

Waggener-Iwasaki 反復摂動法に基づいて再構築した高エネルギーX線スペクトル

弘前大学大学院医学系研究科保健学専攻

清野 守央、岩崎 晃、木村 重伸、駒井 史雄、笹森 真実

I. 序 論

放射線治療計画(RTP, radiation treatment planning)において、正確な線量分布図の作成は重要である。RTP で用いる線量計算アルゴリズムは、補正ベース法からモデルベース法へと変遷しつつある^{1, 2)}。モデルベース法において高精度な線量計算を行うためには、媒体内における一次 X 線ビームの線質の変化を正確に評価する必要がある。線質の変化を評価するための最も妥当な方法は、軸外距離(OAD, off-axis distance)の関数として表した X 線スペクトル³⁾を直接用いて、線質の変化を評価する方法である。X 線スペクトルは、ブロック、楔、補償フィルタ、マルチリーフコリメータ(MLC, multi-leaf collimator)などによる X 線透過率の計算においても重要な要素である。なぜならば、これらは通常、高原子番号の材料を用いて作成されているため、大きなスペクトルの変化を伴うからである。

Waggener ら⁴⁾は、X 線スペクトルの再構築において、低原子番号の減弱体(アクリル、アルミニウムなど)を用いて測定及び計算した透過率曲線間での相違を最小にする反復摂動原理を提案した。岩崎ら³⁾は、この原理を改良して、高エネルギーX線スペクトルの再構築における実用的方法を開発した(Waggener-Iwasaki 反復摂動法)。この方法では、低原子番号の減弱体を用いて推定した X 線スペクトル(10 個程度のエネルギービン)は、鉛などの高原子番号の減弱体を用いて測定及び計算した透過率曲線間での比較によって、精度を確認するという手法を採用している。この手法の必要性は、低原子番号の減弱体で推定された X 線スペクトルは、計算及び測定された透過率曲線間で比較的小さな

相違を呈示する場合でも、高原子番号の減弱体を用いた場合には、必ずしもそのようにならないことが判明していることによる。従って、この実用的方法を用いることで、広範囲の実効原子番号の媒体に対して合理的に適応できる X 線スペクトルを再構築できると思われる。しかしながら、これに関する実証は行われていない。本研究では、関数化した X 線スペクトルを用いて、これの実証を行なう。また、本法により X 線スペクトルを再構築する際の各エネルギービンの幅及び代表エネルギーの設定法に関しても検討を行なう。

II. 方法

1. 理論的背景

文献 5) を参考に、再構築する X 線スペクトルに対して次のようなスペクトル表示を設定する。 E_{\min} 及び E_{\max} は、それぞれ最小及び最高光子エネルギーである。 $N=1, 2, 3, \dots, N_{\max}$ は、エネルギービンの番号を表す。 $\Psi(N)$ は、 N 番目エネルギービンに対する単位エネルギー当たりのエネルギーフルエンスを表す。 $\Delta E(N)$ は、 N 番目エネルギービンの幅を表す。 $E(N)$ は、 N 番目エネルギービンの代表エネルギーを表す。ただし、エネルギービン及び代表エネルギーの設定は、次の 4 通りについて行うこととする。

- (i) エネルギー設定法 I : スペクトルの前半及び後半でエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ を変えて、代表エネルギー $E(N)$ を $\Delta E(N)$ の中心にとる。ただし、 $E(1)=E_{\min}$ 及び $E(N_{\max})=E_{\max}$ とし、これらは、それぞれエネルギービンの左端及び右端にとる (図 1)。
- (ii) エネルギー設定法 II : スペクトルの前半及び後半でエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ を変えて、代表エネルギー $E(N)$ を全て $\Delta E(N)$ の中心にとる (図 2)。
- (iii) エネルギー設定法 III : スペクトルのエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ を全て一定にし、代表エネルギー $E(N)$ を $\Delta E(N)$ の中心にとる。ただし、 $E(1)=E_{\min}$ 及び $E(N_{\max})=E_{\max}$ とし、これらは、それぞれエネルギービンの左端及び右端に取る (図 3)。
- (iv) エネルギー設定法 IV : スペクトルのエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ を全て一定にし、

代表エネルギー $E(N)$ を全て $\Delta E(N)$ の中心にとる(図4)。

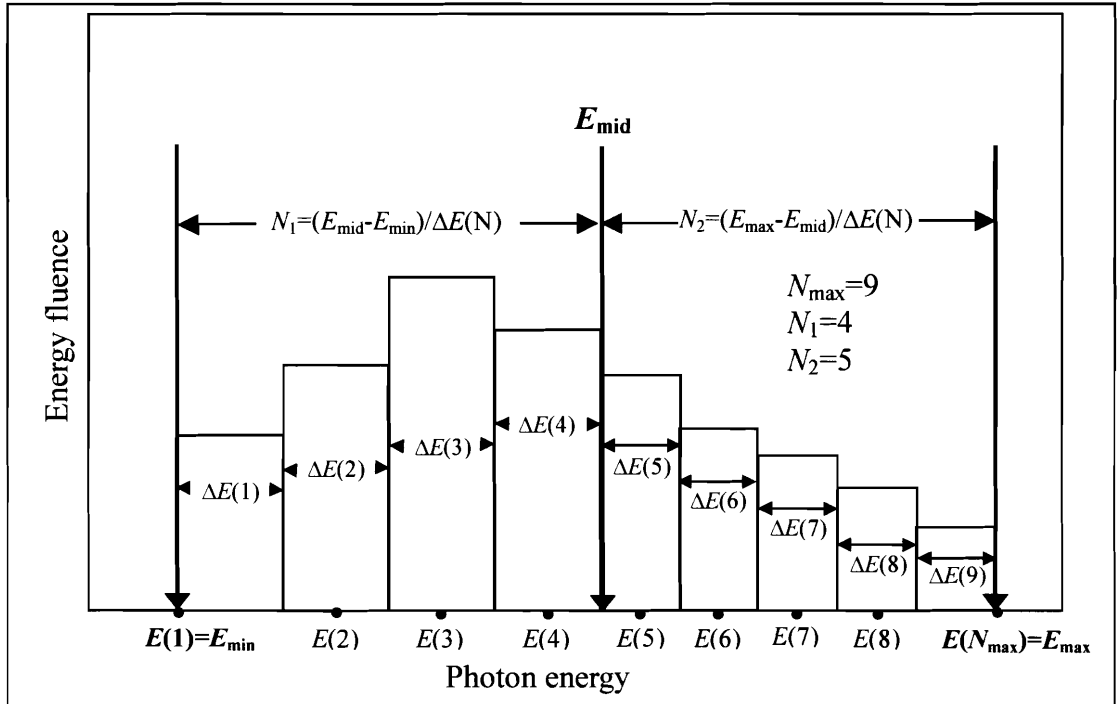


図1. エネルギー設定法Iにより再構築されたエネルギースペクトルの1例

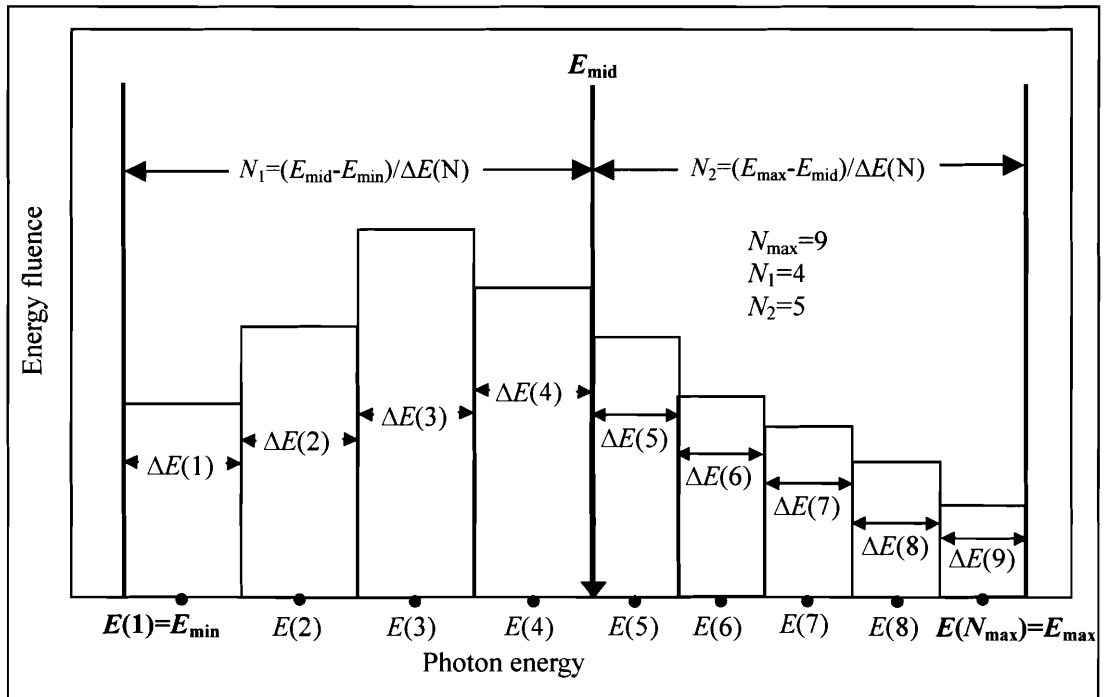


図2. エネルギー設定法IIにより再構築されたエネルギースペクトルの1例

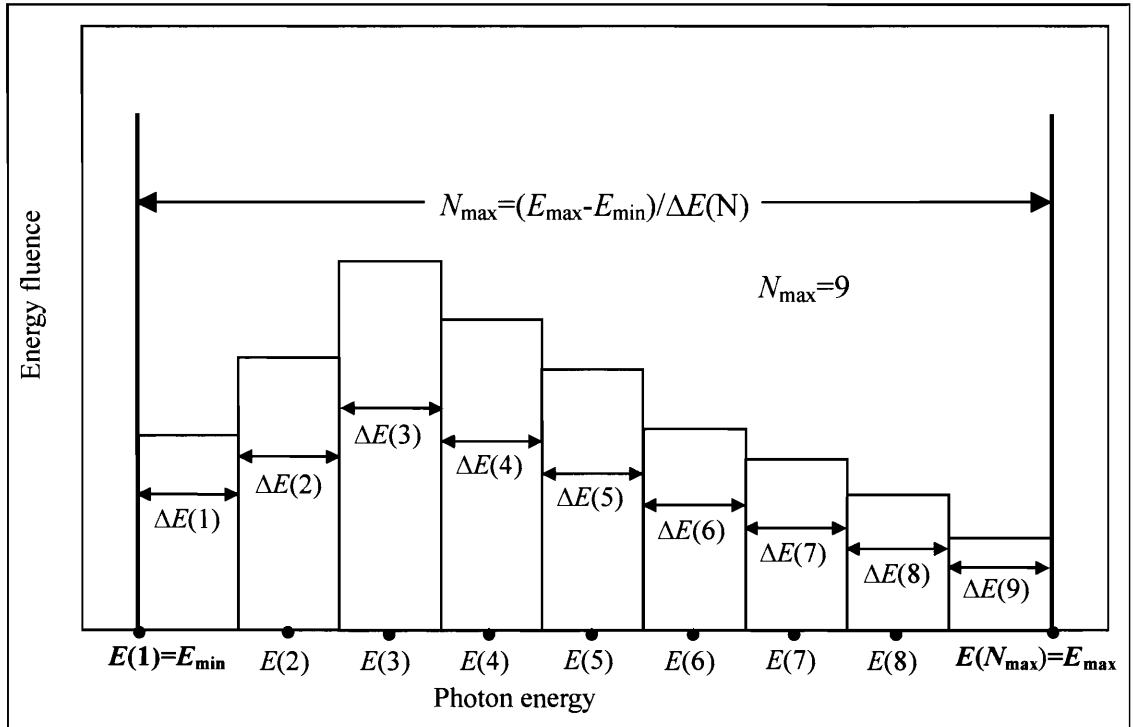


図3. エネルギー設定法Ⅲにより再構築されたエネルギースペクトルの1例

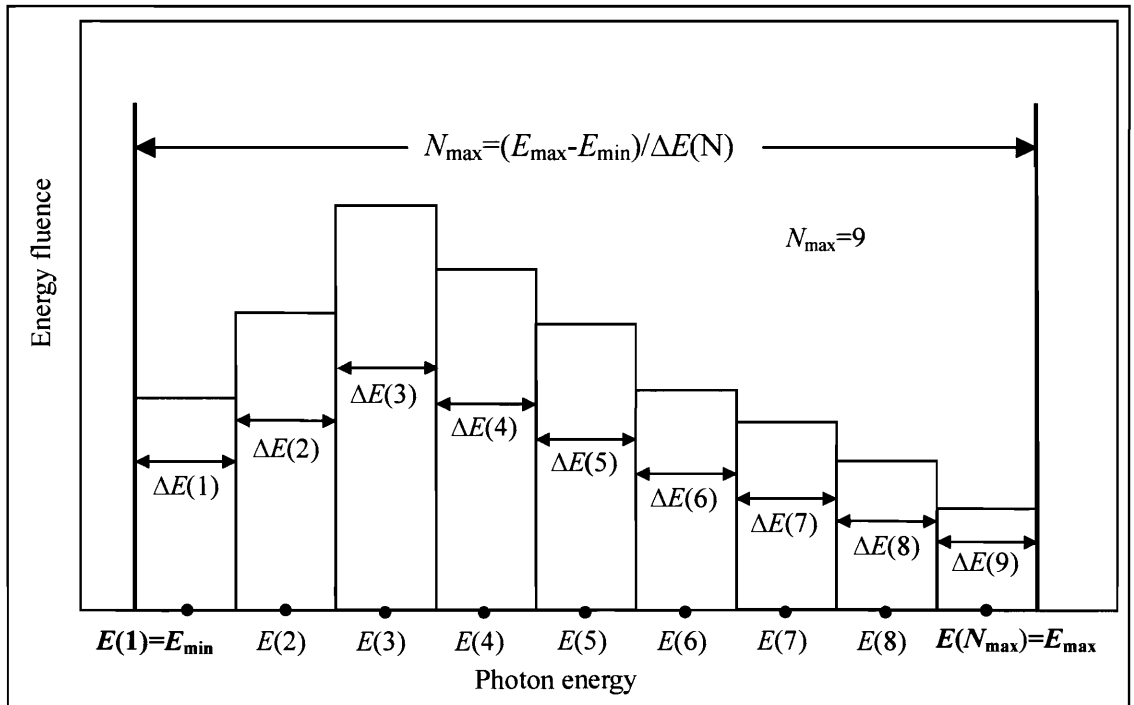


図4. エネルギー設定法Ⅳにより再構築されたエネルギースペクトルの1例

与えられた X 線に対応したアクリルなどの低原子番号で出来たビルドアップキャップ付きの円筒形電離箱(薄壁)を空中に配置して X 線ビームの透過率データを評価する場合、電離箱による相対測定では、ビルドアップキャップ材質で定義した衝突カーマ(キャップ衝突カーマ)を反映していると仮定する³⁾(この場合、円筒形電離箱の薄壁は、測定値に影響を与えないとしている)。Z(L) (L=1, 2, 3, ..., L_{max})を減弱体でのビーム通過厚とする。ただし、Z(1)=0 であり、これの透過率を「1」とする(つまり、以下の式(1a)において T_{calc}(1)=1 である)。減弱体でのビーム通過厚 Z(L)に対してのキャップ衝突カーマ透過率は、

$$T_{\text{calc}}(L) = \frac{\sum_{N=1}^{N_{\text{max}}} \Psi_{\text{cap}}(N) \Delta E(N) \exp[-\mu(N)Z(L)]}{\sum_{N=1}^{N_{\text{max}}} \Psi_{\text{cap}}(N) \Delta E(N)} \quad (1a)$$

で計算される。ここで、 Ψ_{cap} (キャップ衝突カーマスペクトル)は、

$$\Psi_{\text{cap}}(N) = (\mu_{\text{en}}(N)/\rho)_{\text{cap}} \Psi(N) \quad (1b)$$

で表される。ここで、 $(\mu_{\text{en}}(N)/\rho)_{\text{cap}}$ は E(N)に対するビルドアップキャップ材質の質量エネルギー吸収係数であり、 $\mu(N)$ は E(N)に対する減弱体の線減弱係数である。

(1) 計算サイクル

反復摂動原理では、測定及び計算された透過率データ T_{meas}(L)及び T_{calc}(L)間の差を最小にする計算サイクルを行なう。計算による透過率データ T_{calc}(L)は、任意の正值で構成されている初期 X 線スペクトルに基づいて作られている。両者の差は、

$$\% \text{dif} = \frac{100}{L_{\text{max}}} \sum_{L=1}^{L_{\text{max}}} \frac{|T_{\text{calc}}(L) - T_{\text{meas}}(L)|}{T_{\text{meas}}(L)} \quad (2)$$

でもって評価する。ただし、それぞれの E(N)において、 $\Psi_{\text{cap}}(N)$ に関する正、負及び零の摂動に対して、それぞれ%dif値を算出する。従って、順次遂行する反復段階(k=1, 2, 3, ...)における、

$$\Delta \Psi_{\text{cap}}(N) = \Psi_{\text{cap}}(N)/2^k \quad (3)$$

に対して、

(i) 最初に、

$$\%dif_1 = \frac{100}{L_{\max}} \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{|T_{calc,1}(L) - T_{meas}(L)|}{T_{meas}(L)} \quad (4)$$

とおく。ここで、 $T_{calc,1}(L)$ は、式(1a)において $\Psi_{cap}(N) = \Psi_{cap,1}(N)$ と設定して計算する。ただし、

$$\Psi_{cap,1}(N) = \Psi_{cap}(N) + \Delta \Psi_{cap}(N) \quad (5)$$

である(正の摂動)。

(ii) 同様に、

$$\%dif_2 = \frac{100}{L_{\max}} \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{|T_{calc,2}(L) - T_{meas}(L)|}{T_{meas}(L)} \quad (6)$$

とおく。ここで、 $T_{calc,2}(L)$ は、式(1a)において、 $\Psi_{cap}(N) = \Psi_{cap,2}(N)$ と設定して計算する。ただし、

$$\Psi_{cap,2}(N) = \Psi_{cap}(N) \quad (7)$$

である(零の摂動)。

(iii) さらに、

$$\%dif_3 = \frac{100}{L_{\max}} \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{|T_{calc,3}(L) - T_{meas}(L)|}{T_{meas}(L)} \quad (8)$$

とおく。ここで、 $T_{calc,3}(L)$ は、式(1a)において、 $\Psi_{cap}(N) = \Psi_{cap,3}(N)$ と設定して計算する。ただし、

$$\Psi_{cap,3}(N) = \Psi_{cap}(N) - \Delta \Psi_{cap}(N) \quad (9)$$

である(負の摂動)。

$\Psi_{cap}(N)$ に対する新値として、3つの摂動の中で最小の %dif 値を成すものを選ぶ。この操作を各反復段階 ($k=1, 2, 3, \dots$) において、 $N=1, 2, 3, \dots, N_{\max}$ のそれぞれに対して個別に遂行する。このようにして、一組の生 $\Psi_{cap}(N)$ スペクトルを得る。次に、

$$\Psi_{cap}(N) = \frac{W_1}{W_1 + W_2} (Y_2 - Y_1) + Y_1 \quad (10)$$

を用いて平滑化を行う。ここで、 $W_1 = [E(N) - E(N-1)]/2$ 、 $W_2 = [E(N+1) - E(N)]/2$ 、 $Y_1 = [\Psi_{cap}(N-1) + \Psi_{cap}(N)]/2$ 、 $Y_2 = [\Psi_{cap}(N) + \Psi_{cap}(N+1)]/2$ である。ただし、 $E(0) = E_{\min}$ 、 $E(N_{\max}+1) = E_{\max}$ 、 $\Psi_{cap}(0) = \Psi_{cap}(N_{\max}+1) = 0$ と設定する (前述より $E(1) = E_{\min}$ 、 $E(N_{\max}) = E_{\max}$ である)。

(2) 反復計算

与えられた X 線ビームに対して、2 種類の減弱材を用いて透過率測定を行う。一つは低原子番号の減弱体(アクリル, アルミニウムなど)であり, X 線スペクトルの再構築に用いる。他は高原子番号の減弱体(鉛など)であり, 再構築された X 線スペクトルの検証に用いる(高原子番号の減弱体は X 線スペクトルの再構築には不適當である⁵⁾)。計算機プログラムの反復計算は, 以下のように行う。ただし, 記述は, スペクトルの前半及び後半でエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ が変わるものとしてあるが, 一般には, 上記のエネルギー設定法 I - IV に対して共通に解釈可能である。つまり, エネルギービン幅 $\Delta E(N)$ が等間隔の場合は, 以下において, $E_{\text{mid}}=E_{\text{min}}$, $N_1=0$, $N_{\text{max}}=N_2$ とおく(図 1-4 参照)。

- (i) E_{max} (加速電圧に関連する)に対する値を設定する。
- (ii) E_{min} に対する値を設定する。
- (iii) E_{min} と E_{max} の間に E_{mid} を設定することで, この領域を 2 分割する。
- (iv) E_{min} と E_{mid} の間及び E_{mid} と E_{max} の間において, スペクトルのエネルギービン幅を $\Delta E_1=(E_{\text{mid}}-E_{\text{min}})/N_1$ 及び $\Delta E_2=(E_{\text{max}}-E_{\text{mid}})/N_2$ として設定する。ただし, N_1 及び N_2 は整数である。よって, $N_{\text{max}}=N_1+N_2$ となる。
- (v) 初期 X 線スペクトルを設定する。本論文では, 次式で設定する。

$$\Psi_{\text{cap}}(N)=\sin[\pi(E(N)-E_{\text{min}})/(E_{\text{max}}-E_{\text{min}})] \quad (11)$$

ただし, $\Psi_{\text{cap}}(0)=\Psi_{\text{cap}}(N_{\text{max}}+1)=0$ ($E(1)=E_{\text{min}}$, $E(N_{\text{max}})=E_{\text{max}}$)である。

- (vi) 上述した計算サイクルを開始させる。
- (vii) 順次遂行する反復段階 ($k=1, 2, 3, \dots$) において, 最小の %dif 値を成す $\Psi_{\text{cap}}(N)$ スペクトル(第一段階での Ψ_{cap} スペクトル)を得る(最小の %dif 値は, k がある値以上の場合に現れる)。これを新たな初期 X 線スペクトルと採用して段階(vi)へ移行する。他方, 計算サイクルを繰り返しながら, 第一段階での複数 Ψ_{cap} スペクトルから最小の %dif 値を示す $\Psi_{\text{cap}}(N)$ スペクトル(第二段階での Ψ_{cap} スペクトル)を選び(ある最小の %dif 値が生じた後では, さらに最小の %dif 値は現れない), 段階(viii)へ移行する。
- (viii) エネルギーフルエンス $\Psi(N)$ は,

$$\Psi(N) = \Psi_{\text{cap}}(N) / (\mu_{\text{en}}(N) / \rho)_{\text{cap}} \quad (12)$$

と計算できる。ただし、 $\Psi(N)$ は、

$$\sum_{N=1}^{N_{\text{max}}} \Psi(N) \Delta E(N) = 1 \quad (13)$$

と規格化する。

- (ix) 式(12)での $\Psi_{\text{cap}}(N)$ スペクトルを用いて高原子番号の減弱体に対する透過率曲線を計算し、これを測定した透過率曲線と比較する。

図5には、上記の反復計算に基づいて妥当な $E_{\text{min}}, E_{\text{mid}}, N_1, N_2$ (又は $E_{\text{min}}, \Delta E_1, \Delta E_2, N_1, N_2$) 値を得るためのフローチャートを示す。このフローチャートには、第2段階での複数 Ψ_{cap} スペクトルの中から最小の %dif 値を示す Ψ_{cap} スペクトルを選ぶ手順も記している。ただし、%dif 値は、高原子番号の減弱体によって測定及び計算された透過率曲線を比較することで評価している。

X線スペクトルを光子フルエンス(Φ)で表す場合は、

$$\Phi(N) = \Psi(N) \Delta E(N) / E(N) \quad (14)$$

なる関係を使用する。ただし、光子フルエンスは、

$$\sum_{N=1}^{N_{\text{max}}} \Phi(E(N)) = 1 \quad (15)$$

と正規化する。

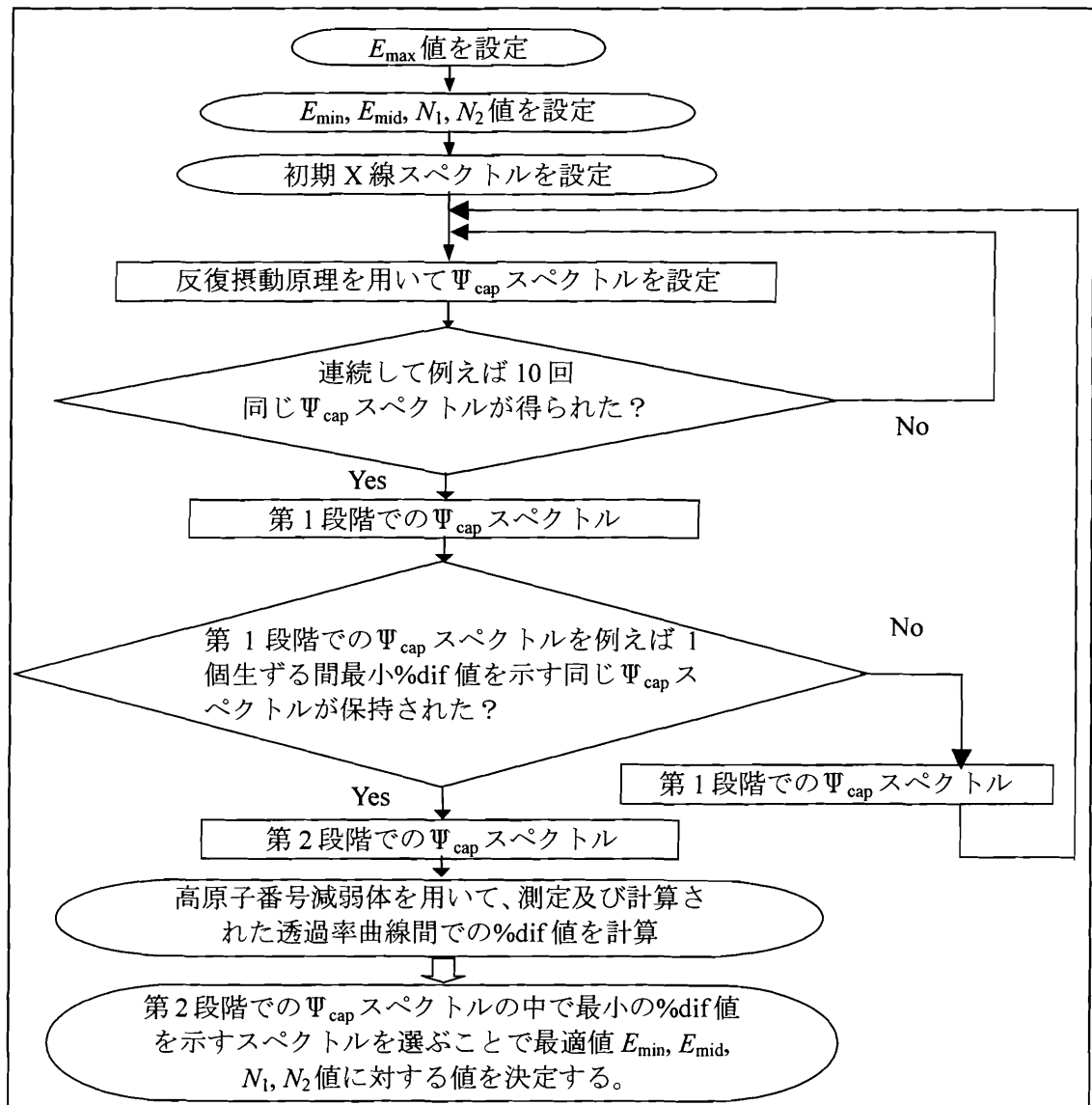


図 5. 反復計算に基づいたフローチャート

2. 実測に基づく透過率データの取得法

直線加速器(Varian CLINAC-2100C)からの 4 及び 10 MV X 線ビームについて、アクリルと鉛の透過率データを取得した。図 6 にその詳細を示す。線源から電離箱の距離は、中心軸において約 170 cm とし、減弱体と電離箱の距離を十分とった。それぞれの透過率データは、それぞれの X 線に対応したアクリル製のビルドアップキャップを装着した指頭型電離箱(0.6 cm³)を空中に置いて取得した。透過率データを取得するため各減弱体厚は、アクリルについては 0 から 30 cm 厚まで 2 cm 毎に、鉛については 0 から 3 cm 厚まで 0.2 cm 毎とした。測定した軸外距離は、アイソセンタ面(線源から 100 cm の距離)

で 0 cm (中心軸), 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5, 15.5, 17.5, 19.5 cm とした。照射野の大きさは, アイソセンタ面において, 各軸外距離で $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$ とした。ただし, 軸外距離 19.5 cm では $1.0 \times 1.0 \text{ cm}^2$ とした。このとき, 軸外距離 15.5 cm までは, ジョウコリメータのみを使用して形成し, 17.5 cm 以上では, ジョウコリメータと MLC を使用して形成した。

最大光子エネルギーとして用いる加速電圧(E_{max} に対応する値)の測定は, アイソセンタ位置(線源軸外距離 100 cm)での照射野 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ に対する水の深さ 10 及び 20 cm における組織最大線量比 (TMR, tissue-maximum ratio) を用いて決定した⁷⁾。その結果, 4 MV X 線に対しては, $E_{\text{max}}=3.928 \text{ MeV}$ 、10 MV X 線に対しては, $E_{\text{max}}=10.329 \text{ MeV}$ となった。

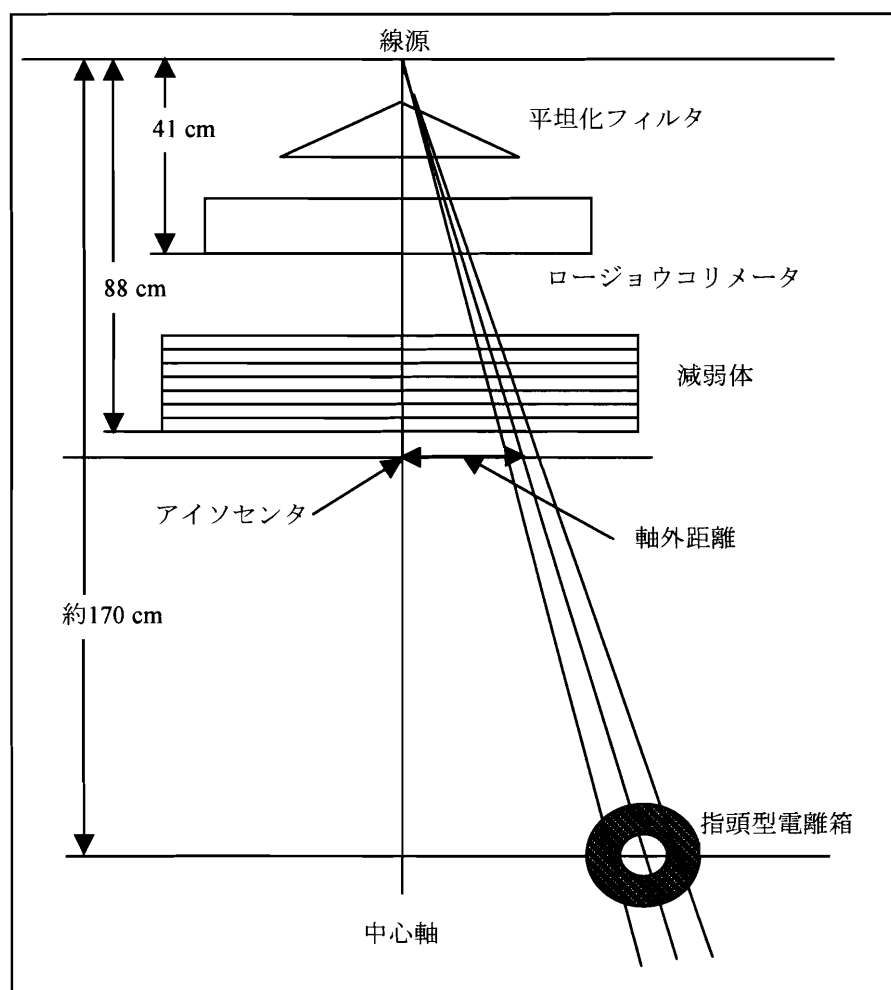


図 6. 透過率データ取得時の電離箱と減弱体の幾何学的配置

3. 関数式に基づく X 線スペクトルによる透過率データの取得法

ここでは、再構築する X 線スペクトルのエネルギービン幅 $\Delta E(N)$ 及び代表エネルギー $E(N)$ の設定は、エネルギー設定法 I のみとした。

4, 10 及び 15 MV X 線に対して、典型的な関数スペクトル Ψ_f を作成した。そのスペクトル関数は、光子エネルギー $E'(N')$ の関数として、最小光子エネルギー E'_{\min} 、最大光子エネルギー E'_{\max} 及び一定値のエネルギービン幅($\Delta E'=0.1$ MeV)で組み立てた。ただし、

$$\sum_{N'=1}^{N'_{\max}} \Psi_f(E'(N')) \Delta E' = 1, \quad (16)$$

と正規化した。その N' 番目のエネルギービン($N'=1 \sim N'_{\max}$)の代表エネルギー $E'(N')$ をそのエネルギービンの中心に設定した。ただし、 $E'(1)=E'_{\min}$ 、 $E'(N'_{\max})=E'_{\max}$ 、 $\Psi_f(E'_{\min} - \Delta E'/2) = \Psi_f(E'_{\max} + \Delta E'/2) = 0$ とした。後述する図 16-18 には、4, 10 及び 15 MV の X 線ビームについて、 E'_{\min} 、 E'_{\max} 、 $\Delta E'$ の値が掲載されている。

関数式 $\Psi_f(E'(N'))$ から、厚さ Z での減弱体に関する透過率データは、次式で与えられる。

$$A_f(Z) = \frac{\sum_{N'=1}^{N'_{\max}} \exp[-\mu(E'(N')) \cdot Z] \cdot [\mu_{\text{en}}(E'(N')) / \rho]_{\text{cap}} \cdot \Psi_f(E'(N')) \cdot \Delta E'}{\sum_{N'=1}^{N'_{\max}} [\mu_{\text{en}}(E'(N')) / \rho]_{\text{cap}} \cdot \Psi_f(E'(N')) \cdot \Delta E'}, \quad (17)$$

ここで、 μ は減弱体の線減弱係数、 $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{cap}}$ はビルドアップキャップ材質の質量エネルギー吸収係数である。式(15)より得られる低及び高原子番号の減弱体に関して計算される各々の透過率データ A_f に基づいて、エネルギー設定法 I に従って、X 線スペクトル Ψ_0 を再構築した。ただし、

$$\sum_{N=1}^{N_{\max}} \Psi_0(E(N)) \Delta E(N) = 1, \quad (18)$$

と正規化した。

再構築された X 線スペクトル Ψ_0 を用いて、厚さ Z での減弱体の透過率データは、次式で計算される。

$$A_0(Z) = \frac{\sum_{N=1}^{N_{\max}} \exp[-\mu(E(N)) \cdot Z] \cdot [\mu_{\text{en}}(E(N)) / \rho]_{\text{cap}} \cdot \Psi_0(E(N)) \cdot \Delta E(N)}{\sum_{N=1}^{N_{\max}} [\mu_{\text{en}}(E(N)) / \rho]_{\text{cap}} \cdot \Psi_0(E(N)) \cdot \Delta E(N)}, \quad (19)$$

E'_{\min} , E'_{\max} 及び $\Delta E'$ の組み合わせを設定し, 4, 10 及び 15 MV X 線ビームに対して, 典型的な関数式スペクトル Ψ_f を作成した。各々の X 線ビームについて, アクリル製ビルドアップキャップの使用を仮定した。すなわち, 透過率データは, アクリル衝突カーマとして評価した。再構築 X 線スペクトル Ψ_0 に使用される透過率データを作るのに用いられた低及び高原子番号の減弱体として, アクリル及び鉛を採用した。透過率データの組は, アクリルについては厚さ $Z=0, 2, 4, \dots, 30$ cm に関して, 鉛については $Z=0, 0.2, 0.4, \dots, 3$ cm に関して, 式(17)より計算した。ここで, それぞれの媒体に関する μ と $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{cap}}$ の値は, Hubbell⁶⁾により公開されたデータ表より得た。アクリルと鉛の透過率データは, Waggener-Iwasaki 反復摂動法による X 線スペクトル再構築ソフトウェアに入力し, X 線スペクトル Ψ_0 を再構築した。

次に, 各 X 線ビームに対する X 線スペクトル Ψ_f と Ψ_0 とを用いて, 炭素, 水, アクリル, アルミニウム, 鉄, 金, 鉛及びウラン媒体に関する A_f (式(17))及び A_0 (式(19))の透過率データを計算した。各々の原子番号物質に関して, これら 2 組の透過率データを比較することで Waggener-Iwasaki 反復摂動法の計算精度を吟味した。

III. 結 果

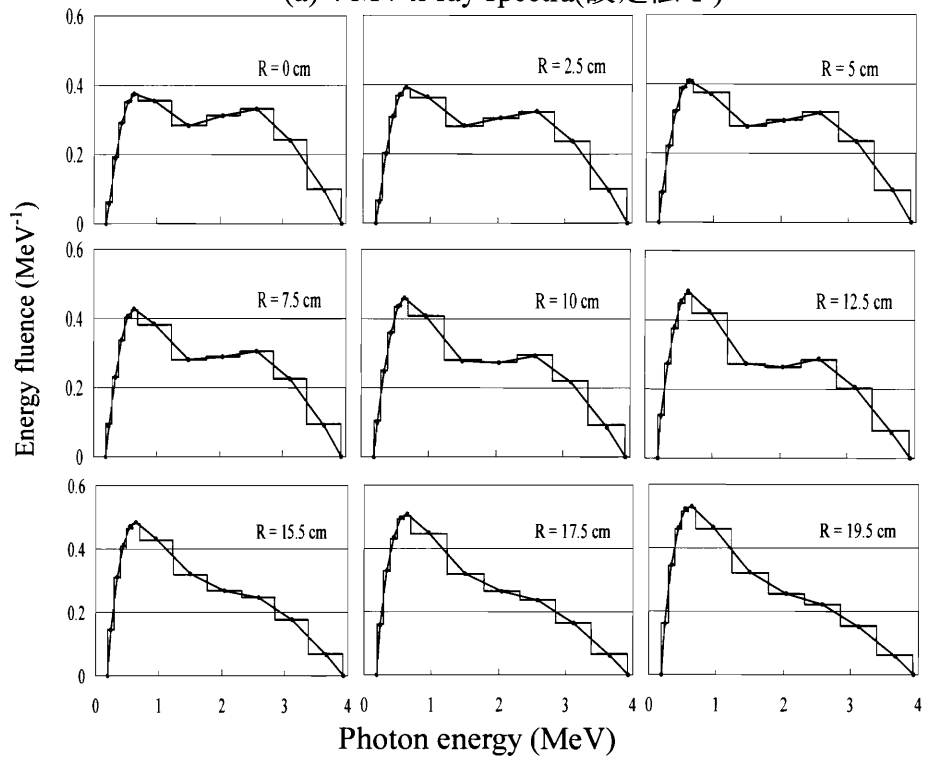
1. 実測に基づく透過率データを用いた X 線スペクトル再構築

(1) 4 及び 10 MV X 線スペクトル(エネルギーフルエンス)

エネルギーフルエンスで表した(a) 4 及び(b) 10 MV X 線のスペクトルをエネルギー設定法 I - IV の順に, それぞれ図 7-10 に示す。スペクトルは軸外距離(R)の関数で表されている。

アクリル及び鉛での透過率データに関して, 測定及び計算を比較したところ, エネルギー設定法 I 及び II は, ほぼ同程度の計算精度であった。エネルギー設定法 III 及び IV は, I 及び II に比して, 計算精度が低かった。

(a) 4 MV x-ray spectra(設定法 I)



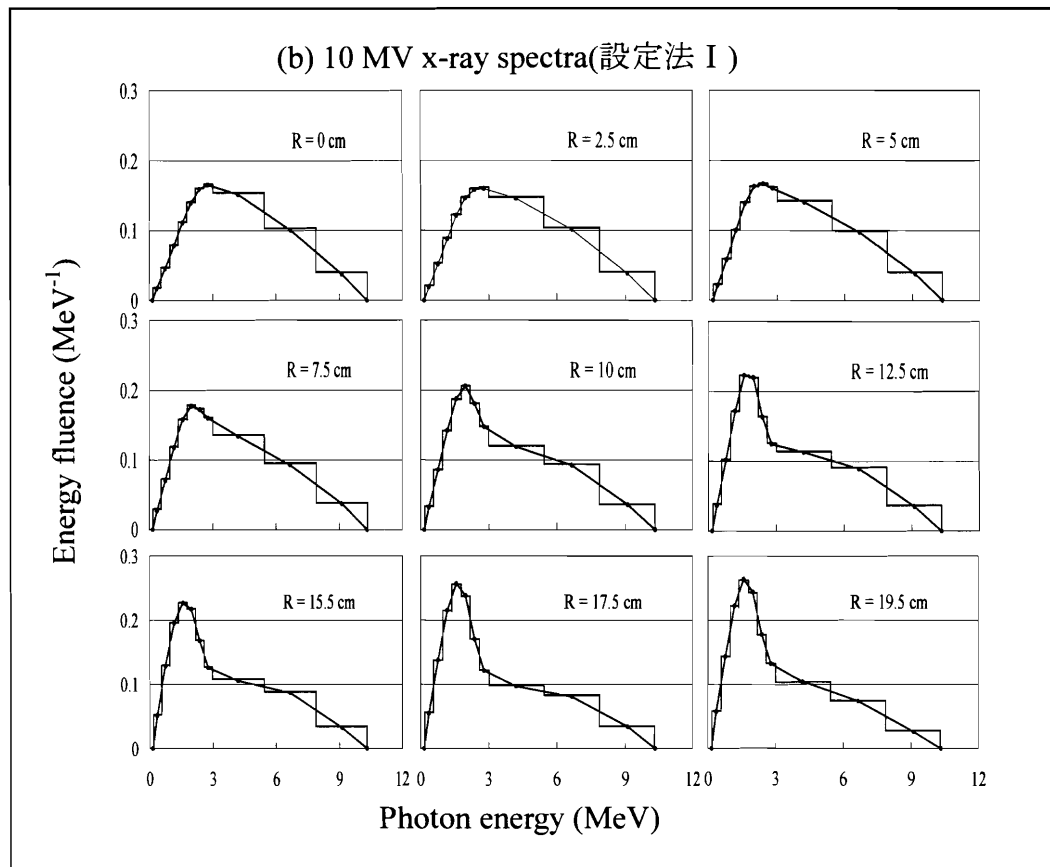
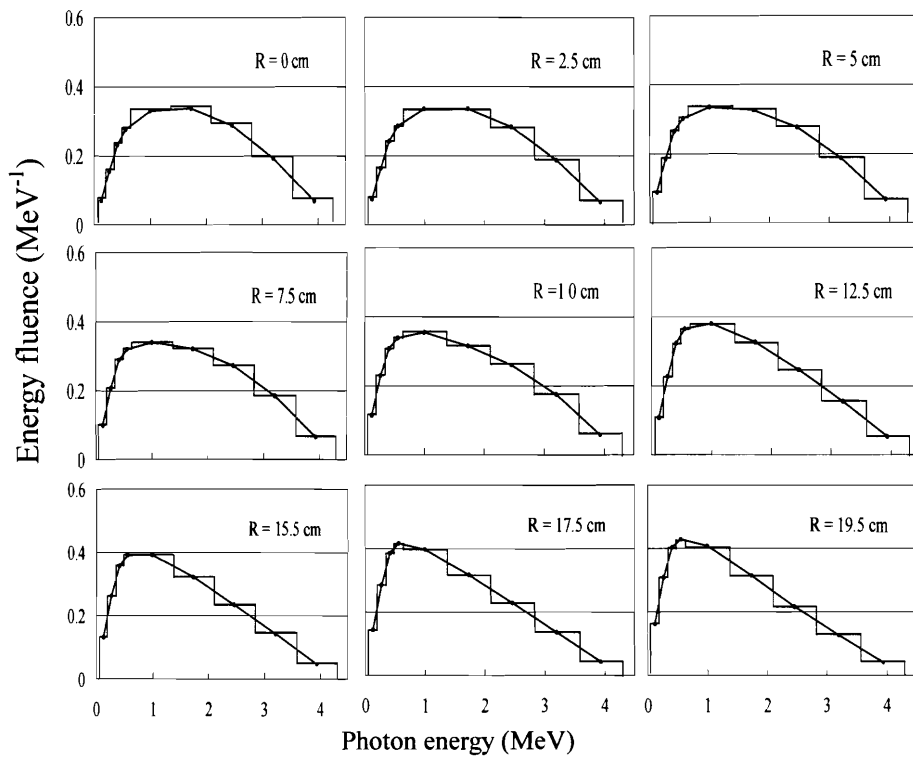


図 7. エネルギー設定法 I による(a) 4 MV X 線エネルギーフルエンススペクトル($E_{\max}=3.928$ MeV, $E_{\min}=0.188$ MeV, $E_{\text{mid}}=0.690$ MeV, $N_1=5$, $N_2=6$)及び(b) 10 MV X 線スペクトル ($E_{\max}=10.329$ MeV, $E_{\min}=0.150$ MeV, $E_{\text{mid}}=2.969$ MeV, $N_1=4$, $N_2=5$)を, それぞれ軸外距離(R)の関数で表示した結果

(a) 4 MV x-ray spectra(設定法 II)



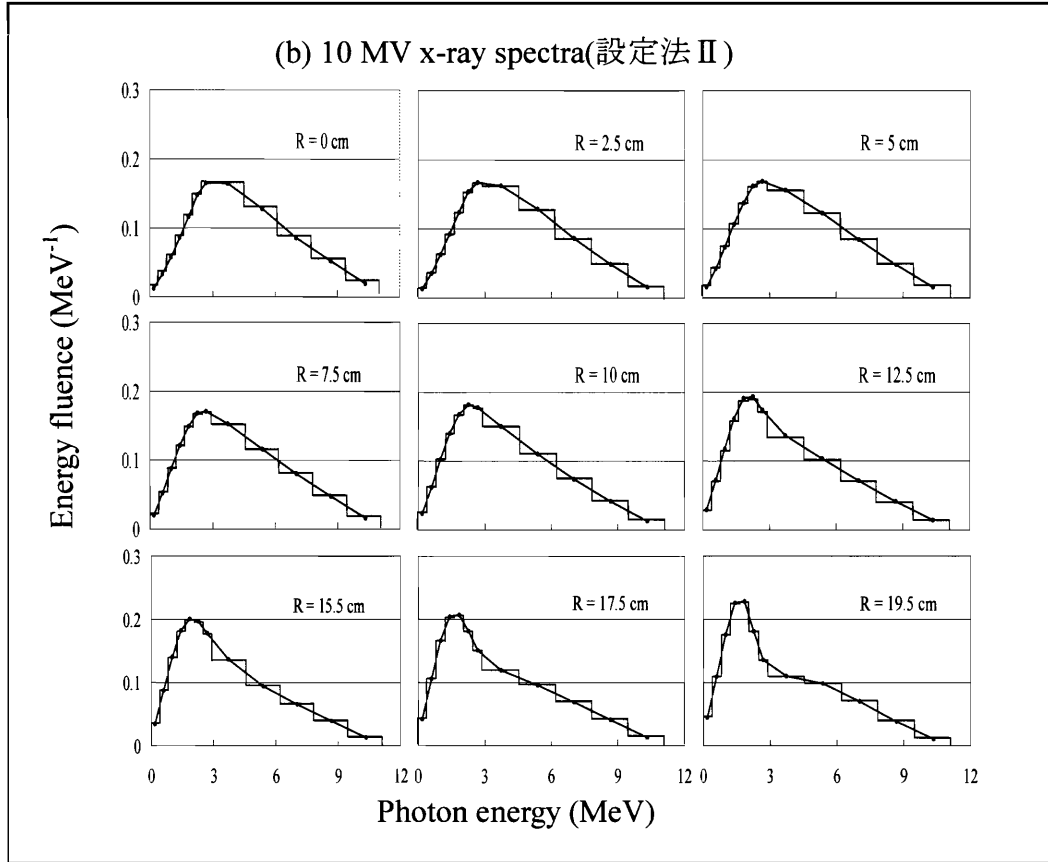
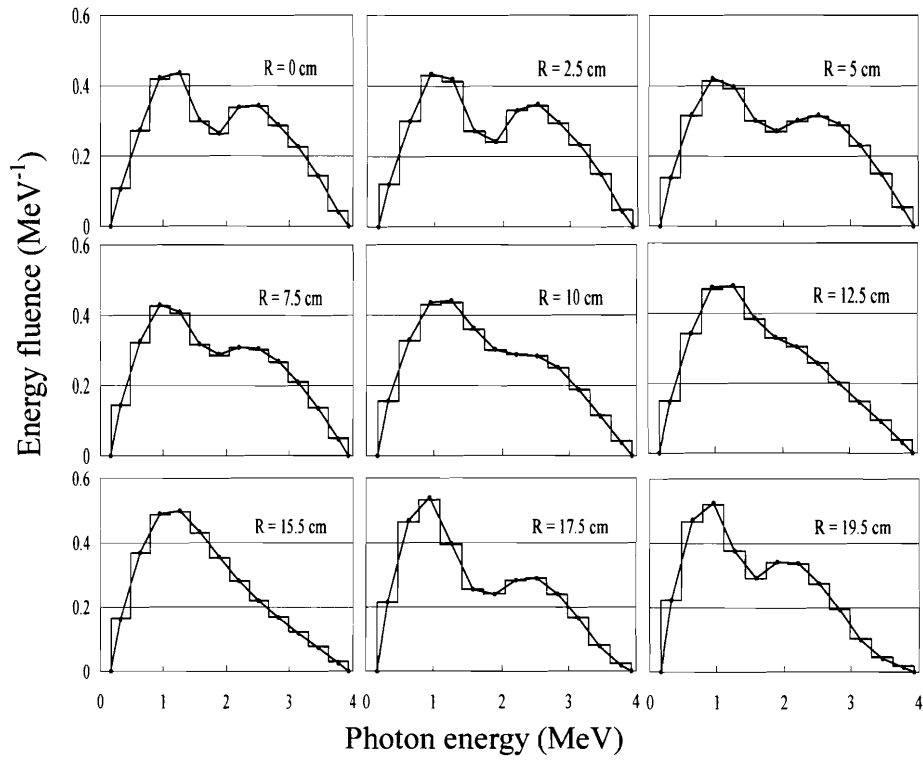


図 8. エネルギー設定法 II による(a) 4 MV X 線エネルギーフルエンススペクトル($E_{\max}=3.928$ MeV, $E_{\min}=0.121$ MeV, $E_{\text{mid}}=0.619$ MeV, $N_1=4$, $N_2=5$)及び(b) 10 MV X 線スペクトル ($E_{\max}=10.329$ MeV, $E_{\text{mid}}=2.884$ MeV, $E_{\min}=0.179$ MeV, $N_1=4$, $N_2=5$)を, それぞれ軸外距離(R)の関数で表示した結果

(a) 4 MV x-ray spectra(設定法Ⅲ)



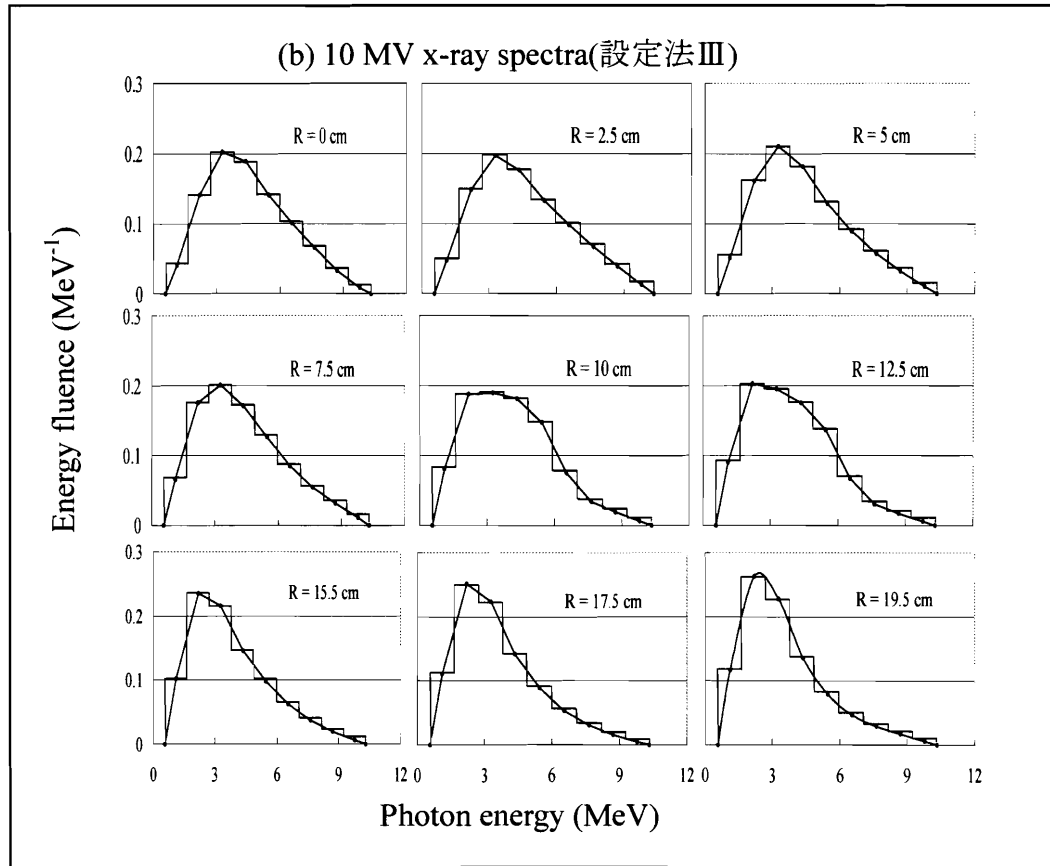
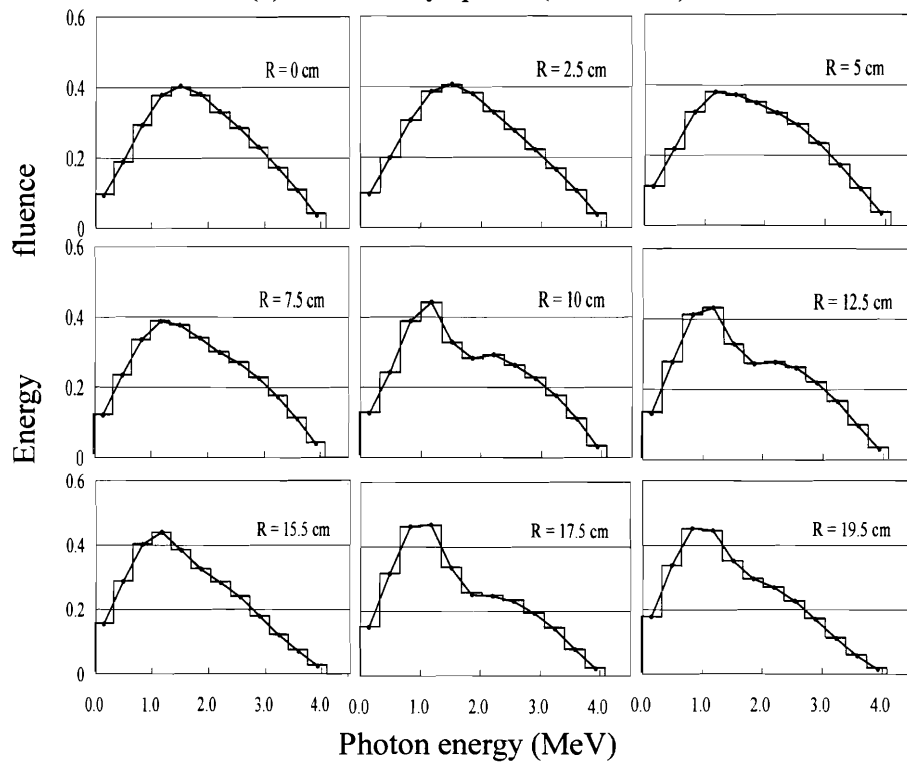


図9. エネルギー設定法Ⅲによる(a) 4 MV X線エネルギーフルエンススペクトル($E_{\max}=3.928$ MeV, $E_{\min}=0.164$ MeV, $N_{\max}=9$)及び(b) 10 MV X線スペクトル($E_{\max}=10.329$ MeV, $E_{\min}=0.562$ MeV, $N_{\max}=9$), それぞれ軸外距離(R)の関数で表示した結果

(a) 4 MV x-ray spectra(設定法IV)



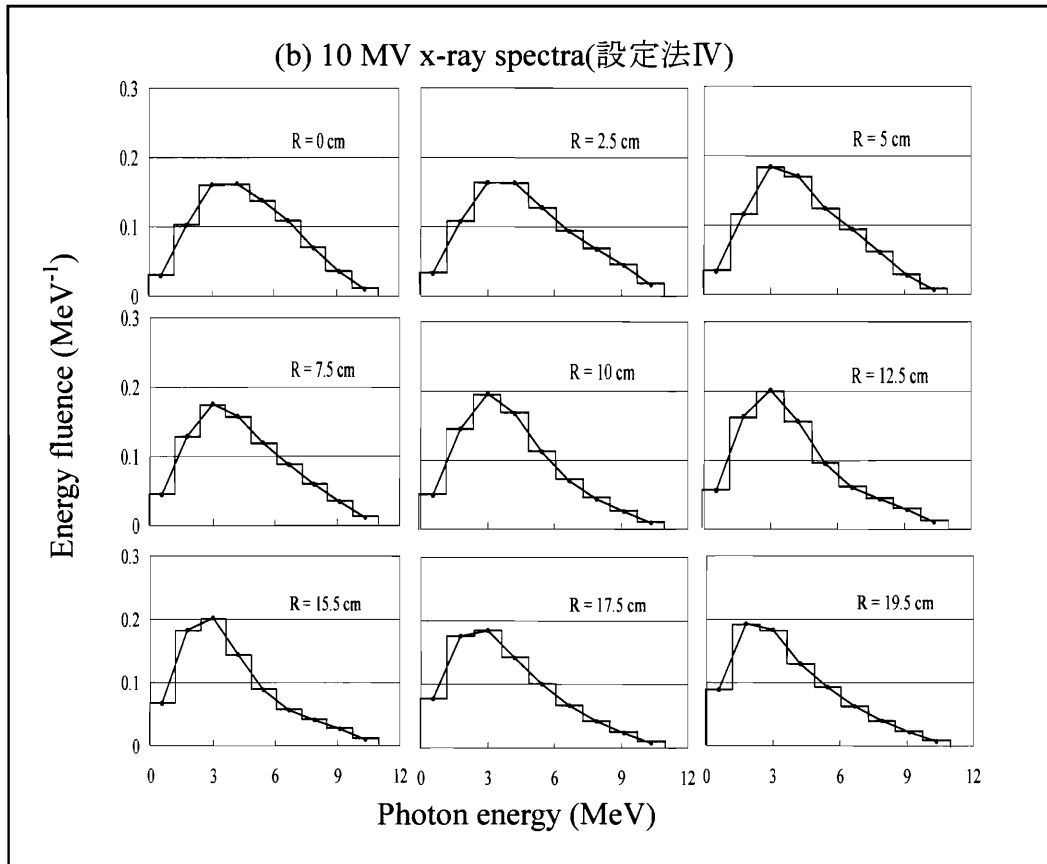
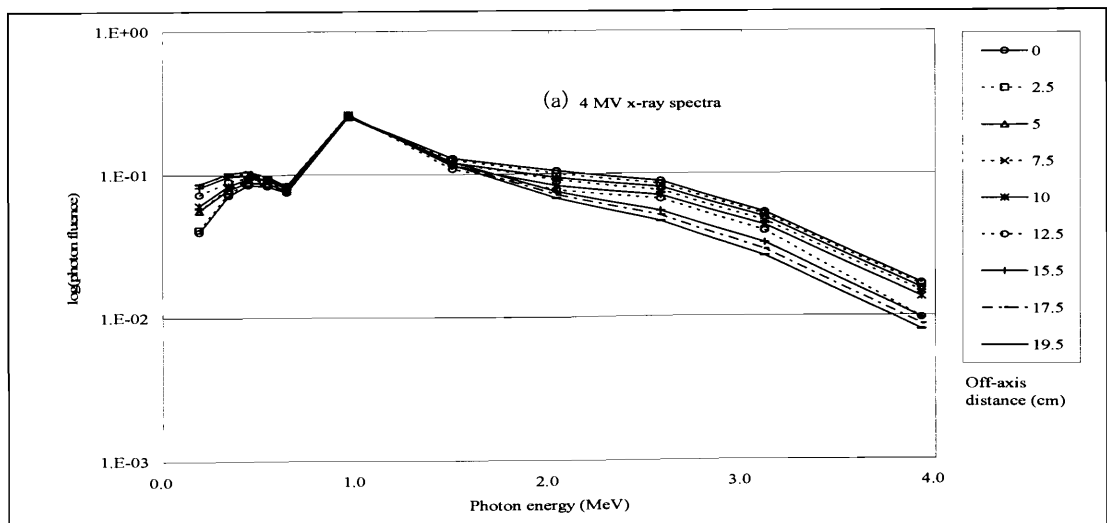


図 10. エネルギー設定法IVによる(a) 4 MV X 線エネルギーフルエンススペクトル ($E_{\max}=3.928$ MeV, $E_{\min}=0.140$ MeV, $N_{\max}=9$)及び(b) 10 MV X 線スペクトル($E_{\max}=10.329$ MeV, $E_{\min}=0.538$ MeV, $N_{\max}=9$)を, それぞれ軸外距離(R)の関数で表示した結果

図 11 は, 光子フルエンス(Φ)による(a) 4 及び(b) 10 MV X 線スペクトルをそれぞれ軸外距離(R)の関数でもって表す。ただし, エネルギー設定法 I を用いた。縦軸を光子フルエンスの対数に取ること, X 線スペクトルの軸外距離(R)との関係がより明白になる。



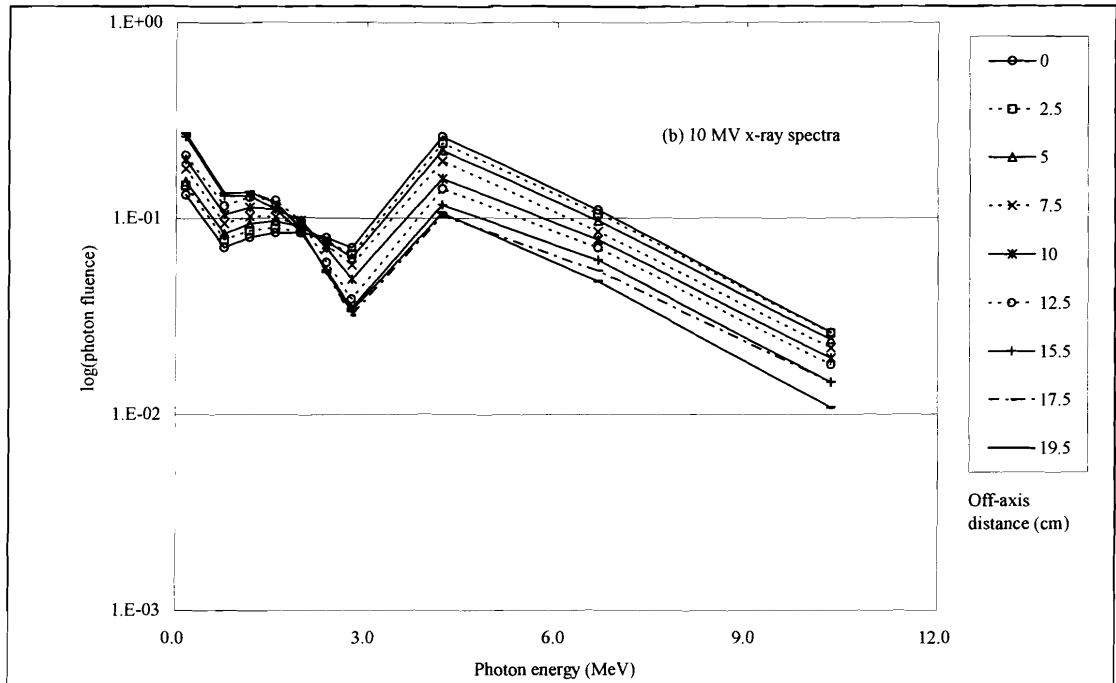


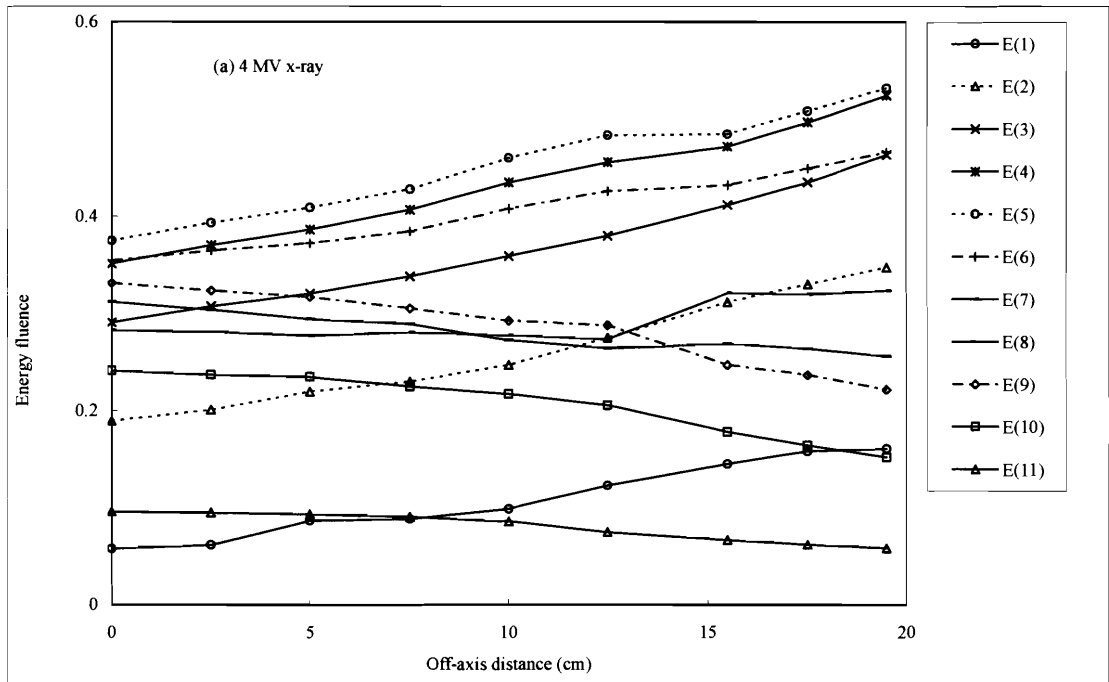
図 11. 軸外距離(R)の関数として表した(a) 4 及び(b) 10 MV X 線の光子フルエンススペクトル

図 12 は、(a) 4 及び(b) 10 MV X 線ビームに関して、縦軸にエネルギーフルエンス Ψ をとった場合を表す。図 13 は同様に、縦軸に $\log \Psi$ をとった場合を表す。図 14 は、同様に、縦軸に光子フルエンス Φ をとった場合を表す。図 15 は、同様に、縦軸に $\log \Phi$ をとった場合を表す。ただし、いずれの場合もエネルギー設定法 I を採用した。表 1 には、これらの X 線ビームにおいて、縦軸に Ψ 値、 $\log \Psi$ 値、 Φ 値又は $\log \Phi$ 値を取り、横軸に 0-10 cm 間に入る軸外距離(R)を取った場合の平均相関係数(Γ)の値を表す。ただし、各ビームにおける平均相関係数(Γ)の算出には、次式を用いた。

$$\Gamma = \frac{\sum_{J=1}^{J_0} \sum_{N=1}^{N_{\max}} \gamma(N, J)^2}{J_0 \times N_{\max}} \quad (20)$$

ここで、各 X 線スペクトルセットにおいて、 J は軸外距離 $R=0-10$ cm 間に入る X 線スペクトル番号 ($J=1-J_0$)、 N は当該 X 線スペクトルセットにおけるエネルギービン番号 ($N=1-N_{\max}$)、 $\gamma(N, J)$ は X 線スペクトル (J) におけるエネルギービン (N) での相関係数 ($-1 \leq \gamma(N, J) \leq 1$) とする。表 1 より、光子フルエンス Φ 又は $\log(\text{光子フルエ}$

ンス Φ)を取った場合に、軸外距離(r)との相関がより高いことが理解される(この場合、光子フルエンス Φ による Γ 値と $\log(\text{光子フルエンス}\Phi)$ による Γ 値とは実質的に同じになっている)。しかしながら、ここでは詳細に述べないが、ある別な4種類の加速器を含めると、5加速器中3加速器では、加速電圧の違いで、より高い平均相関係数(Γ)がエネルギーフルエンス Ψ 又は $\log(\text{エネルギーフルエンス}\Psi)$ に現れる場合、あるいは光子フルエンス Φ 又は $\log(\text{光子フルエンス}\Phi)$ に現れる場合があることも知られた(この場合も、光子フルエンス Φ による Γ 値と $\log(\text{光子フルエンス}\Phi)$ による Γ 値とは実質的に同じになっており、又エネルギーフルエンス Ψ による Γ 値と $\log(\text{エネルギーフルエンス}\Psi)$ による Γ 値も実質的に同じになっている)。



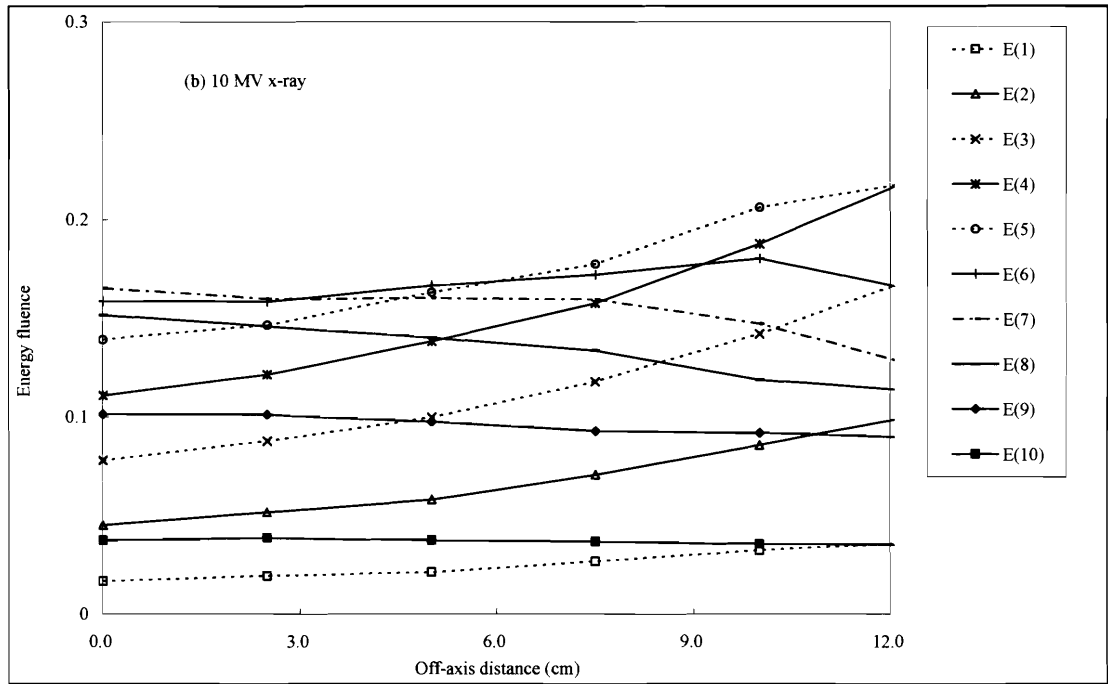
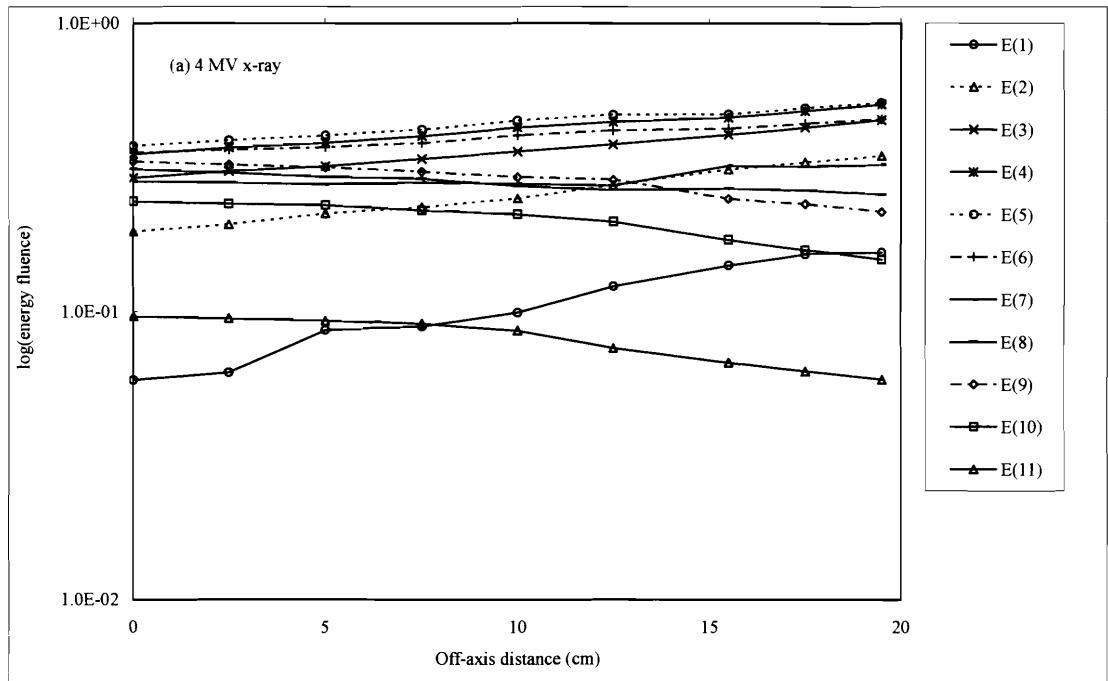


図 12. (a) 4 及び(b) 10 MV X 線のエネルギーフルエンスの軸外距離に関する直線性



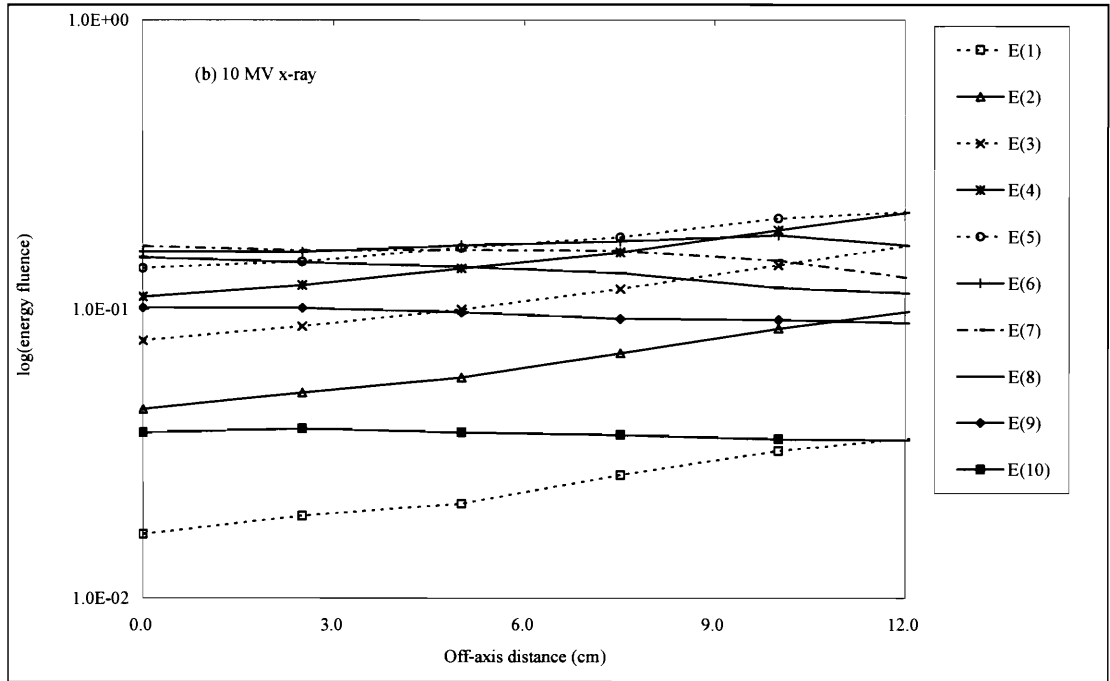
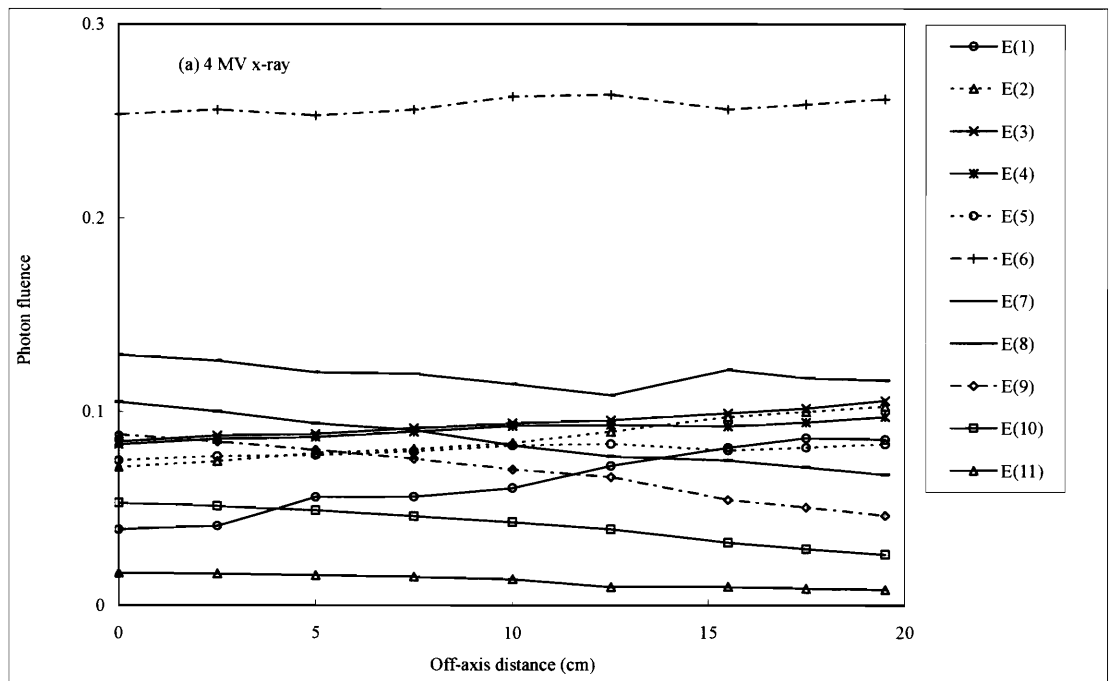


図 13. (a) 4 及び(b) 10 MV X 線の log(エネルギーフルエンス)の軸外距離に関する直線性



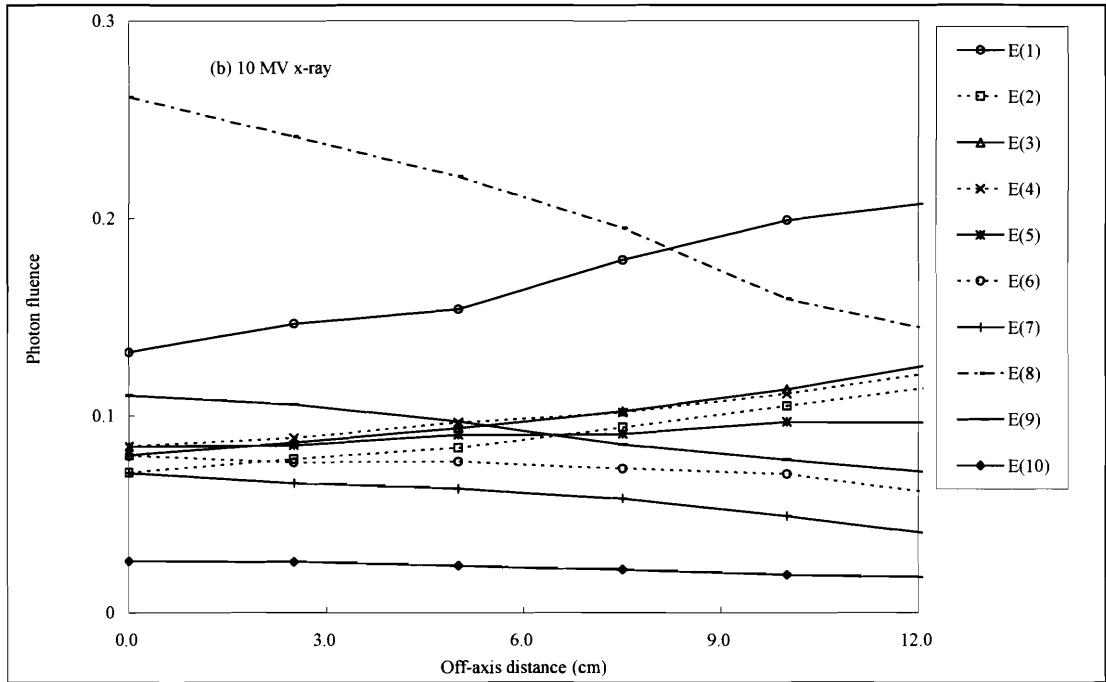
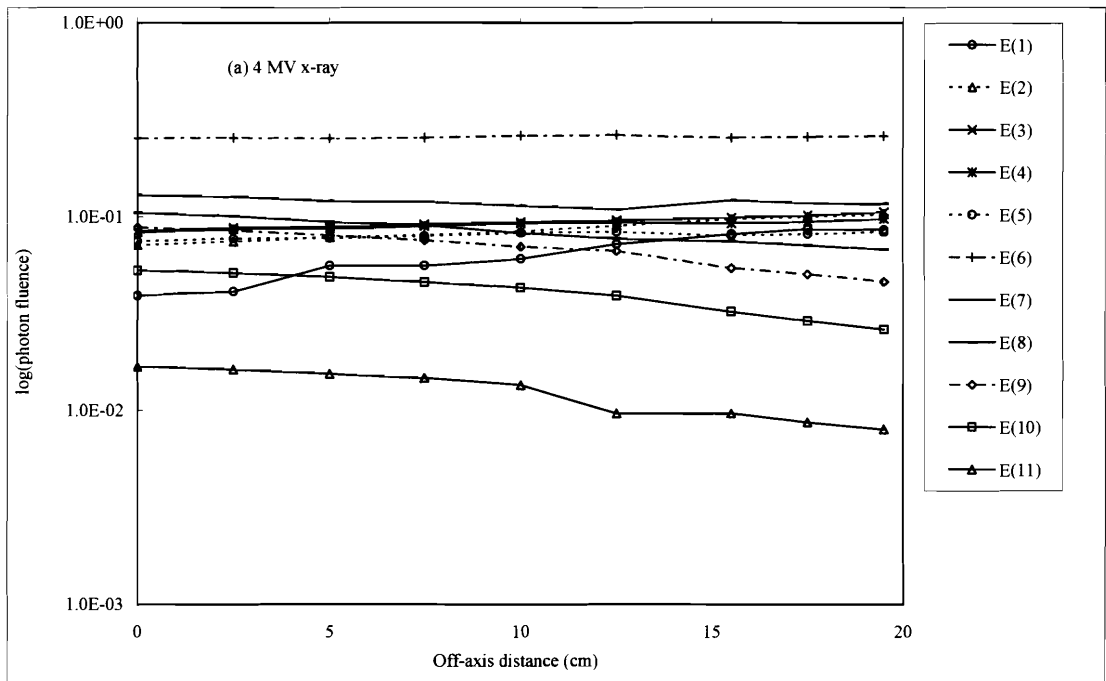


図 14. (a) 4 及び(b) 10 MV X 線の光子フルエンスの軸外距離に関する直線性



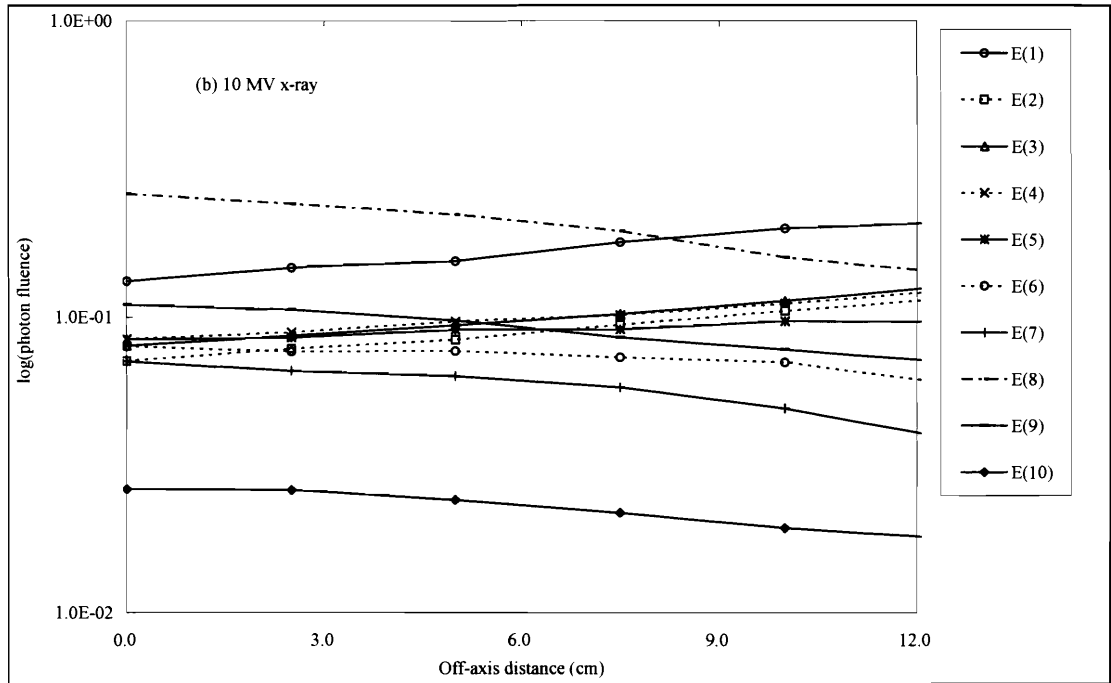


図 15. (a) 4 及び(b) 10 MV X 線の log(光子フルエンス) の軸外距離に関する直線性

表 1. (a) 4 及び(b) 10 MV X 線ビームに関して、縦軸に Ψ 値, $\log \Psi$ 値, Φ 値又は $\log \Phi$ 値を取り、横軸に 0-10 cm 間に入る軸外距離(R)を取った場合の平均相関係数(Γ)の値

	(a) 4 MV x-rays	(b) 10 MV x-rays
Energy fluence Ψ	0.897710	0.766493
$\log(\text{energy fluence } \Psi)$	0.908147	0.760467
Photon fluence Φ	0.965370	0.824360
$\log(\text{photon fluence } \Phi)$	0.962714	0.818032

1. 関数式に基づく X 線スペクトルによる結果

図 16-18 には、4, 10 及び 15 MV の X 線ビームにおける関数式に基づく X 線スペクトルを示す。これらの X 線スペクトルから得られアクリル及び鉛の透過率データを用いて再構築した X 線スペクトルも示す。図には、再構築された X 線スペクトルに関する E_{\min} , E_{mid} , E_{\max} , ΔE_1 , ΔE_2 , N_1 , N_2 の値(エネルギー設定法 I)も記されている。

これら結果から、次のことが分かる。

- ① 4 MV X 線に対して、再構築された X 線スペクトル Ψ_0 は、対応する X 線スペクトル Ψ_f によく一致する。

- ② 10 及び 15 MV X 線スペクトルに対しては、再構築された X 線スペクトル Ψ_0 は、対応する X 線スペクトル Ψ_f と必ずしもよく一致しない。

次に、関数化した 4, 10 及び 15 MV の X 線スペクトルを用いて、Waggener-Iwasaki 反復摂動法により、広範囲にわたる実効原子番号の媒体に対して、高精度に適応できる X 線スペクトルが再構築されるか否かを調べた。この場合、それぞれの X 線に対するアクリル及び鉛を用いた透過率データ A_f (式(17)) は、関数化された X 線スペクトルに基づいて計算した。表 1-3 には、4, 10 及び 15 MV の X 線において、炭素、水、アクリル、アルミニウム、鉄、金、鉛及びウランのそれぞれに対して、再構築した X 線スペクトルによる透過率データ (A_0 (式(19))) が、関数化された X 線スペクトルによる透過率データと共に記載されている。表より、各 X 線エネルギー及び媒体に対して、両透過率データ (A_0 , A_f) は互いに精度よく一致することが理解される。よって、Waggener-Iwasaki 反復摂動法は、少なくとも炭素からウランにわたる広範囲の原子番号の媒体に対して、適応可能な X 線スペクトルが再構築されることが証明された。

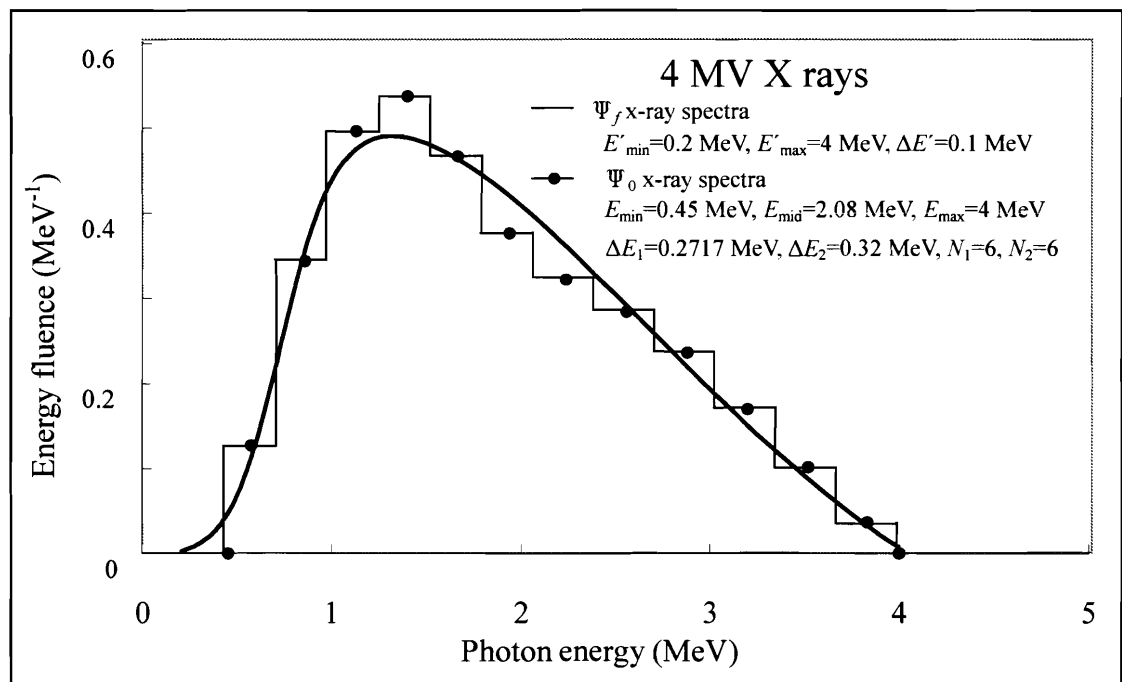


図 16. 4 MV の X 線スペクトル Ψ_f 及び Ψ_0

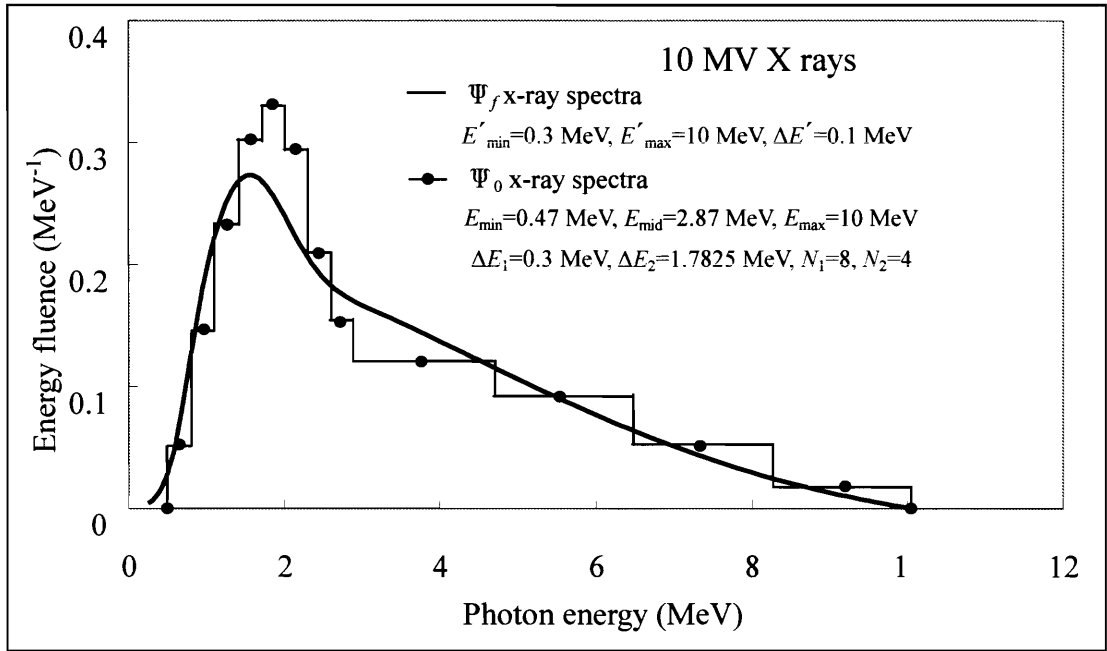


図 17. 10 MV の X 線スペクトル Ψ_f 及び Ψ_0

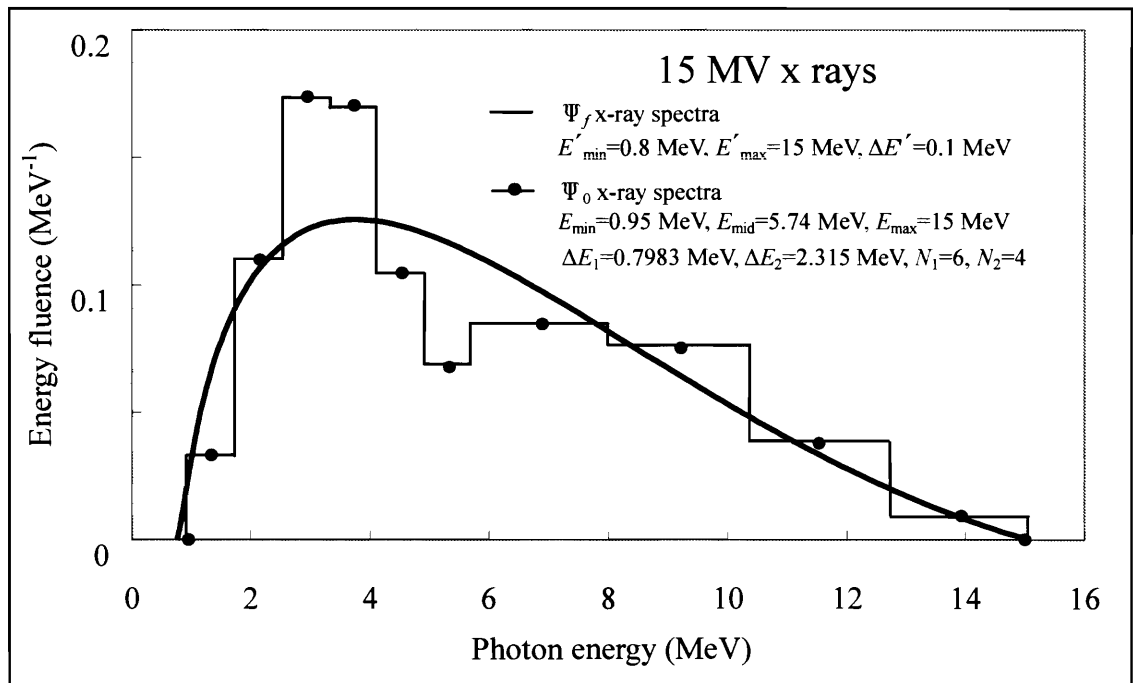


図 18. 15 MV の X 線スペクトル Ψ_f 及び Ψ_0

表 1. 各減弱物質についての 4 MV X 線の透過率データと偏差(% dev.)

Thickness Z (cm)	Carbon			Water			Acrylic			Aluminum		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
4	0.681	0.681	-0.01	0.798	0.798	-0.01	0.772	0.772	-0.01	0.589	0.589	-0.01
8	0.468	0.468	-0.01	0.638	0.638	-0.01	0.599	0.599	-0.01	0.352	0.352	-0.02
12	0.324	0.324	-0.01	0.512	0.512	-0.01	0.466	0.466	-0.01	0.213	0.214	-0.01
16	0.226	0.226	0.00	0.412	0.412	-0.01	0.364	0.364	-0.01	0.131	0.131	0.01
20	0.158	0.158	0.03	0.332	0.333	-0.01	0.285	0.285	0.00	0.081	0.081	-0.05
24	0.112	0.112	0.06	0.269	0.269	-0.01	0.224	0.224	0.00	0.051	0.051	0.11
30	0.067	0.067	0.15	0.196	0.196	0.01	0.157	0.157	0.03	0.025	0.025	0.26
Thickness Z (cm)	Iron			Gold			Lead			Uranium		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0.0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
0.4	0.858	0.858	-0.01	0.652	0.652	-0.06	0.772	0.772	-0.04	0.629	0.630	-0.08
0.8	0.736	0.737	-0.01	0.433	0.433	-0.05	0.601	0.602	-0.07	0.407	0.407	-0.05
1.2	0.633	0.633	-0.02	0.291	0.291	-0.01	0.471	0.471	-0.05	0.268	0.268	-0.05
1.6	0.545	0.545	-0.02	0.197	0.197	0.00	0.371	0.371	-0.02	0.178	0.178	-0.15
2.0	0.470	0.470	-0.03	0.134	0.134	-0.04	0.293	0.293	0.01	0.119	0.119	-0.32
2.4	0.405	0.405	-0.03	0.092	0.092	-0.11	0.232	0.232	0.02	0.080	0.081	-0.53
3.0	0.325	0.325	-0.04	0.053	0.053	-0.25	0.165	0.165	0.00	0.045	0.045	-0.84

表 2. 各減弱物質についての 10 MV X 線の減弱データと誤差(% dev.)

Thickness Z (cm)	Carbon			Water			Acrylic			Aluminum		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
4	0.733	0.733	-0.01	0.832	0.832	0.00	0.811	0.811	0.00	0.647	0.647	-0.02
8	0.543	0.543	-0.01	0.696	0.696	-0.01	0.661	0.661	-0.01	0.426	0.426	-0.06
12	0.407	0.407	-0.02	0.583	0.583	-0.01	0.542	0.542	-0.01	0.284	0.284	-0.10
16	0.307	0.307	-0.01	0.491	0.491	-0.02	0.446	0.446	-0.02	0.192	0.193	-0.12
20	0.234	0.234	0.02	0.414	0.414	-0.02	0.368	0.368	-0.02	0.132	0.132	-0.11
24	0.180	0.180	0.07	0.351	0.351	-0.02	0.306	0.306	-0.01	0.091	0.091	-0.07
30	0.123	0.122	0.21	0.275	0.275	-0.01	0.233	0.233	0.02	0.053	0.053	0.08
Thickness Z (cm)	Iron			Gold			Lead			Uranium		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0.0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
0.4	0.877	0.877	-0.01	0.683	0.683	0.01	0.795	0.795	0.01	0.667	0.667	0.00
0.8	0.770	0.770	-0.01	0.471	0.471	0.02	0.635	0.635	0.02	0.451	0.451	0.02
1.2	0.677	0.677	-0.03	0.327	0.327	0.01	0.510	0.509	0.03	0.308	0.308	-0.02
1.6	0.595	0.596	-0.04	0.228	0.228	-0.04	0.410	0.409	0.04	0.212	0.212	-0.14
2.0	0.524	0.525	-0.06	0.159	0.160	-0.13	0.330	0.330	0.04	0.146	0.147	-0.32
2.4	0.462	0.463	-0.08	0.112	0.112	-0.26	0.266	0.266	0.02	0.101	0.102	-0.54
3.0	0.383	0.384	-0.12	0.066	0.066	-0.52	0.193	0.193	-0.05	0.059	0.059	-0.92

表 3. 各減弱物質についての 15 MV X 線の減弱データと偏差(% dev.)

Thickness Z (cm)	Carbon			Water			Acrylic			Aluminum		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
4	0.797	0.796	0.20	0.875	0.874	0.12	0.859	0.858	0.14	0.716	0.714	0.25
8	0.639	0.637	0.38	0.766	0.765	0.23	0.739	0.738	0.27	0.516	0.514	0.45
12	0.515	0.512	0.52	0.673	0.670	0.34	0.638	0.636	0.38	0.375	0.372	0.59
16	0.417	0.414	0.63	0.591	0.589	0.43	0.552	0.549	0.48	0.273	0.271	0.68
20	0.339	0.336	0.71	0.521	0.518	0.51	0.478	0.476	0.56	0.200	0.199	0.73
24	0.276	0.274	0.77	0.459	0.457	0.58	0.415	0.413	0.63	0.148	0.146	0.74
30	0.205	0.203	0.83	0.381	0.379	0.66	0.337	0.335	0.72	0.094	0.093	0.70

Thickness Z (cm)	Iron			Gold			Lead			Uranium		
	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.	$A_0(Z)$	$A_f(Z)$	% dev.
0.0	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00	1.000	1.000	0.00
0.4	0.898	0.897	0.06	0.704	0.704	0.01	0.812	0.812	0.00	0.695	0.695	0.04
0.8	0.806	0.805	0.12	0.497	0.497	0.08	0.659	0.659	0.01	0.484	0.483	0.14
1.2	0.724	0.723	0.17	0.351	0.351	0.19	0.536	0.536	0.05	0.338	0.337	0.28
1.6	0.651	0.650	0.23	0.249	0.248	0.34	0.436	0.436	0.11	0.236	0.235	0.46
2.0	0.585	0.584	0.28	0.176	0.175	0.52	0.355	0.354	0.18	0.165	0.164	0.65
2.4	0.526	0.525	0.33	0.125	0.124	0.72	0.289	0.288	0.27	0.116	0.115	0.86
3.0	0.449	0.447	0.40	0.075	0.074	1.05	0.212	0.212	0.41	0.068	0.067	1.17

考 察

コンボルーション法を採用する放射線治療計画装置では、X 線スペクトルを軸外距離の関数として入力する操作が仕込まれている。一例として、光子フルエンスの対数を軸外距離の関数として入力する放射線治療計画装置があるが、この場合、光子フルエンスの対数と軸外距離の変化が直線関係にあることを前提としている。しかし、入力すべき X 線スペクトルは、必ずしも直線加速装置ごとに得られたものではなく、典型的な X 線スペクトルを入力している場合が多い(付録 A 参照)。その結果、実測の線量あるいは線量分布とは異なる計算結果が生ずることがある。この場合、例えば、水中での線量分布に関しては、計算により得られた線量分布を実測された線量分布に一致させるように入力の X 線スペクトルを調整し、また楔照射では、楔の形状を人為的に変え、計算による線量分布を実測のそれと一致するようにしている。その点、直線加速装置ごとに得られた X 線スペクトルを放射線治療計画装置に入力する価値は高い。実測された X 線スペクトルを用いる場合でも、線量計算アルゴリズムの特性により、上記の楔形状の調整が必要となる場合がある。しかし、この場合、楔形状の調整の程度が僅かで済むことが実験的に知られている。

岩崎ら⁵⁾は、Waggener-Iwasaki 反復摂動法を用いて、2 個の透過率データ(例えば、透過厚 0 及び 20 cm)を用いるのみで、比較的精度の高い X 線スペクトルを再構築できると報告している。ラプラス変換法^{8,9)} やマトリクス・システム法¹⁰⁻¹³⁾ では、透過率データの数は、エネルギービンの数以上でなければならないこと、又これらの方法では、2 個の透過率データのみからは理論的に X 線スペクトルの再構築が出来ないことに注目したい。直線加速装置からの X 線は連続 X 線であるが、再構築された X 線スペクトルは 10 個程度のエネルギービンでもって、広範囲にわたる原子番号の媒体に対する減弱を高精度に評価できることも本法の大きな特徴の一つである(数十個程度のエネルギービンを用いても精度の高い X 線スペクトルが再構築できないことも知られている⁵⁾)。これにより、放射線治療計画装置への X 線スペクトルの入力操作が大幅に簡便になる。モンテカルロ法に基づく放射線治療計画装置においても、10 個程度のエネルギービンでもって再構築された X 線スペクトルは、計算速度を速めるために有用であると思われる。

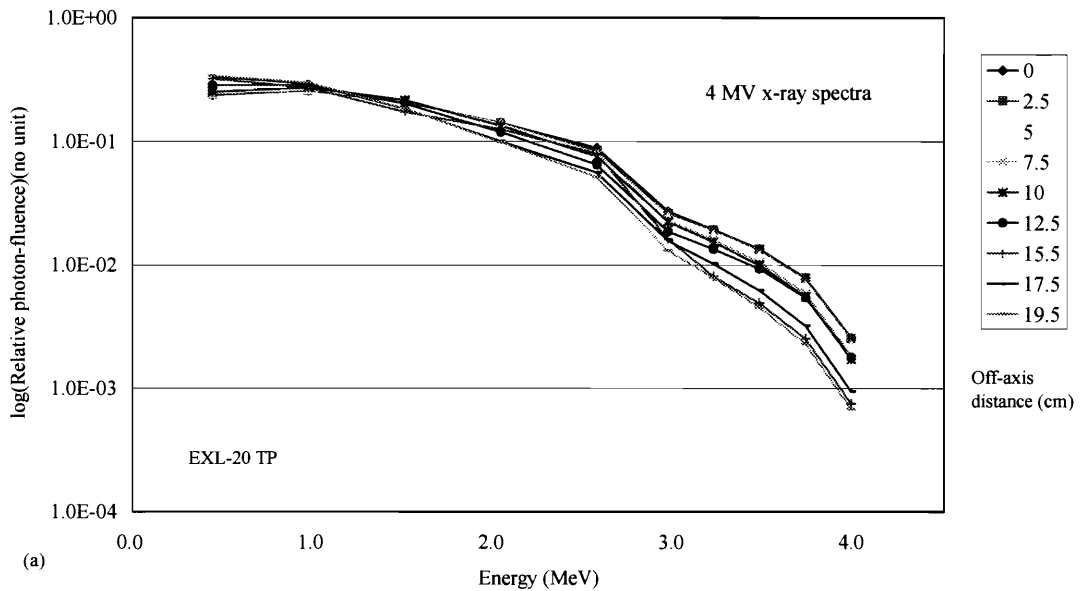
このような X 線スペクトルを用いることにより、放射線治療で使用する楔、補償フィルタ、MLC、遮蔽ブロックなどに対する X 線減弱の計算、並びにタングステンなどの減弱体を用いる強度変調放射線治療(IMRT, intensity modulated radiotherapy)における X 線減弱の計算がそれぞれエネルギービンごとに行われるので、X 線ビームの線質変化を考慮した空中 X 線強度の計算が可能となる。このことは、患者体内における線量計算がより正確に遂行される道筋をつくることにつながる。

付録 A 種々の直線加速装置での X 線スペクトル

種々の直線加速装置について、Waggener-Iwasaki 反復摂動法を用いて再構築した光子フルエンススペクトルを軸外距離の関数で表す。

三菱電機の治療用 X 線装置 EXL-20TP では 4, 10 及び 15 MV X 線が発生でき、それらの X 線スペクトルを図 19(a), (b)及び(c)に示す。同社の EXL-15DP では 4 及び 10 MV X 線が発生でき、それらの X 線スペクトルを図 20(a)及び(b)に示す。バリアン CLINAC-21EX では 4 及び 10 MV X 線が発生でき、それらの X 線スペクトルを図 21(a)及び(b)に示す。東芝 MEVATRON KD2/67 では 4 及び 10 MV X 線が発生でき、それらの X 線スペクトルを図 22(a)及び(b)に示す。バリアン CLINAC-2100C については、この論文で使用したが、比較のために記載する。この装置は 4 及び 10 MV X 線を発生するが、それらの X 線スペクトルを図 23(a)及び(b)に示す。

これらの図に示されているように、加速エネルギーが同じでも、X 線スペクトルが装置ごとに異なることに注目したい。



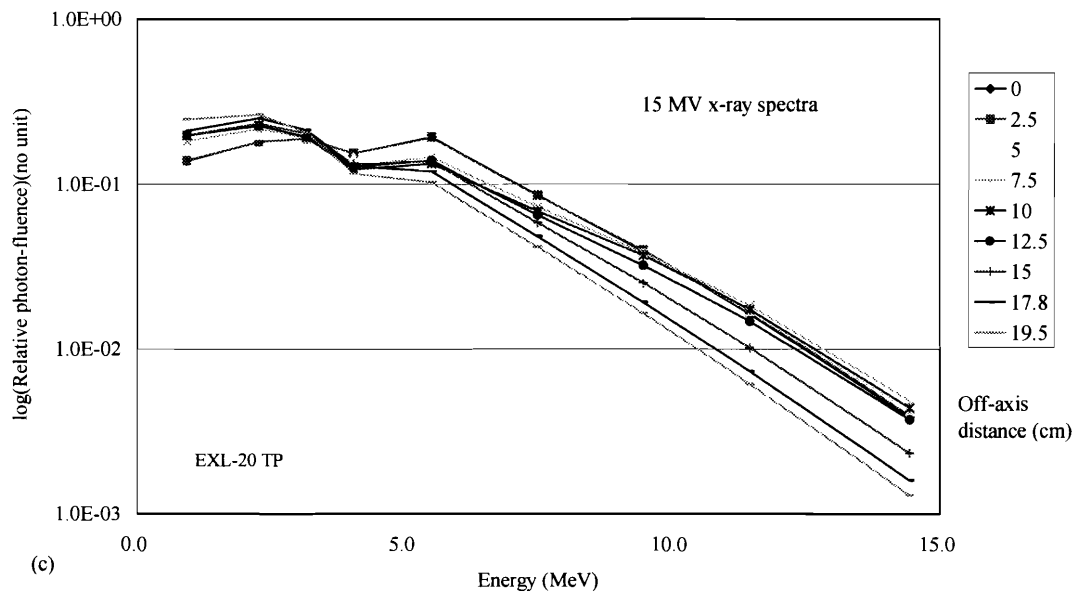
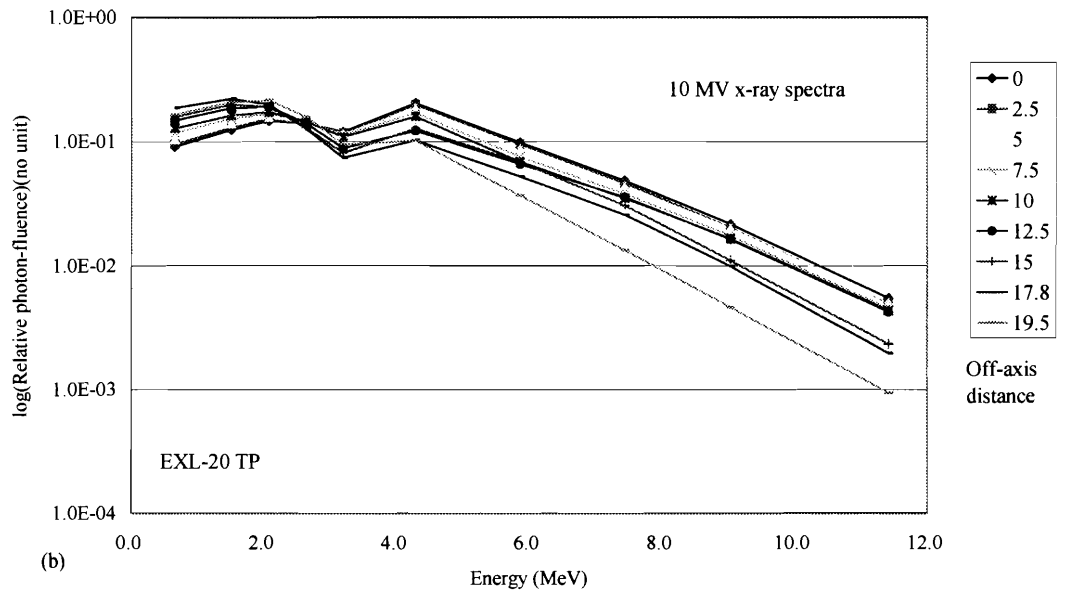


図 19. EXL-20TP の(a) 4, (b) 10 及び(c) 15 MV X線について、軸外距離の関数として表した光子フルエンススペクトル

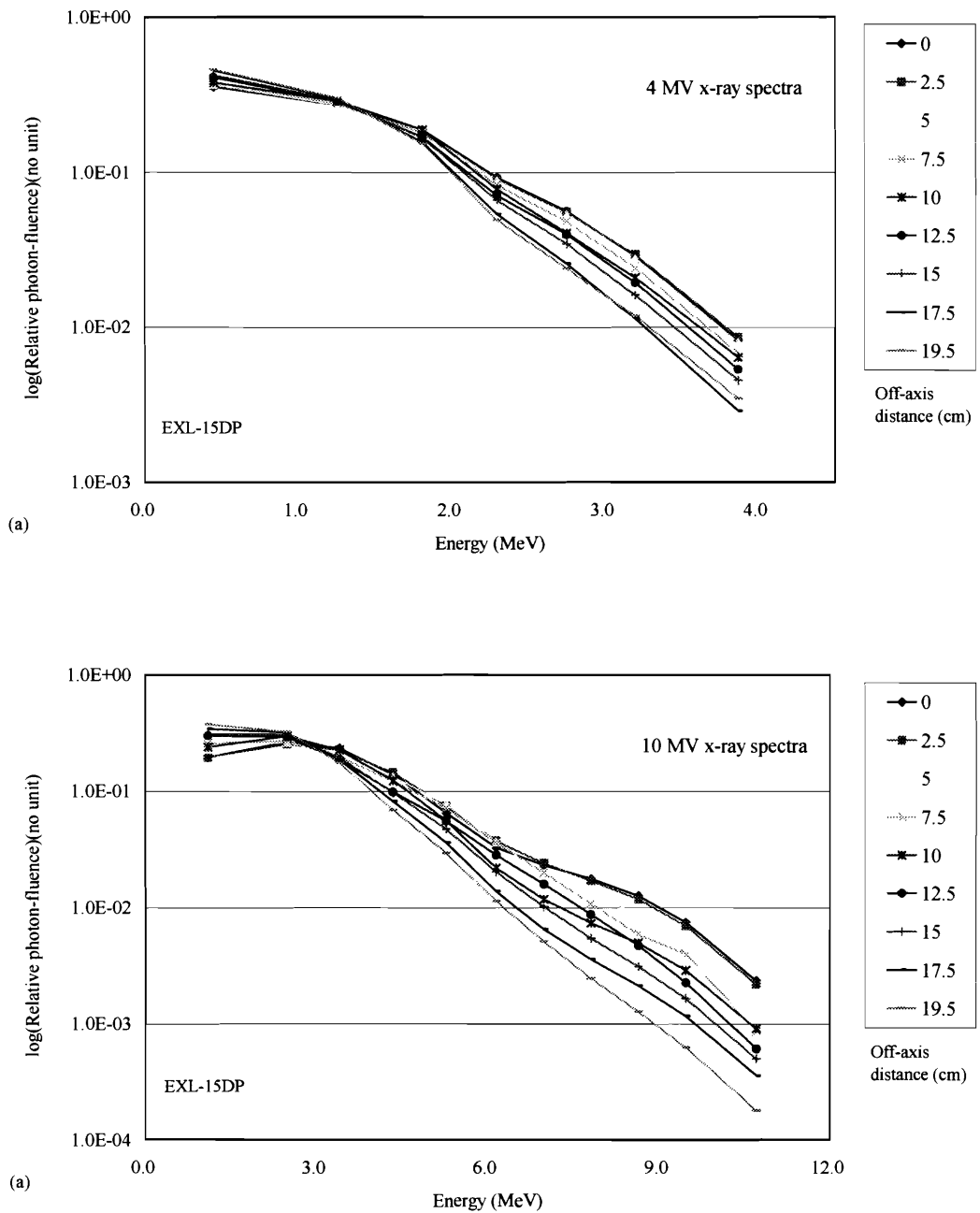
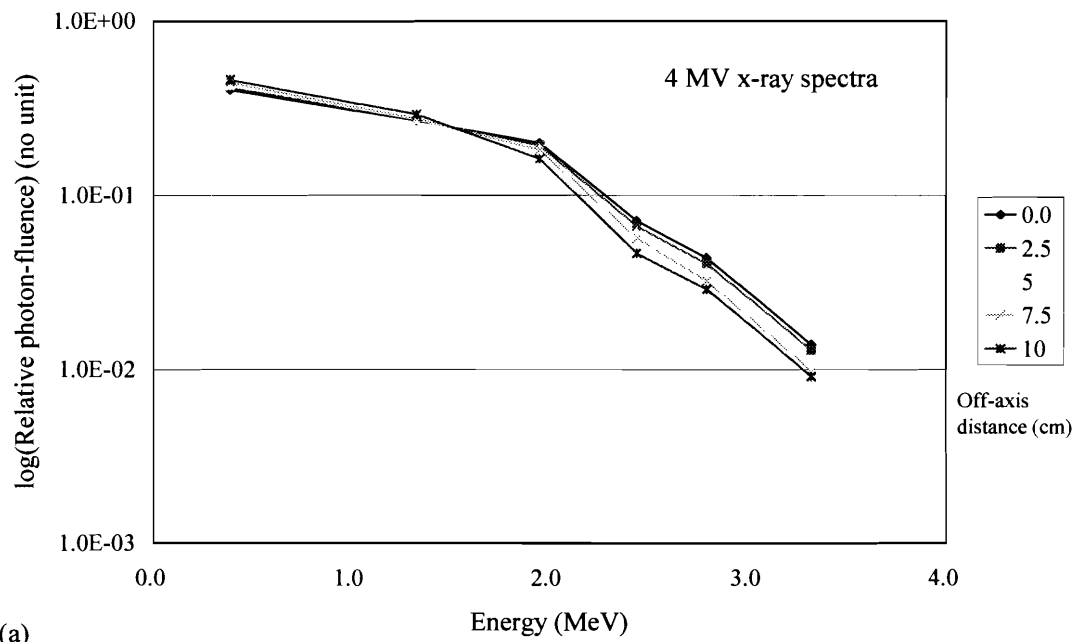
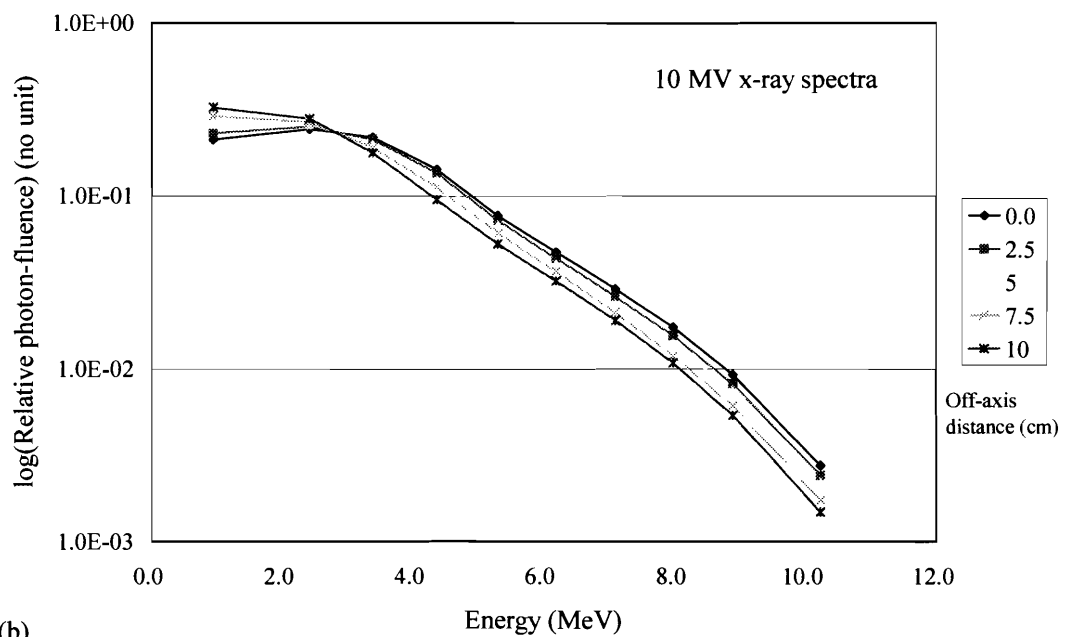


図 20. EXL-15DP の(a) 4 及び (b) 10 MV X 線について、軸外距離の関数として表した光子フルエンススペクトル



(a)



(b)

図 21. CLINAC-21EX の(a) 4 及び(b) 10 MV X 線について、軸外距離の関数として表した光子フルエンススペクトル

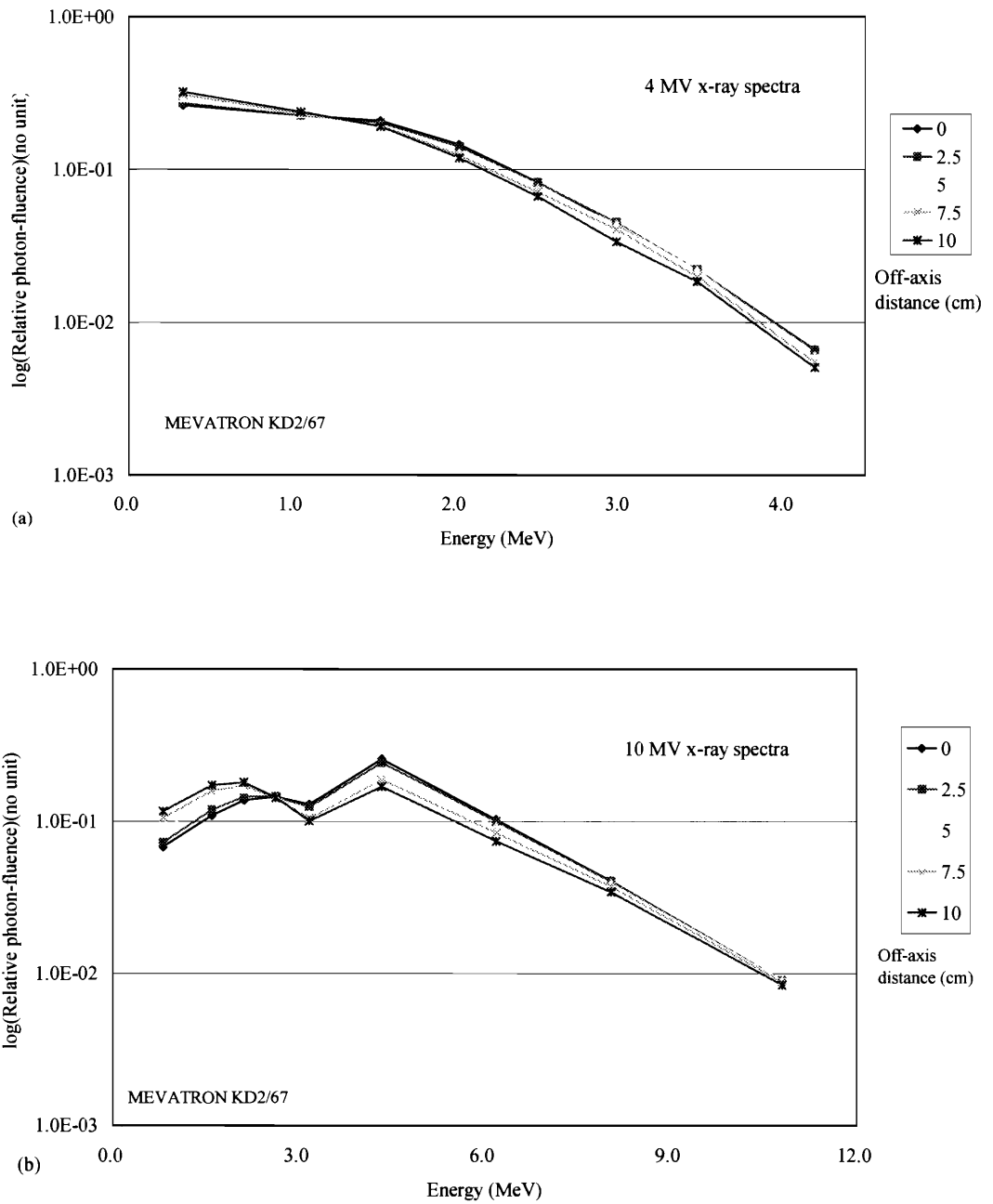


図 22. MEVATRON KD2/67 の(a) 4 及び(b) 10 MV X 線について、軸外距離の関数として表した光子フルエンススペクトル

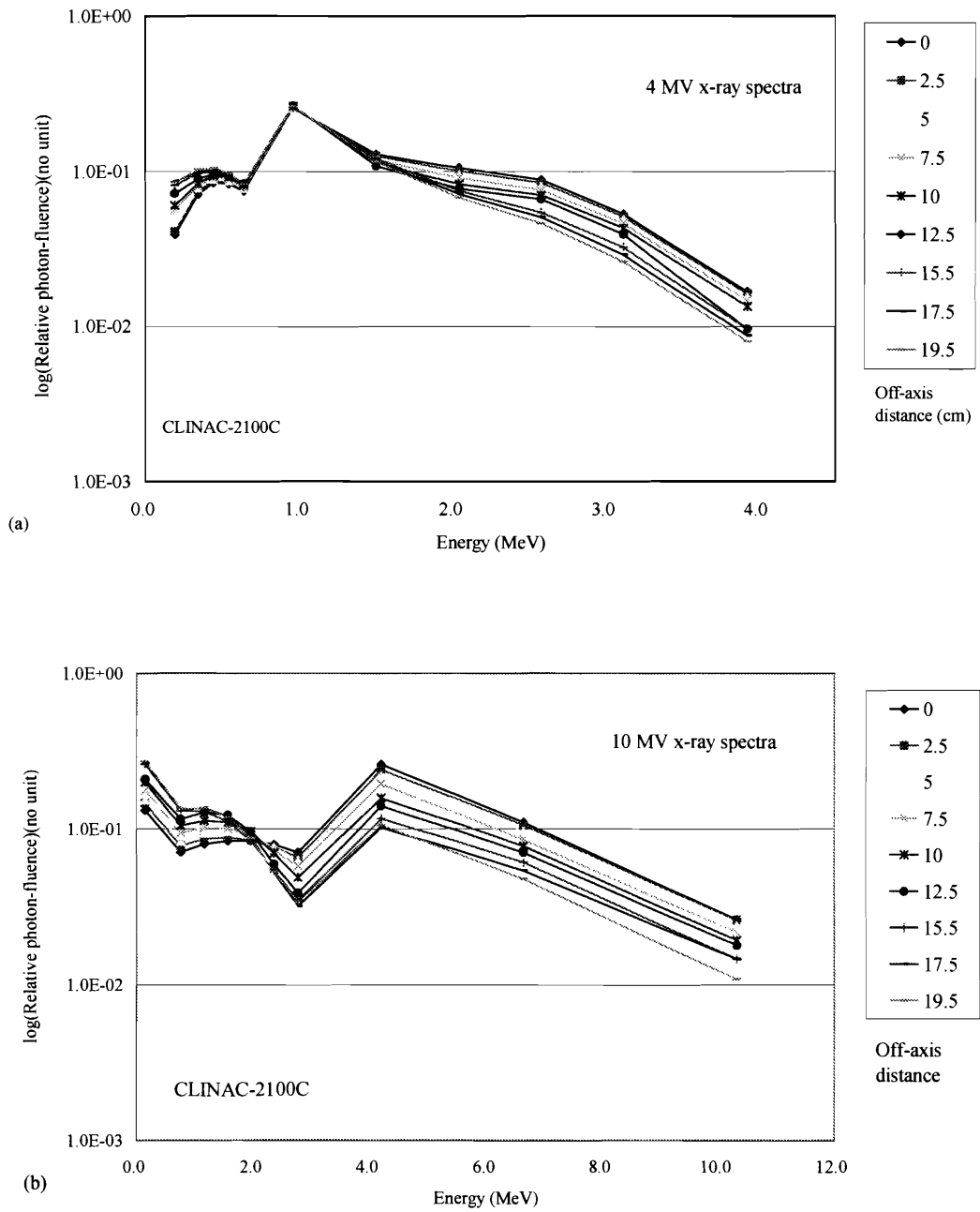


図 23. CLINAC-2100C の(a) 4 及び(b) 10 MV X 線について、軸外距離の関数として表した光子フルエンススペクトル

引用文献

- 1) Mackie RT, Reckwerdt P, et al.: 3-D photon beam dose algorithms. In: Purdy JA, Emami B. (eds.) 3-D Radiation Treatment Planning and Conformal Therapy, Medical Physics Publishing Corporation, Madison WI, 1995.
- 2) Mackie RT, Reckwerdt P, et al.: Photon beam dose computations. In: Mackie RT, Palta JR. (eds.) Teletherapy: Present and Future, Advanced Medical Publishing, Madison WI, 1996.
- 3) Iwasaki A, Hirota J, et al.: A practical method for estimating high-energy x-ray spectra using the iterative perturbation principle proposed by Waggener. Radiat Phys Chem, 67: 81-91, 2003.
- 4) Waggener RG, Blough MM, et al.: X-ray spectra estimation using attenuation measurements from 25 kVp to 18 MV. Med Phys, 26: 1269-1278, 1999.
- 5) Iwasaki A, Kubota M, et al.: Characteristic features of a high-energy x-ray spectra estimation method based on the Waggener iterative perturbation principle. Med Phys, 33: 4056-4063, 2006.
- 6) Hubbell JH: Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV. Int J Appl Radiat Isot, 33: 1269-1290, 1982.
- 7) AAPM: A Protocol for determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. Med Phys, 10: 741-771, 1983.
- 8) Huang PH, Kase KR, et al.: Spectral characterization of 4 MV bremsstrahlung by attenuation analysis. Med Phys, 8: 368-378, 1981.
- 9) Archer BR, Almond PR, et al.: Application of a Laplace transform pair model for high energy spectral reconstruction. Med Phys, 12: 630-633, 1985.
- 10) Francois P, Catala A, et al.: Simulation of x-ray spectral reconstruction from transmission data direct resolution of the numeric system $AF=T$. Med Phys, 20: 1695-1703, 1993.
- 11) Catala A, Francois P, et al.: Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system $AF=T$. Med Phys, 22: 3-10, 1995
- 12) Francois P, Coste F, et al.: Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV

and 25 MV from measured transmission data. *Med Phys*, 24: 69-773, 1997.

- 13) Stampanoni M, Fix M, et al.: Computer algebra for x-ray spectral reconstruction between 6 MV and 25 MV. *Med Phys*, 28: 325-327, 2001.

Abstract

High-energy x-ray spectra reconstructed using the Waggenger-Iwasaki iterative perturbation method

Hirosaki University Graduate School of Health Sciences

Morio Seino, Akira Iwasaki, Shigenobu Kimura, Fumio Komai, Makoto Sasamori

In radiation therapy, in order to perform high-precision dose calculation, it is necessary to evaluate the transition of primary x-ray beam quality in media accurately. The most appropriate method for evaluating the beam quality transition of primary x-ray beam is to evaluate it by directly utilizing the x-ray spectrum expressed as a function of an off-axis distance. The x-ray spectrum is an important factor in calculating the x-ray transmission due to wedge filters, compensators, shielding blocks, multi-leaf collimators (MLC), etc. This is because these devices are usually produced with high-atomic number materials and cause large spectrum transition. Waggenger et al. proposed the iterative perturbation principle to reconstruct low- and high-energy x-ray spectra. Iwasaki et al. improved this principle and proposed a practical method to reconstruct high-energy x-ray spectra (Waggenger-Iwasaki iterative perturbation principle). In this method, accuracy of attenuation for high-atomic number attenuators like lead is checked using the x-ray spectrum (composed of about 10 energy bins) reconstructed using low-atomic number attenuators like acrylic or aluminum.

The experimental study was made on a linear accelerator, producing 4 and 10 MV x-rays. Acrylic (0-30 cm) and lead (0-3 cm) were used as low- and high-atomic number attenuators, respectively, for estimating x-ray spectra. Measurements of x-ray attenuation data were performed using small

irradiation fields, changing the off-axis distance, where a thimble ionization chamber with the respective acrylic buildup caps was used. Four setups for setting the energy bin widths, the representative energies, and the minimum- and maximum-energies were investigated for reconstruction of x-ray spectra using the Waggener-Iwasaki iterative perturbation principle. Consequently, it was suggested that x-ray spectra could be reconstructed accurately when different energy bin widths were used in the low- and high-energy band and when the minimum and maximum energies were set at the left and right edges of the first and last energy bins, respectively.

It has been found for 4 and 10 MV x-rays that the linear correlation between the logarithm of photon fluence taken on the longitudinal axis and the off-axis distance taken on the horizontal axis is the highest among four cases in which the energy fluence, the logarithm of energy fluence, the photon fluence, and the logarithm of photon fluence were taken on the longitudinal axis with the off-axis distance taken on the horizontal axis. In addition, it has also been investigated using functional 4 and 10 MV x-ray spectra whether or not the Waggener-Iwasaki method can reconstruct x-ray spectra accurately for media (carbon to uranium) covering a wide range of atomic numbers. It has been found for each medium that attenuation data calculated using reconstructed x-ray spectra coincide well with those calculated using the respective functional x-ray spectra. Therefore, it has been proved that the Waggener-Iwasaki method can reconstruct x-ray spectra precisely applicable for all media used in radiation therapy.