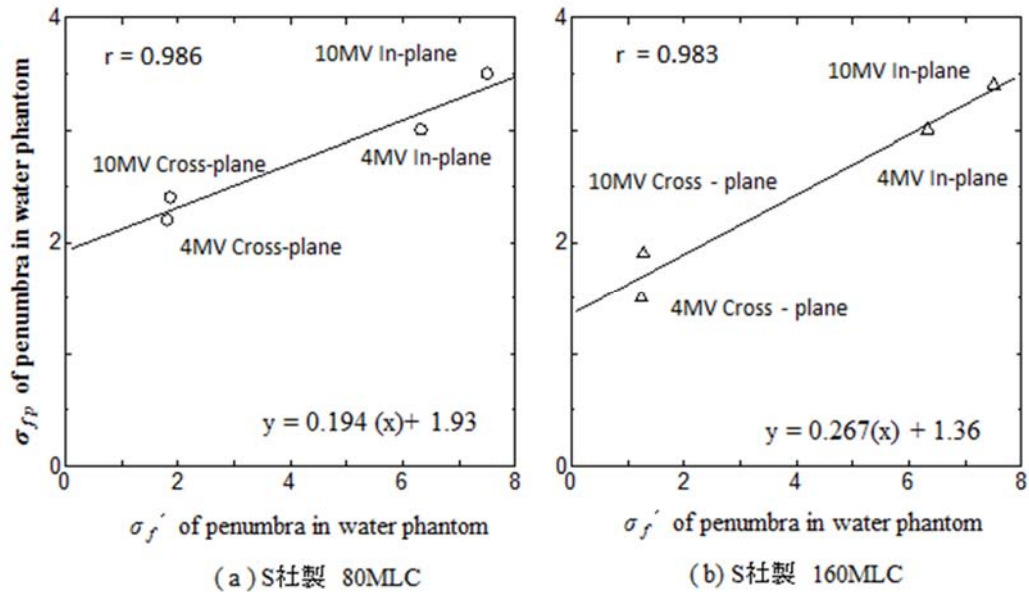


Fig.5.15.焦点像拡大補正パラメータ($\sigma_{f'}$)と LSF の焦点像パラメータ(σ_{fp})の関係

加速器の焦点像が小さい場合には、焦点像拡大率補正をしても LSF との相関は低かった. Fig.5.12.の中の V 社製の焦点像(σ_f) 0.61~0.99mm 場合、相関関係は 0.10 であり相関関係を認めなかった. 原因は幾何学的な焦点の大きさよりも二次電子の側方散乱によるぼけの方が大きくなるために、焦点像と Penumbra の相関関係を認めなかったと考えた.

Schach von Wittenau ら⁹³⁾は、6MVX 線を用いて焦点像 1.4 mm であり、拡大率 5 倍のときフィルム面で Gaussian 関数近似の FWHM 8.2 mm であったと報告している. この計算をわれわれの結果に適応した場合、拡大補正(σ_f)は $1.4 \times 5 = 7.0$ mm, ESF は Gaussian の FWHM は 6.24 mm であり、これを σ に変換すると $6.24 / 2.35 = 2.65$ mm となる. Fig.5.11 近似式($y = 0.928 \cdot \ln(x) + 1.457$)で計算した場合、われわれの提案手法の σ_{fp} は 2.24 mm である. その誤差は $(2.65 - 2.24) / 2.24 \times 100 = 18\%$ とやや大きい. 彼らの実験との違いは焦点像が小さいこと、コリメータがチタンロールバーであること、拡大率の違い

の誤差原因が考えられる。しかし、焦点像が小さいことことから二次電子の散乱による誤差要因も考えられるため今後の検討課題とした。

Kim ら¹⁰⁰⁾は、S社製のMC計算を行い加速した電子ビームと線量強度分布像の関係を求め、実測の焦点形状に基づいたシミュレーション結果を報告した。彼らの線量強度分布像の解析結果は、深さ方向において実測値と不一致が認められたと報告した。また、Wang ら⁷⁶⁾は、MC計算において加速電子ビームを楕円形にしてシミュレーションし、Penumbra との関係について報告した。焦点像の大きさは2.8~4.0 mm、6 MVX線における Penumbra は Lower jaw 2.7~3.7 mm、Upper jaw は 2.9~5.0 mm であり、我々の実験とほぼ同じ値が得られていた。ただし、MC計算において焦点像の線量強度分布像は言及していない。我々の第3章の測定結果からS社製の焦点形状は、Cross-plane 方向が Gaussian 分布であり In-plane 方向のピークが Pearson VII の分布であり、裾野の広がり Double-Lorentzian 分布を示していた(Table 3.4., 3.5.)。この楕円形焦点像についてはMC計算を入力して検証する必要がある、今後の検討課題とした。

5.5 まとめ

加速器の線量強度分布像の近似式の解析結果から、以下の結論が得られた。

- (1) 線量強度分布像の解析手法として、ESF と LSF を用いて Triple-Gaussian で近似する手法を提案した。
- (2) ESF 測定から焦点像拡大率に高い相関関係が存在することを実証し、その関係より焦点 X 線以外の X 線成分を推定できることを示した。
- (3) X 線ビームが3成分で構成されるという本研究の結論をもとに、ビーム線量強度分布像測定結果から医療用加速器焦点像の線量強度分布像を推定するための回帰式を提案した。

本研究により全焦点の強度分布を得るためには、スリット幅、X線透過率、検出器の計測条件の標準化が必要である。

第6章 本研究の結論と今後の課題

6.1 本研究の結論

第3章の医療用直線加速器の焦点と焦点外放射線の推定の結果から、加速器の焦点計測はスリット幅 0.1 mm、焦点外放射線の計測についてはスリット幅 0.4 mm が最適と考えた。また、焦点と焦点外放射線の割合が見積もる提案手法は、スリット幅 0.4 mm から分布の高さの割合を求める方法を提案した。さらに、加速器の全焦点は、焦点、焦点外放射線、X線透過率の3つの成分で表されることを示した。本研究により全焦点の強度分布を得るためには、スリット幅、X線透過率、検出器の計測条件の標準化が必要であると結論づけた。

第4章の高エネルギーX線における鉛エッジの拡大率が線量強度分布像に及ぼす影響については、ESFに Triple-Gaussian 関数近似法を提案し、鉛エッジ像の設置位置がESFに及ぼす影響について解析を行った。線量強度分布像を得るためのESFのApertureの前提条件としては、1.0 mm×1.0 mm が最適と考えた。線量強度分布像に対して提案手法を用いることにより、コリメータ設置位置の寄与が大きいことを結論づけた。本研究結果より加速器 jaw コリメータ拡大率効果を放射線治療計画への応用が可能となった。たとえば、腫瘍とリスク臓器が隣接している場合拡大率(1.17~2.3倍)の異なるコリメータを回転させるだけで有効的に正常組織やリスク臓器を防護できることが分かった。これを治療計画時にリスク臓器の位置に Lower jaw コリメータを接するようにコリメータを回転させることで線量低下が実現できる。また、小児がんの放射線治療において感受性の高い甲状腺を防護するためには、下段の Lower jaw を使用することを意識した治療計画ができることやオープンからハーフ照射野にすることで、さらに、防護効果を高めることが可能である。

第5章の医療用直線加速器の焦点像・コリメータ設置位置・線量強度分布像の関係から、X線ビームが3成分で構成されるという本研究の結論をもとに、ビーム線量強度分布像測定結果から焦点像の線量強度分布像を推定するための回帰式を提案した。従来

とは異なり、一次元の焦点像の FWHM あるいは線量強度分布像の Penumbra において評価せずに、2次元の焦点像と線量強度分布像のそれぞれの分布幅に対して高い相関が得られたことから焦点像を推定できると結論づけた。

6.2 今後の課題

高エネルギーX線の焦点の計測法を標準化するために、焦点計測 0.1mm で計測した焦点像を実際の Monte Carlo(MC)計算に適応することで肺定位放射線治療における線量計算精度を向上させることである。また、楕円形焦点像については線量強度分布像が不明であったことから、本研究結果を MC 計算のモデル化として利用することで線量計算の精度向上に繋がると考える。

小さい肺がん治療を目的とした放射線計測において、放射線検出器の体積効果が大きなばけ要因となる。異なる検出器を用いて線量強度分布像の Edge Spread Function を測定し、Triple-Gaussian(TG)関数近似を適応することで体積効果を半定量的に解析することができる。この研究により小さいがんに対する放射線計測手法の確立につながると期待される。

今後、新しい加速器装置の Flattening Filter Free タイプが普及すると予測される。TG 関数で近似した線量強度分布像から焦点像を回帰式することで、より精度の高い MC 計算が期待できる。

また、肺定位放射線治療の線量強度分布特性の中で線質依存性については議論されていない。線質依存性とは X 線エネルギーだけでなく X 線線質が変わることである。この分野の研究は報告が非常に少ない。X 線線質は腫瘍辺縁の強度分布を変えることが考えられ、提案手法により放射線治療の更なる高精度化に繋がると期待される。

謝 辞

本研究の論文および本論文の作成にあたり、ご指導とご鞭撻を賜った九州大学大学院工学研究院エネルギー量子工学部門 池田伸夫教授に心より感謝申し上げます。また、長年画像解析および放射線治療分野の研究と論文、本論文と多岐にわたりご指導を頂いた九州大学大学院医学研究院保健学部門医用量子線科学分野 有村秀孝准教授に心よりお礼を申し上げます。

本研究の論文に際して Monte Carlo シミュレーションでご指導を頂いた熊本大学大学院生命科学研究部（保健学系）先端生命医療科学部門医用画像学分野の荒木不次男教授に深厚なる謝意を表します。

本研究に際して臨床的立場からご指導、ご教授頂いた九州大学病院放射線科 中村和正准教授、九州国際重粒子線がん治療センター 副センター長(元九州大学大学院医学研究院 重粒子線がん治療学講座教授) 塩山 善之先生に深く感謝申し上げます。

本研究に際して Levenberg Maquardt 法のプログラム作成でご協力頂いた九州大学病院医療技術部放射線部門 松木孝臣氏に深く感謝します。また、実験にご協力頂いた放射線部 中村泰彦技師長はじめ、放射線治療部門の橘昌幸氏(現：広島国際大学准教授)、福永淳一氏、平野奈緒美氏に深く感謝します。

加速器のスリット法の開発においてご支援とご協力を頂いた P.A.lab. 社長 西谷数春氏、グローバルフォ(有限会社) 社長 林 徳裕氏に厚くお礼を申し上げます。

加速器実験にご協力頂いた峰村健一氏(元大分岡病院)、目加多正人氏(元大分医師会アルメイダ病院)にお礼を申し上げます。

最後に、長年影から支えてくれた愛妻利香と暖かい笑顔で励ましてくれた元康君と貴之君に心よりお礼を申し上げます。 ありがとう。

参考文献

第 1 章

- 1) JASTRO データベース委員会:全国放射線治療施設の 2005 年定期構造調査報告書 (第 1 報),日放腫会誌,19,181-192,2007.
- 2) 穴井重男:患者にやさしい高精度放射線治療,日本放射線技術学会雑誌 62 巻,第 10 号, 1379-1382,2006.
- 3) 館野之男編:原典で読む放射線治療史,エムイー振興協会,2001.(1)
- 4) Blomgren H, Lax I, Goeranson H, et al.: Radiosurgery for tumors in the body: clinical experience using a new method. J Radiosurg 1,63-74, 1998.
- 5) Leksell L:The stereotactic method and radiosurgery of the brain,Acta Chir Second,102,316-319,1951.
- 6) Martin A and Gaya A: Stereotactic Body Radiotherapy: A Review.Clinical Oncology, 22(3),157-72,2010.
- 7) Nagata Y, Matsuo Y, Takayama K, et al. :Current status of stereotactic body radiotherapy for lung cancer. Int J Clin Oncol, 12(1),3-7, 2007.
- 8) Dutreix A: When and how can we improve precision in radiotherapy? Radiother Oncol 2,275-292,1984.
- 9) Boyer AL and Mok EC: Calculation of photon dose distributions in an inhomogeneous medium using convolutions, Med Phys,13,503-9,1986.
- 10) Ahnesjö A: Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media, Med Phys,16(4),577-92,1989.
- 11) Battista JJ, Sharpe MB :True three-dimensional dose computations for megavoltage x-ray therapy: a role for the superposition principle. Australas Phys Eng Sci Med,15(4),159-78, 1992.
- 12) Zelefsky,M.J.,Z.Fuks,M.Hunt et al.:High-dose intensity modulated radiation therapy for prostate cancer:early toxicity and biochemical outcome in 722 patients,Int J. Radiat. Oncol.Biol. phys,53,111-1116,2002.
- 13) Baily NA, Leovinger RL, Morton RJ,et al: AAPM report 13,Physical aspects of quality assurance in radiation therapy,Med phys ,may,1994.
- 14) Papanikolaou N, Battista JJ, Boyer AL,et al.: Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams,AAPM report NO.85,August,2004.
- 15) Sheikh-Bagheri D,Rogers DWO,Ross CK,et al:Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac, Med Phys, 27(10), 2256-2266,2000.
- 16) Mohan R, Chui C, Lidofsky L: Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. Med Phys,12(1),592-97, 1985.

- 17) Jaffray DA, Munro P and Battista JJ: Activity distribution of a cobalt-60 teletherapy source, *Med phys*, 18(2), 288-291, 1991.
- 18) Sheikh-Bagheri D, Rogers DWO, Ross CK, et al: Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac, *Med Phys*, 27(10), 2256-2266, 2000.
- 19) Jaffray DA and Battista JJ: X-ray source of medical linear accelerators: Focal and extra-focal radiation, *Med Phys*, 20(5), 1417-1427, 1993.
- 20) Everson JD and Gray JE : "Focal-spot measurement: comparison of slit, pinhole, and star resolution pattern techniques", *Radiolog*, 165, 261-264, 1987.
- 21) Prasad SC, Hendee WR and Carson PL: Intensity distribution, modulation transfer function, and the effective dimension of a line-focus x-ray focal spot, *Med Phys*, 3 (4), 217-223, 1976.
- 22) Sharpe MB, Jaffray DA, Battista JJ, et al.: Extrafocal radiation: A unified approach to the prediction of beam penumbra and output factors for megavoltage x-ray beams, *Med Phys*, 22(12), 2065-74, 1995.
- 23) JIS ハンドブック放射線(能) Z 4102, 675-726, 日本規格協会, 2011.
- 24) Low DA, Zhu X-R, Harms WB, et al.: Measurement of a phantom penumbra-generating kernel for a convolution-adapted ratio-TAR algorithm for 3D treatment planning, *Med phys*, 22(9), 1395-1403, 1995.
- 25) Mackie TR, Scrimger JW, Battista JJ: A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays, *Med Phys*, 12(2), 188-96, 1985.
- 26) Boyer AL and Mok EC: Calculation of photon dose distributions in an inhomogeneous medium using convolutions, *Med Phys*, 13, 503-9, 1986.
- 27) Battista JJ, Sharpe MB : True three-dimensional dose computations for megavoltage x-ray therapy: a role for the superposition principle. *Australas Phys Eng Sci Med*, 15(4), 159-78, 1992.
- 28) Sontag MR, Ray SK: Determination of differential scatter-air ratios (dSAR) for three-dimensional scatter integration, *Med phys*, 22, 775-80, 1995.
- 29) Ulmer W, Harder D: A Triple Gaussian Pencil Beam Model for Photon Beam Treatment Planning, *Z Med Phys*, 5, 25-30, 1995.
- 30) Ulmer W, Harder D: Applications of a Triple Gaussian Pencil Beam Model for Photon, Beam Treatment Planning, *Z Med Phys*, 6, 68-74, 1996.
- 31) Ulmer W and Kaissl W: The inverse problem of a Gaussian convolution and its application to the finite size of the measurement chambers/detectors in photon and proton dosimetry, *Phys Med Biol*, 48, 1-20, 2003.
- 32) Sahoo N, Kazi AM, Hoffman M, et al.: Semi-empirical procedures for correcting detector size effect on clinical MV x-ray beam profiles, *Med phys*, 35 (11), 5124-5133, 2008.
- 33) Chaney EL, Cullip TJ and Gabriel TA: A Monte Carlo study of accelerator head scatter,

Med Phys, 21(9),1383-90,1994.

- 34) Rong XJ, Krugh KT, Shepard SJ and Geiser WR: Measurement of focal spot size with slit camera using computed radiography and flat-panel based digital detectors, Med Phys, 30(7), 1768-1775, 2003.
- 35) Sham E, Seuntjens J, Devic S, Podgorsak EB. Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams. Med Phys, 35(7), 3317-30, 2008.
- 36) Fix MK, Stampanoni M, Manser P, et al.: A multiple source model for 6MV photon beam dose calculations using Monte Carlo, Phy Med Biol, 46, 1407-1427, 2001.
- 37) Gracia-Vicente F, Delgado J M and Peraza C: Experimental determination of the convolution kernel for the study of the spatial response of a detector, Med Phys, 25(2), February, 1998.

- 38) Khan FM: The physics of radiation therapy, Lippincott Williams and Wilkins, 1994.

- 39) Johns HE, Cunningham JR: The physics of radiology, Charles C Thomas publisher, The third edition, 172-195, 1980.

第 2 章

- 40) Karzmark CJ: Advances in linear accelerator design for radiotherapy, Med Phys, 11(2), 105-128, 1984.
- 41) Aubin JS, Steciw S, Kirkby C, et al.: An integrated 6MV linear accelerator model from electron gun to dose in a water tank, Med Phys, 37(5), 2279-2288, 2010.
- 42) Wessels BW, Paliwal BR, Parrot MJ: Characterization of Clinac-18 electron-beam energy using a magnetic analysis method, Med Phys, 6(1), 45-48, 1979.
- 43) ICRU: Radiation dosimetry .electrons with initial energies between 1 and 50 MeV , Report 35, Bethesda, MD, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1984.
- 44) Munro P, Rawlinson JA, Fenster A: Therapy imaging: Source sizes of radiotherapy beams, Med Phys, 15(4), 517-524, 1998.
- 45) Snoke JJ, Brand B and van Herk M: Focal spot motion of linear accelerators and its effect on portal image analysis, Med Phys, 30, 1067-1075, 2003.
- 46) Lutz WR, Maleki N and Bjärngard BE: Evaluation of a beam-spot camera for megavoltage x rays, Med Phys, 15(4), 614-617, 1988.
- 47) ICRU report 24: Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of x or gamma rays in radiotherapy procedures, September 15, 54, 1976
- 48) Loewenthal E and Loewinger: Measurement of the source size of a 6- and 18-MV radiotherapy linac, Med Phys, 19(3), 687-690, 1992.

- 49) Levenberg K., A method for the solution of certain non-linear problems in least squares, Quarterly journal of applied mathematics II (2), 164-168, 1944.
- 50) Markquardt D.W., An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters, journal of the society of industrial and applied mathematics, Vol.11, No.2, 431-441, 1963.
- 51) Johns HE, Cunningham JR: The physics of radiology, Charles C Thomas publisher, The third edition, 172-195, 1980.
- 52) Day MJ, Lambert GD, Locks SM: The effect of secondary electron spread on the penumbra in high energy photon beam therapy, The British Journal of Radiology, 63, 278-285, 1990.
- 53) Howard West, Maria Werner-Wasik, Paul Gumerlock, et al.: PHASE III randomized trial of preoperative chemotherapy versus preoperative concurrent chemotherapy and thoracic radiotherapy followed by surgical resection and consolidation chemotherapy in favorable prognosis patient with stage IIIA (N2) non-small cell lung cancer, RTOG 0412/SWOG S0332, 17-20, April 8, 2005.
- 54) Witte MG, Joris van der Geer and Schneider C, et al.: The effects of target size and tissue density on the minimum margin required for random errors, Med Phys, 31(11), 3068-3079, 2004.
- 55) Attix: Introduction to radiological physics and radiation doseimetry, 180-182, 1986.
- 56) Mayles P, Nahum A, Rosenwald JC: Handbook of radiotherapy physics theory and practice, Taylor and Francis, 2007.
- 57) Whyte GN: Principles of radiation dosimetry, John Wiley & Sons, Inc., 9-42, 1959.
- 58) Roesch WMC: Dose for Nonelectronic equilibrium conditions, radiation research, 9, 399-410, 1958.
- 59) 森内和之, 高田信久訳, 放射線量計測の基礎, 地人書館, 1985.
- 60) Shi J, Simon WE and Zhu TC: Modeling the instantaneous dose rate dependence of radiation diode detectors, Med Phys, 30, 2509-2519, 2003.
- 61) Rickner G: Silicon diodes as detectors in relative dosimetry of photon, electron and proton radiation fields, Uppsala Universitet, 1983.
- 62) Rickner G and Grusell E: Effect of radiation damage on *p*-type silicon detectors, Phys Med Biol, 28, 1261-1267, 1983.
- 63) Rickner G and Grusell E: General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry, Phys Med Biol, 32, 1109-1117, 1987.
- 64) Song M, Ahmad J, Chen D Z, et al.: Limitations of silicon diodes for clinical electron dosimetry, Radiat Prot Dosim, 120, 56-59, 2006.
- 65) TG-62, Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy, Report of the AAPM radiation therapy committee Task Group No. 62, Med Phys, Madison, WI, 2005.
- 66) Saini AS and Zhu TC: Energy dependence of commercially available diode detectors for

in-vivo dosimetry, Med Phys, 34, 1704–1711 , 2007.

- 67) Saini S and Zhu TC : Temperature dependence of commercially available diode detectors, Med Phys, 29, 622–630 ,2002.
- 68) Roberts R and Philp A: Correction factors for low perturbation in vivo diodes used in the determination of entrance doses in high energy photon beams, Med Phys, 35(1), 25–31 ,2008.
- 69) ICRU. Report 44. Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement. Washington, DC: International Commission on Radiation Units and Measurement, 1989.
- 70) 吉谷正夫:吸収線量の求め方,福岡支部セミナー資料,10-11,1999.
- 71) Pappas E,Maris TG,Papadakis A,et al.:Experimental determination of the effect of detector size on profile measurements in narrow photon beams,Med Phys,33(10),3700-3710,2006.
- 72) Ahamad M, Chen Z, Song H, et al.: Evaluation of the EDR-2 film for relative dosimetry of high-energy photon and electron beams. Radiat. Prot. Dosimetry 120: 159-162, 2006.
- 73) Djouguela A, Kollhoff R, Rubach A, et al.: The Schwarzschild effect of the dosimetry film Kodak EDR2. Phys Med Biol 50: N317-N321, 2005.
- 74) Burch SE, Kearfott KJ, Trueblood JH, and et al. :A new approach to film dosimetry for high energy photon beams: Lateral scatter filtering, Med Phys, 24,775-783, 1997.

第 3 章

- 75) Stewart JG and Jackson AW: The steepness of the dose response curve both for tumor curve and normal tissue injury,Laryngoscope ,LXXXV,7,1107-1112,1975.
- 76) Wang LLW, leszczynski K. Estimation of the focal size and shape for a medical linear accelerator by Monte Carlo simulation. Med Phys,34(2),485-8, 2007.
- 77) Das IJ, Ding GX, Ahnesjö A. Small fields :Nonequilibrium radiation dosimetry, Med Phys,35(1),206-15, 2008.
- 78) Ahnesjö A, Knoos T and Montelius A: Application of the convolution method for calculation of output factors for therapy photon beams, Med Phys, 19, 295-301, 1992.
- 79) Zhu XR and Gillin MT : Derivation of the distribution of extrafocal radiation for head scatter factor calculation, Med Phys , 32, 351-359, 2005.
- 80) Liu H H , Mackie T R , McCullough E C:Modeling photon output caused by backscattered radiation into the monitor chamber from collimator jaws using a Monte Carlo technique,Med Phys, 27(4),737-744,2000.
- 81) Sawant A, Antonuk L, El-Mohri Y.: Slit design for efficient and accurate MTF measurement at megavoltage x-ray energies, Med Phys,34(5),1535 - 45, 2007.
- 82) Day MJ and Farmaer: The 4MeV linear accelerator at Newcastle upon Tyne, British Journal of Radiology,31,669-682,1958.

- 83) Chen Q, Chen Y, Chen M, et al: A slit method to determine the focal spot size and shape of TomoTherapy system, *Med Phys*, 38(6), 2841-2849, 2011.

第4章

- 84) Yan G, Fox C, Lie C, et al: The extraction of true profilers for TPS commissioning and its impact on IMRT patient-specific QA, *Med Phys*, 35(8), 3661-3670, 2008.
- 85) Chang K-S, Yin F-F and Nie K-W: The effect of detector size to the broadening of the penumbra – a computer simulated study, *Med. Phys.*, 23(6), 1407-1411, 1996.
- 86) 竹口栄一, 木下幸次郎, 中島緑彦: X線管焦点の強度分布と Modulation Transfer Function (MTF), *日本医学放射線学会雑誌*, 27(1), 58-67, 1967.
- 87) Giger ML, Doi K: Investigation of basic imaging properties in digital radiography .I. Modulation transfer function, *Med Phys*, 11(3), 287-295, 1984.
- 88) Cunningham IA and Fenster A: A method for modulation transfer function determination from edge profiles with correction for finite-element differentiation, *Med Phys*, 14(4), 533-537, 1987.
- 89) Buhr E, Günther-Kohfahl S and Neitzel U: Accuracy of a simple method for deriving the presampled modulation transfer function of a digital radiographic system from an edge image, *Med Phys*, 30(9), 2323-2331, 2003.
- 90) Charland P, EL-Khatib E, Wolters J: The use of deconvolution and total least squares in recovering a radiation detector line spread function, *Med Phys*, 34 (3), 152-160, 2007.
- 91) Lam CF: A new sigmoidal function describing the small field dose profile data from a linear accelerator, *Med Phys*, 22(5), 543-547, 1995.
- 92) Haywood JK, Bomford CK, Hatton JA: A less empirical method of representing megavoltage beams for use in rapid radiotherapy dose calculations, *British Journal of Radiology*, 52, 709-718, 1979.
- 93) Schach von Wittenau AE, Logan CM, Rikard RD: Using a tungsten rollbar to characterize the source spot of a megavoltage bremsstrahlung linac, *Med phys*, 29(8), 1797-1806, 2002.
- 94) van't Veld AA, Luijk Pv, Praamstra F, et al.: Slit x-ray beam primary dose profiles determined by analytical transport of Compton recoil electrons, *Med Phys*, 27(5), 923-934, 2000.
- 95) Keller BM, Beachey DJ and Pignol JP: Experimental measurement of radiological penumbra associated with intermediate energy x-ray (1MeV) and small radiosurgery field sizes, *Med Phys*, 34 (10), 3996-4002, 2007.
- 96) Cho W, Kielar KN, Mok E, et al.: Multisource modeling of flattening filter free (FFF) beam and the optimization of model parameters, *Med Phys*, 38(4), 1931-1942, 2011.

第5章

- 97) AJD, Nahum AE and Fenwick JD : Monte Carlo modeling of small photon fields: Quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements. Med Phys, 36(7),3132-44, 2009.
- 98) Boyer AL and Mok EC: Calculation of photon dose distributions in an inhomogeneous medium using convolutions, Med Phys,13,503-9,1986.
- 99) Mackie TR,Scrimger JW,Battista JJ:A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays, Med Phys,12,(2),188-196,1985.
- 100) Kim S:Characteristics of elliptical sources in BEAMnrc Monte Carlo system: Implementation and application, Med Phys,36(4),1046-1052,2009.
- 101) Faddegon BA,O'Brien P,Mason DLD:The flatness of Siemens linear accelerator x-ray fields, Med Phys,26(2),220-228,1999.
- 102) Woo MK,Cunningham JR and Jezioranski JJ: Extending the concept of primary and scatter separation to the condition of electronic disequilibrium, Med Phys,17(4), 588-595.1990.

附 録

1 EQD2

LQ モデルによる分割照射の評価には、Equivalent Dose in 2 Gy Fraction(EQD2)と biologically effective dose (BED)とは表現は異なるが、基本的には同じ。2Gy/回の治療効果と等しいときの線量を意味する。

2 半影(penumbra)と辺縁(周囲)線量(peripheral dose) , (ICRU24), JASTRO 用語集

周囲線量(peripheral dose)を幾何学的な側面から定義した半影(penumbra)に関し ICRU Report 24⁹⁾では、Geometric penumbra width と physical penumbra width と定義している。前者は焦点の幾何的な幅であり、後者の physical penumbra は物理(線量)的な幅である (Fig.1.2.)。

用語として、低エネルギーのコバルトで用いられる Penumbra とは、日本語で半影と訳される。一方、高エネルギーX線では辺縁周囲の線量という意味で「辺縁線量」として用いた。辺縁と半影を区別したが、本論文では線量強度分布として辺縁周囲の線量を表し、辺縁周囲の線量を強度分布として、ESF あるいは LSF として解析した。

3 CSDA (continuous slowing down approximation)

光子によって生成された一次電子は、CSDA にしたがって、物質中の電子を電離・励起しながら“連続的”にあるいは非常に小さなステップでエネルギーを損失する。すなわち、一次電子は二次電子(δ 線)を発生せず、各ステップ(電子が物質を通過した“その点”)において、一次電子が減速しながらエネルギーを付与する。CSDA は平坦化フィルタやスリット材の後方での散乱線寄与が異なる点で重要となる。

4 アイソセンタにおける焦点外放射線の理論的背景

アイソセンタ面における焦点外放射線の測定は、Sharpe ら²²⁾の理論式と実験値がある。この中で、焦点と焦点外放射線の2つをフルエンスとして定式化し、アイソセンタ面における焦点と焦点外放射線を距離の二乗の変数として理論的に示した。つまり、

ガントリ線源側から2つの線源分布のフルエンスを考えている。その焦点と焦点外放射線のモデル式は

$$\psi(r, A) = \left(\frac{SAD}{|r|} \right)^2 \Psi_f(r) + \left(\frac{SAD - h_{ef}}{|r| - h_{ef}} \right)^2 \Psi_{ef}(r, A) \quad (7. 1)$$

$\psi(r, A)$: 全一次エネルギーフルエンス

$\Psi_f(r)$: 焦点からのエネルギーフルエンス

$\Psi_{ef}(r, A)$: 加速器ガントリヘッドから放出される全焦点外放射線源

SAD : 線源からアイソセンタ水平面までの距離

r : 焦点と計算点の距離

h_{ef} : 平坦化フィルタからアイソセンタ水平面までの距離

エネルギーフルエンスとは、X線フルエンスにエネルギーを乗じた値である。また、このエネルギーフルエンスに質量エネルギー吸収係数を乗じたものが衝突カーマ、すなわち吸収線量として定義される。

5 二次電子のひろがり

Ahnesjö⁷⁸⁾は、不均質媒質における光子に対する放射エネルギーの Collapsed cone convolution のモデル化を行った。ここでは、単一エネルギーカーネルの近似式 $h_w(r, \theta)$ をエネルギー毎に求めて水だけでなく肺などの低密度の吸収線量計算に用いた。このとき MC 計算を用いた単一エネルギーカーネル近似曲線の一例を示す (Fig.7.1.)。

Ahnesjö³⁶⁾の示した単一エネルギーカーネルの近似式 $h_w(r, \theta)$ は、

$$h_w(r, \theta) = (A_\theta e^{-a_\theta r} + B_\theta e^{-b_\theta r}) / r^2 \quad (7.2)$$

ここで、 $A_\theta, a_\theta, B_\theta, b_\theta$ の項は、加速されたエネルギーに対する散乱角の関数 θ である。

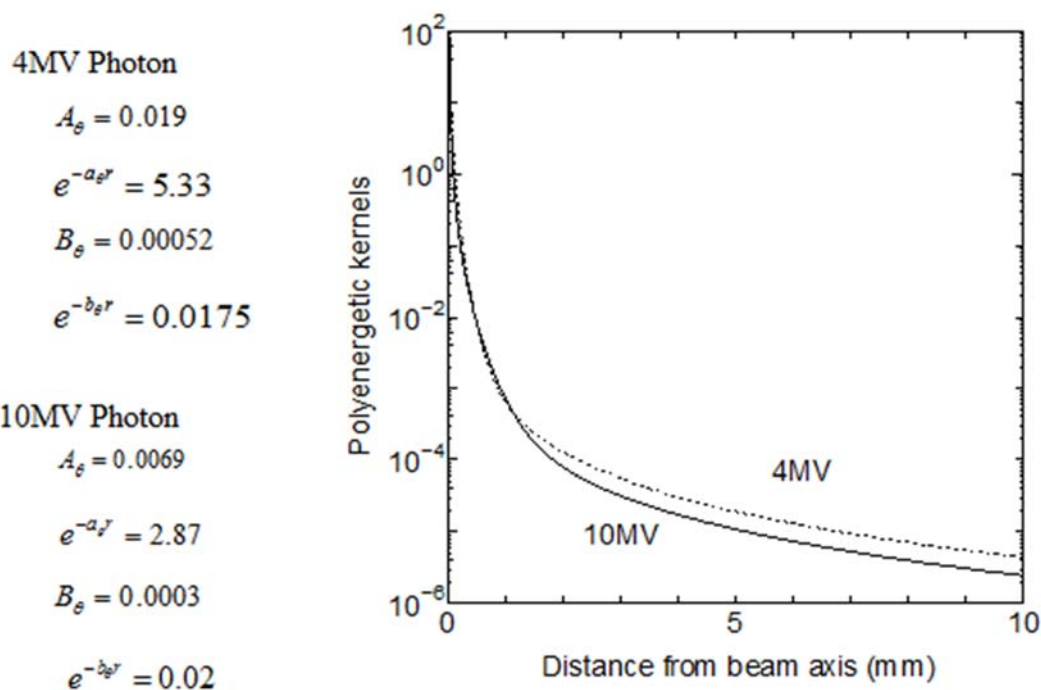


Fig.7.1. MC 計算を用いた単一エネルギーカーネル近似曲線

6 相互依存の概念 (Fig.7.2.)

散乱カーネルあるいはエネルギーの空間的な広がり、相互作用の Voxel から水滴状に下方へ広がる。これは、Receiver と Sender の 2 つの視点から解釈できる。 1) Point Kernel は、上方の散乱点から目標とする線量点への寄与。 2) Inverted Kernel は、ある散乱点から下方の Voxel へエネルギーの広がりによる寄与である。

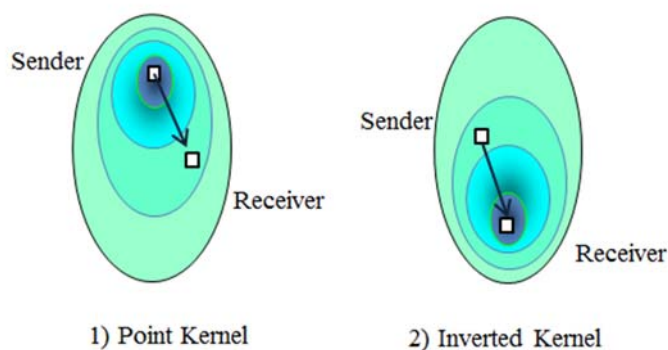


Fig.7.2. 相互依存の概念(付録)⁵⁵⁾

7 μ は線減弱係数(linear attenuation coefficient, 単位 m^{-1})

単位長さ当たりに相互作用する割合を示す。また, μ/ρ は質量減弱係数(mass attenuation coefficient, 単位 $\text{m}^2/\text{kg}^{-1}$)であり, 非荷電粒子に対して, ある物質の質量減弱係数を示す。その定義は, 非荷電粒子に対する物質の質量減弱係数 μ/ρ は, dN/N を物質の ρdl で除した商である。ここで, dN/N は密度の物質中の距離 dl を通過する間に, 相互作用を起こす粒子の割合を示す¹⁴²⁾。

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot dl} \cdot \frac{dN}{N} \quad (7. 3)$$

8 スリット間隙を通過する光子の焦点測定の原理

スリットを用いて X 線焦点を測定するとき得られる一次元プロファイル分布 $f(x)$ は, 焦点の幾何学的な強度分布 $g(x, y)$ に対して, x 軸に直交する y 軸に沿ってスリットをスキャンさせたときに得られる y 軸方向の一次元のプロファイルを $f(x)$ とする。

Ahnesjö¹⁰⁾の示した単一エネルギーカーネル(Fig. 1. 2)を考慮すると, 焦点サイズとエネルギーによって変化する。ここで, X 線エネルギーによる二次電子の広がり, 焦点とスリット幅に対してぼけとして加わる。したがって, 全焦点のプロファイルであ

る LSF の $f(x)$ は,

$$f(x) = [G(x) \otimes S(x)] \otimes B(x) \quad (7. 4)$$

$G(x)$: 幾何学的焦点の LSF

$S(x)$: スリット幅の LSF

$B(x)$: 二次電子の広がりによる LSF

なお, $B(x)$ はある X 線エネルギーによる二次電子の広がりであり, スリット幅により決まる. \otimes はコンボリューション記号である. つまり, 焦点の LSF は, 式(4. 2) のぼけ因子の合成であると考えることができる.

一方, 測定して得られる分布 σ_{measured} に対して, スリット幅による分布 σ_{aperture} は幾何学的な分布 σ_{actual} との関係は,

$$\sigma_{\text{measured}}^2 = \sigma_{\text{actual}}^2 + \sigma_{\text{aperture}}^2 \quad (7. 5)$$

スリット幅を小さくすることにより実質的な焦点の分布が得られるため, 測定できるスリット幅を求める必要がある.

9 フーリエ (Fourier) 変換

物理や工学系の幅広い分野で用いられる解析的手法^{28,29,49)}の一つである. たとえば, 変数 t の関数 $f(t)$ が得られたとき, そのフーリエ変換 $F(\omega)$ は,

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (7. 6)$$

で定義される. ここで, j は虚数単位を表し, ω は角速度, t は時間である.

10 Levenberg Marquardt 法^{49,50)}

モデル関数は, x がデータの横軸, a がパラメータの組とすると

$$y = f(x, a) \quad (7. 7)$$

である。このとき最小二乗誤差関数 $S(a)$ は

$$S(a) = \sum_{i=1}^N [y_i - f(x_i, a)]^2 \quad (7. 8)$$

Levenberg Marquardt 法も通常の最小二乗法と同様に上式を最小する方法である。

$$f(x_i, a + \delta_a) \approx f(x_i, a) + J_i \delta_a \quad (7. 9)$$

$$\text{ここで, } J \text{ は Jacobian 行列 } J_i = \frac{\partial f(x_i, a)}{\partial a} \text{ である.} \quad (7. 10)$$

であり, S が最小のときに a についての微分は 0 となるので

$$(J^T J) \delta a = J^T [y - f(a)] \quad (7. 11)$$

これが δa を求めるための基本式である。

Levenberg は以下のような”damped version”を導入した。

$$(J^T J + \lambda I) \delta_a = J^T (y - f(a)) \quad (7. 12)$$

λ は逐次近似の段階で適宜調整されるが, λ が大きい場合には $J^T J + \lambda I$ が使用されないという欠点があった。この欠点を補うため Marquardt はそれぞれ勾配成分を曲率によってスケールする方法を提案した。

すなわち,

$$(J^T J + \lambda \text{diag}(J^T J)) \delta_a = J^T (y - f(a)) \quad (7. 13)$$

のように I を置き換えた damping parameter の決定法については専門書に託す。