

コンボリューション法に用いる高エネルギーX線 一次及び散乱ドーズカーネルの開発

弘前大学大学院医学系研究科保健学専攻

笹森 真実、岩崎 晃、木村 重伸、清野 守央、駒井 史雄

I. 序 論

放射線治療計画 (radiotherapy treatment planning: RTP) システムにおいて、正確な線量分布図の作成は重要である。X 線の線量計算は、不均質媒体の存在における組織線量補正に関して多くの方法が長年に亘って考えられてきた。線量計算法は、補正係数法からコンボリューション法やモンテカルロ法等のモデルベース法 (コンボリューション法, モンテカルロ法) に変わりつつある^{1,2)}。補正係数法は最も単純な状況下での線量計算に用いられてきた。この方法は、まず全領域が水であると仮定して線量計算を行い、次に補正係数を導入して不均質組織内での線量を得る方法である³⁻⁵⁾。モデルベース法は、市販されている放射線治療計画 (RTP) システムの一部に採用され、その計算精度のさらなる向上が図られている。

現在利用できる線量計算法においては、モンテカルロ法だけが不均質媒体内での光子や電子輸送の全過程を記述できる。モンテカルロ法の利点の一つは、各粒子 (光子, 電子, 陽子) の輸送について詳細な情報が得られることから、医用加速器の光子やその相互作用で生じる各粒子のエネルギー分布, 角度分布又は線量分布などの詳細な分析に利用できることである⁶⁾。また、これらの情報は、線量測定や放射線治療計画 (RTP) システムの基礎的・応用的研究において、治療ビームの重要な物理学的知識・情報を提供する。また、これらの情報の中には、実際の臨床現場では測定器のサイズなどの物理的な制約のために測定が困難なものがある。EGSnrcコード⁷⁾は各粒子の輸送に関する詳細な分析が可能で、医用加速器から発生する治療ビームの特性を理解する上で有用なコード系である。モンテカルロ法は組織の不均質性が線量分布に与える影響、並びに一次線量と散乱線量の分離などの複雑な放射線エネルギー輸送の問題を研究する上で非常に役立つ手法である⁸⁾。しかしながら、現段階ではモンテカルロ法を採用した放射線治療計画を遂行する場合、非常に長い時間を要する。モンテカルロ法による線量計算に関する長所及び短所については Mohanら⁹⁾が論じている。

一方、X 線ビームの照射による媒体内の任意点における線量は、一次及び散乱線量に分離できる。一次線量は、その任意点に到達する前に媒体と相互作用しない一次光子から直接的に与えられる線量である。散乱

線量は、一次光子によって作用を受けた全ての点から生じた散乱光子にから与えられる線量である。線量を一次及び散乱線量に分離して計算する方法は、精度を高める方法の一つである¹⁰⁾。コンボルーション法¹⁰⁻¹⁵⁾もまたモンテカルロ法と同様に、一次及び散乱線量を別々に計算することができ、不均一な入射ビーム強度で不整形照射野の照射条件下では、三次元線量計算に対して特に威力を発揮する。コンボルーション法は、一次 X 線ビーム強度と二次電子によるエネルギー輸送及び沈積を表わす一次又は散乱ドーズカーネルを空間的に重畳積分(コンボルーション)する線量計算法である。水以外の物質に対する一次及び散乱ドーズカーネルは、電子密度比例尺度理論¹⁶⁾を用いて、水中一次及び散乱ドーズカーネルから再構築する方法が一般的である。

コンボルーション法の原理は単純であるが、入射一次 X 線強度分布、軸外距離の関数としての入射 X スペクトル、媒体中での線質変化、使用するドーズカーネルによって計算精度が大きく影響を受ける。コンボルーション法を使って線量計算を行う場合、以下の事項を考慮しなければならない。

(1) 実測した X 線スペクトルに基づかないドーズカーネルの使用

一般に X 線スペクトルは治療装置によって異なる。また、X 線スペクトルは軸外距離によって変化する。従って、高精度な線量計算を行うためには、治療装置ごとの X 線スペクトル¹⁷⁻¹⁹⁾に基づいたドーズカーネルを採用する必要がある。

(2) ターマの使用

媒体中を通過する一次 X 線ビームは線質変化を受ける。一次 X 線強度に一次ターマ(total energy released per unit mass:terma)を採用した場合、一次及び散乱線量の割合は与えられた X 線ビームに対して全てのビーム線上で一定となる。他方、一次 X 線強度に一次衝突カーマ(kinetic energy released per unit mass:kerma)を採用すると、X 線スペクトルが判明している場合、媒体中を通過する一次 X 線ビームの線質変化を考慮に入れた線量計算が可能となるため、少なくとも一次線量はより正確な線量計算が可能となる(高エネルギー X 線照射では一次線量の寄与が非常に大きい)。従って、一次衝突カーマを作用させたドーズカーネルの使用がより合理的である。この事実は Ahonesjöら²⁰⁾によっても指摘されている。

(3) 無限水ファントムに基づくドーズカーネルの使用

基本となる水中でのドーズカーネルは、通常大きな水ファントム(無限水ファントム)の中心に一次光子との相互作用点を設定し、モンテカルロシミュレーションによって作られる¹¹⁻¹⁵⁾。しかしながら、そのようなドーズカーネルを用いた場合、特に胸部ファントム内において、広範囲の照射野サイズ及び深さに亘って精度の高い線量計算を行うことができるか否かは、現段階ではまだ明らかになっていない。岩崎^{21,22)}は、コンボルーション法で用いるドーズカーネルを作る場合、無限水ファントムの中心に一次光子との作用点を置くべきではなく、

むしろ、微分線量法^{23,24)}に基づいて次に述べる半無限水ファントムという照射幾何を用いて得られるべきであると指摘している。

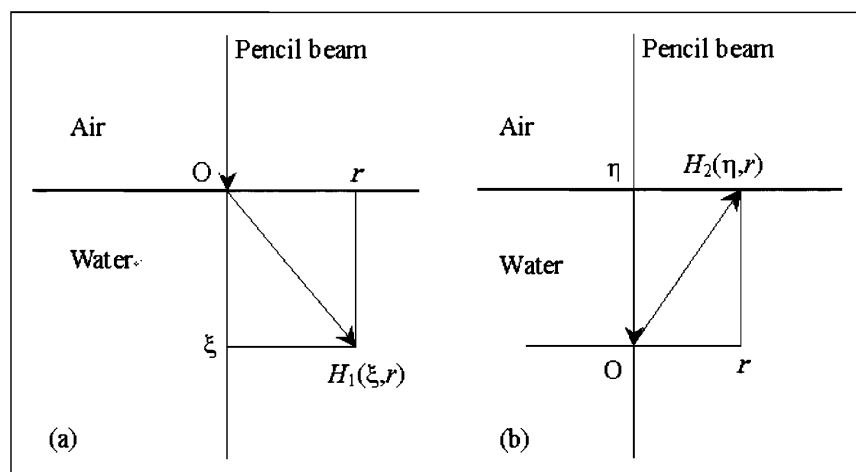


Fig. 1 Diagrams showing how (a) the forward dose kernel and (b) the backward dose kernel should be constructed using semi-infinite water phantoms for a given pencil beam, where the interaction point is situated at point O .

以下において、 ξ 及び η は、それぞれ一次及び散乱ドーズカーネルの前方及び後方線量成分をそれぞれ表わす。Fig. 1(a)は点 (ξ, r) に対する水中一次及び散乱ドーズカーネルの前方成分をいかにして作るかを示している。これは半無限水ファントムの表面に位置するペンシルビーム作用点 $O(\xi=0, r=0)$ に起因する、点 (ξ, r) での一次及び散乱線量を表わす。Fig. 1(b)は点 (η, r) に対する水中一次及び散乱ドーズカーネルの後方成分をいかにして作るかを示している。これは半無限水ファントムの表面下 η に位置するペンシルビーム作用点 $O(\eta=0, r=0)$ に起因するファントム表面上の点 (η, r) における一次及び散乱線量を表わす。Fig. 1から、点 $(0, r)$ での前方一次及び散乱線量は、相互作用点 O におけるペンシルビームの強度が互いに等しい場合には、点 $(0, r)$ での後方一次及び散乱線量に等しくなることが分かる。従って、前方一次及び散乱ドーズカーネルはFig. 1(a)で示す半無限水ファントムを使って得られ、光子作用点 O は光子入射表面に設定する。また、後方一次及び散乱ドーズカーネルはFig. 1(b)で示す半無限水ファントムを使って得られ、光子作用点 O の深さは可変できるように設定する。つまり、無限水ファントムを使ってシミュレーションされたドーズカーネルでは、作用点 O の上部には最大限の後方散乱が存在する²⁵⁾ため、このようなドーズカーネルに基づく線量計算では、ビーム入射表面付近、肺内腫瘍境界付近及び強度変調放射線治療(intensity modulated radiation therapy : IMRT)の各リーフ付近で特に線量

計算の結果が高くなることが予想される。

この論文で使用している用語のいくつかをここで定義する。これらは元来、水ファントムを用いて定義したものである。

- (1) TAR (tissue-air ratio) は、空間内で与えられた点において、電子平衡がちょうど成立する大きさの球形水ファントムでの中心における空中線量に対する、水ファントム内での線量の比を表わす²⁶⁾。零照射野 TAR は、側方電子平衡を保持しながら有限サイズの照射野から零照射野への外挿によって得られる。零照射野 TAR は側方電子平衡下での一次線量成分を表わす。
- (2) SAR (scatter-air ratio) は、TAR の水ファントム内で散乱を受けた光子のみに起因する部分を表わす²⁶⁾。これは、与えられた深さ及び照射野の TAR から零照射野 TAR を差し引いたものである。
- (3) TMR (tissue-maximum ratio) は、水ファントムにおいて、最高線量(ピーク線量)を示す深さでの線量に対する、ある深さでの線量の比である。零照射野 TMR は側方電子平衡下での一次線量成分を表わす。
- (4) SMR (scatter-maximum ratio) は、水ファントムにおいて、最高線量を示す基準深での一次線量と任意点での散乱線量との比である²⁷⁾。
- (5) LSD (laterally spread primary dose) は、入射ビーム強度を一定に保った状態で、水ファントム内の任意の点において、大照射野における一次線量に対するある照射野での一次線量の比である¹⁰⁾。LSD は、深さがビルドアップ領域を超えると深さには無関係となる。

ここで、岩崎によるコンボリューション法を概略する。Cunninghamら^{23,27)}、後に岩崎ら²⁴⁾による微分散乱線量法では、SAR 関数を微分することにより作られる散乱ドーズカーネルが用いられる。その前方成分は、基本的には Fig. 1(a)に示した照射幾何を用いて作ったものと同じである。しかしながら、後方成分は Fig. 1(b)に示した照射幾何を用いて作ったものとは同じではない。媒体内での散乱線量の計算は、パラメータとして電子平衡をつくる球形水ファントム内での一次線量を用いて、コンボリューション法によって行う。一方、一次線量の計算は、実効長で評価した零照射野 TAR 関数を用いて行う^{28,29)}。他方、岩崎¹⁰⁾によって開発された一次及び散乱線量コンボリューション法では、媒体内での一次及び散乱線量はパラメータとして一次水衝突カーマ³⁰⁻³³⁾を用いて行う。水中での一次ドーズカーネルは、零照射野 TMR 及び LSD に基づいて作成する。また、水中での散乱ドーズカーネルは、SMR に基づいて作成する。水中での一次及び散乱ドーズカーネルは Fig. 1(a)及び(b)に示した照射幾何に基づいて組立てられている。水中での一次ドーズカーネルを用いて混入電子線量を計算するコンボリューション法も提案されている¹⁰⁾。これらのコンボリューション法は、微分一次線量及び散乱線量法と呼ぶ。なぜならば、一次及び散乱ドーズカーネルは深さ及び照射野半径に関して、一次線量及び散乱線量成分を微分する

ことによって作るからである^{22,34)}.

この研究の目的は次の通りである.

- (1) モンテカルロシミュレーションを用いて微分一次線量及び散乱線量法に基づいた一次及び散乱ドーズカーネルの取得
- (2) X線スペクトルにおける各単色光子の一次水衝突カーマを作用させて作った一次及び散乱ドーズカーネルの再構築
- (3) 一次及び散乱ドーズカーネルを用いたコンボリューション法による水中深部線量の計算
- (4) モンテカルロシミュレーションによる水中深部線量の取得

II. 方法

1. 理論

以下において, X線スペクトルの各エネルギービン($i=1-n$)に対する代表エネルギーは $E(i)$ (MeV), 光子フルエンスは $\Phi(i)$ (光子/cm²)とそれぞれ表す.

(1) 一次水衝突カーマ

一次水衝突カーマとは, 一次光子によって水の単位質量当りから発生する二次電子(オージェ電子, 光電子, コンプトン電子及び対電子)が水中で電離及び励起で失うエネルギー(δ 線によるエネルギーを含む)を表す.

上記の X線スペクトルに対する一次水衝突カーマは,

$$K_{\text{col}}(i) = E(i) \cdot \Phi(i) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i))/\rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{Gy}) \quad (1)$$

となる($i=1-n$). ここで, $(\mu_{\text{en}}(E(i))/\rho)_{\text{water}}$ は代表エネルギー $E(i)$ (MeV)に対する水質量エネルギー吸収係数 (cm²/g)である.

(2) 半無限水ファントムを用いて得られるドーズカーネル

このドーズカーネルは, モンテカルロシミュレーションにより, 各エネルギービン($i=1-n$)の代表エネルギー $E(i)$ (MeV)の単色光子を用いて作成する. 一次及び散乱ドーズカーネルは, それぞれ原点 O (Fig. 1(a)又は(b))における体積素 (cm³)内に一次水衝突カーマ 1 Gyを照射した場合の一次及び散乱吸収線量 (Gy)で表す. つまり, この単位は cm³となる.

(3) 無限水ファントムを用いて得られるドーズカーネル

このドーズカーネルは、モンテカルロシミュレーションにより、各エネルギービン ($i=1-n$) の代表エネルギー $E(i)$ (MeV) の単色光子を用いて作成する。一次及び散乱ドーズカーネルは、それぞれ大きな水ファントムの中心に設定した光子作用点の体積素 (cm^3) 内に一次水衝突カーマ 1 Gy を照射した場合の一次及び散乱吸収線量 (Gy) で表す。つまり、この単位は cm^{-3} となる。

(4) モンテカルロシミュレーションにより得られたドーズカーネルをコンボルーション法で用いるための変換

モンテカルロシミュレーションにより各エネルギービン ($i=1-n$) の代表エネルギー $E(i)$ (MeV) の単色光子を用いて作成される水中のドーズカーネルに関して、 $H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R)$ は全線量を、 $H_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z, R)$ は一次線量を、 $H_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z, R)$ は散乱線量をそれぞれ表すドーズカーネルである。いずれも原点において $\Delta N_{\text{photon}}=1$ 光子の作用当りの点 (Z, R) における線量 (Gy) を表わすため、これらの単位は Gy/作用光子である。コンボルーション法で使用するドーズカーネルに関して、 $H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R)$ は全線量を、 $H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R)$ は一次線量を、 $H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R)$ は散乱線量を表すドーズカーネルである。いずれも原点において単位体積 (cm^3) 当り、単位水衝突カーマ (Gy) 当りでの点 (Z, R) における線量 (Gy) を表わすため、これらの単位は cm^{-3} である。

次に、ドーズカーネル $H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R)$ 及び $H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R)$ の関係を述べる。一次光子が体積素 ΔV (cm^3) 内で相互作用を起こす光子数は、

$$\Delta N_{\text{photon}} = \Phi \cdot (\mu(E)/\rho)_{\text{water}} \cdot \rho_{\text{water}} \cdot \Delta V \quad (2)$$

である。ここで、 $(\mu(E)/\rho)_{\text{water}}$ は水の質量減弱係数 (cm^2/g) である。

ここでは、 $\rho_{\text{water}}=1$ (g/cm^3) を採用すると、式(2)は、

$$\Delta N_{\text{photon}} = \Phi \cdot \mu(E)_{\text{water}} \cdot \Delta V \quad (3)$$

となる。ここで、 $\mu(E)_{\text{water}}$ は水の線源弱係数 (cm^{-1}) である。これにより $H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R)$ を用いると、点 (Z, R) における線量は、

$$H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R) \cdot [\Phi \cdot \mu(E)_{\text{water}} \cdot \Delta V] \quad (\text{Gy}) \quad (4)$$

となる。他方、 $H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R)$ を用いると、点 (Z, R) における線量は、

$$H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R) \cdot [E \cdot \Phi \cdot (\mu_{\text{en}}(E)/\rho)_{\text{water}}] \cdot \Delta V \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{Gy}) \quad (5)$$

となる。これらの線量は互いに等しいことから、

$$H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R) = H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R) \cdot \mu(E)_{\text{water}} / [E \cdot (\mu_{\text{en}}(E)/\rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10}] \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (6)$$

が求まる。ここで、

$$K_S = E \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{Gy}) \quad (7)$$

とおくと、

$$H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R) = H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R) / K_S \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (8)$$

と表わすことができる。ここで K_S は、特別な場合の水衝突カーマを表わす。その物理学的な意味を以下に述べる。 $H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R)$ は、ある光子フルエンス Φ の照射下で、水の体積 ΔV (cm^3) において相互作用する光子数が $\Delta N_{\text{photon}}=1$ 個である場合の現象である。つまり、式(3)において、 $\Delta N_{\text{photon}}/\Delta V=1$ とおくと、光子フルエンス Φ は、

$$\Phi = 1/(\mu(E))_{\text{water}} \quad (9)$$

となる。この場合の水衝突カーマは、式(1)及び(9)より、

$$\begin{aligned} K_{\text{col}} &= E \cdot \Phi \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \\ &= E \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{\text{water}} / (\mu(E))_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \end{aligned} \quad (10)$$

となる。つまり、式(8)において、 $K_{\text{col}} = K_S$ である。一次及び散乱ドーズカーネルについても同様に、

$$H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R) = H_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z, R) / K_S \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (11)$$

$$H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R) = H_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z, R) / K_S \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (12)$$

となる。式(8)より、 $H_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R)$ (cm^{-3}) は、 $H_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R)$ (Gy/作用光子) を形成する水衝突カーマ (K_S (Gy)) の単位量当りのドーズカーネル (全線量) であることが理解される。

(5) モンテカルロシミュレーションにより得られるドーズカーネルの検証

一次及び散乱ドーズカーネルの検証はエネルギー積分法を用いて行う。ただし、無限水ファントムで得られたものに限る。各エネルギービン ($i=1-n$) の代表エネルギー $E(i)$ (MeV) の単色光子を用いて作成された一次及び散乱ドーズカーネルを使用する。ドーズカーネルの検証は、Fig. 2 に示す深さ Z 、半径 R の無限水ファントム内の原点 O に光子を作用させた。最初に、一次ドーズカーネルの検証法を説明する。1 光子作用で得られる無限水ファントムに付与される平均一次線量 $W_{\text{prim}}(\text{J})$ は、

$$W_{\text{prim}} = E(i) \cdot (\mu_{en}(E(i))/\rho)_{\text{water}} / \mu(E(i))_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-13} \quad (\text{J}) \quad (13)$$

と計算される。ここで、 $(\mu_{en}(E(i))/\rho)_{\text{water}}$ 及び $\mu(E(i))_{\text{water}}$ は、それぞれ光子エネルギー $E(i)$ (MeV) の水における質量エネルギー吸収係数 (cm^2/g) と線源弱係数 (cm^{-1}) である。他方、モンテカルロシミュレーションによる積分一次線量 $W_{\text{prim}}^{\text{MC}}(\text{J})$ は、

$$W_{\text{prim}}^{\text{MC}} = \left[\sum_{i,j} H_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z_i, R_j) \cdot \Delta Z \cdot \Delta S_j \times 10^{-3} \right]_{\text{forward}} + \left[\sum_{i,j} H_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z_i, R_j) \cdot \Delta Z \cdot \Delta S_j \times 10^{-3} \right]_{\text{backward}} \quad (\text{J}) \quad (14)$$

であり, ΔS_j は,

$$\Delta S_j = \pi \left[(R_j + \Delta R/2)^2 - (R_j - \Delta R/2)^2 \right] \quad (\text{cm}^2) \quad (15)$$

で計算される. ここで, 式(14)の右辺の第 1 項は一次ドーズカーネルの前方成分, 第 2 項は後方成分である. (Z_i, R_j) は間隔 ΔZ , ΔR のマトリクス (i,j) の中心点での座標位置(cm)を示す. W_{prim} と $W_{\text{prim}}^{\text{MC}}$ は互いにほぼ一致しなければならない.

次に, 散乱ドーズカーネルの検証について説明する. 1 光子作用によって得られる無限水ファントムに付与される平均散乱線量 $W_{\text{scat}}(\text{J})$ は,

$$W_{\text{scat}} = E(i) \cdot [(\mu(E(i)/\rho)_{\text{water}} - (\mu_{\text{en}}(E(i))/\rho)_{\text{water}}) / \mu(E(i))_{\text{water}}] \times 1.602 \times 10^{-13} \quad (\text{J}) \quad (16)$$

と計算される. 他方, モンテカルロシミュレーションによる散乱ドーズカーネルの積分散乱線量 $W_{\text{scat}}^{\text{MC}}$ (J)は,

$$W_{\text{scat}}^{\text{MC}} = \left[\sum_{i,j} H_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z_i, R_j) \cdot \Delta Z \cdot \Delta S_j \times 10^{-3} \right]_{\text{forward}} + \left[\sum_{i,j} H_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z_i, R_j) \cdot \Delta Z \cdot \Delta S_j \times 10^{-3} \right]_{\text{backward}} \quad (\text{J}) \quad (17)$$

で計算される. W_{scat} と $W_{\text{scat}}^{\text{MC}}$ は互いにほぼ一致しなければならない.

最後に全ドーズカーネルの検証について説明する. 1 作用光子で得られる無限水ファントムに付与される平均全線量 $W_{\text{total}}(\text{J})$ は,

$$W_{\text{total}} = E(i) \cdot (\mu(E(i)/\rho)_{\text{water}} / \mu(E(i))_{\text{water}}) \times 1.602 \times 10^{-13} \quad (\text{J}) \quad (18)$$

で計算される. モンテカルロシミュレーションによる全ドーズカーネルの積分線量 $W_{\text{total}}^{\text{MC}}$ (J)は,

$$W_{\text{total}}^{\text{MC}} = W_{\text{prim}}^{\text{MC}} + W_{\text{scat}}^{\text{MC}} \quad (\text{J}) \quad (19)$$

で計算される. W_{total} と $W_{\text{total}}^{\text{MC}}$ は互いにほぼ一致しなければならない. モンテカルロシミュレーションにより無限水ファントムを使って得られたドーズカーネルの検証には Hubbell³⁵⁾による $\mu(E(i))_{\text{water}}$, $(\mu(E(i)/\rho)_{\text{water}}$ 及び $(\mu_{\text{en}}(E(i))/\rho)_{\text{water}}$ のデータを利用し, 式(14), (17)及び(19)を用いて行った.

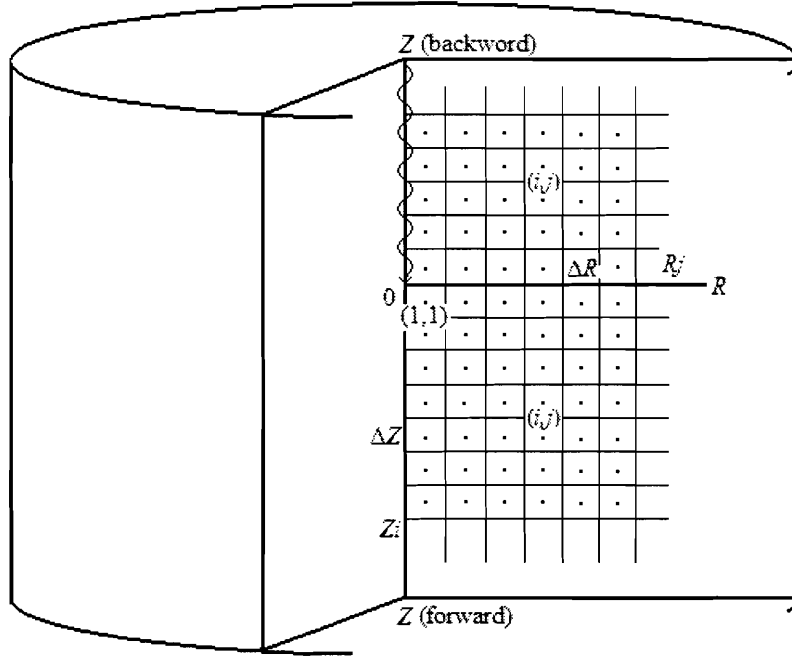


Fig. 2 A cylindrical water phantom used for yielding dose kernels by Monte Carlo simulation. Point O is the photon interaction point set at the center of the cylindrical water phantom. A set of matrices (i, j) with intervals of ΔR and ΔZ is used.

(6) コンボリューション法を用いた単色エネルギー光子によるビーム中心軸線量の計算

上記の式 (11)及び(12)で得られた一次及び散乱ドーズカーネル(cm^{-3})及び式(A5)のコンボリューション式(付録 A)に基づいてビーム中心軸線量の計算を行う。これらのドーズカーネルは、単色エネルギー光子により得られたものであるため、得られるビーム中心軸線量も単色エネルギー光子によるものとなる。

各エネルギービン($i=1-n$)の代表エネルギー $E(i)$ (MeV)の光子ビームにおいて、 $K_0(i)$ を入射一次水衝突カーマとすると、照射野内の深さ $Z(\text{cm})$ での一次水衝突カーマ $K_{\text{col}}(i)$ は、

$$K_{\text{col}}(i) = K_0(i) \exp(-\mu(E(i))_{\text{water}} Z) \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{Gy}) \quad (20)$$

である($i=1-n$)。一方、微分一次及び散乱線量法に基づく一次及び散乱ドーズカーネルは前方及び後方成分に分けて別々に計算される。代表エネルギー $E(i)$ (MeV)に対して、コンボリューション法で使用する一次ドーズカーネルの前方成分を $H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(\xi, r, E(i))$ 、後方成分を $H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(\eta, r, E(i))$ 、散乱ドーズカーネルの前方成分を $H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(\xi, r, E(i))$ 、後方成分を $H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(\eta, r, E(i))$ とする。これらの単位は cm^{-3} である。また、コンボリューション法で得られる深さ Z (cm)、半径 R (cm)に位置する点における一次及び散乱線量を $D_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i))$ 、 $D_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i))$ とすると、点 (Z, R) における一次線量は、

$$D_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) = K_{\text{col}}(i) \int_0^R \int_0^Z H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(\xi, r, E(i)) \exp[-\mu(E(i))(Z - \xi)] \Delta V dr d\xi \\ + K_{\text{col}}(i) \int_0^R \int_0^\infty H_{\text{prim}}^{\text{conv}}(\eta, r, E(i)) \exp[-\mu(E(i))(Z + \eta)] \Delta V dr d\eta \quad (\text{Gy}) \quad (21)$$

と計算される。散乱線量についても同様に、

$$D_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) = K_{\text{col}}(i) \int_0^R \int_0^Z H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(\xi, r, E(i)) \exp[-\mu(E(i))(Z - \xi)] \Delta V dr d\xi \\ + K_{\text{col}}(i) \int_0^R \int_0^\infty H_{\text{scat}}^{\text{conv}}(\eta, r, E(i)) \exp[-\mu(E(i))(Z + \eta)] \Delta V dr d\eta \quad (\text{Gy}) \quad (22)$$

と計算される。全線量は、一次及び散乱線量の和、

$$D_{\text{total}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) = D_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) + D_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) \quad (\text{Gy}) \quad (23)$$

となる。

(7) モンテカルロシミュレーションで得られたビーム中心軸線量

各エネルギービン($i=1-n$)の代表エネルギー $E(i)$ (MeV)に対して、光子フルエンスを $\Phi(i)$ (cm^{-2})、この光子フルエンスに対応する水衝突カーマを $K_{\text{col}}(i)$ (Gy)とする。ただし、

$$\sum_{i=1}^n K_{\text{col}}(i) = 1 \quad (\text{無単位}) \quad (24)$$

と正規化する。

モンテカルロシミュレーションによるビーム中心軸線量(平行ビーム)は、入射光子1個当りの吸収線量 (Gy) で表わす。よって、代表エネルギー $E(i)$ (MeV)に対応する入射一次水衝突カーマは、

$$K_{\text{col}}(i) = E(i) \cdot \Phi(i) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i)) / \rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{Gy}) \quad (25)$$

である($i=1-n$)。各エネルギービン($i=1-n$)の代表エネルギー $E(i)$ (MeV)に対して、モンテカルロシミュレーションでのビーム中心軸線量に関して、一次線量を $D_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i))$ 、散乱線量を $D_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i))$ 、全線量を $D_{\text{total}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i))$ とする。いずれも単位は Gy/入射光子である。ここで、 R は照射野の半径、 Z はビーム軸上での深さとする。規格化された光子フルエンススペクトル Φ_0 においては、

$$\sum_{i=1}^n \Phi_0(i) = 1 \quad (\text{無単位}) \quad (26)$$

と正規化する。ここで、 $\Phi(i) = f \cdot \Phi_0(i)$ (cm^{-2}/Gy) (f は定数)とおくと、式(24)より、

$$K_{\text{col}}(i) = f \cdot E(i) \cdot \Phi(i) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i)) / \rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10} \quad (\text{無単位}) \quad (27)$$

が求まる。一方、各光子フルエンスの水衝突カーマは式(22)の関係があるので、 f 値は、

$$f = \frac{1}{\sum_{i=1}^n E(i) \cdot \Phi(i) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i)/\rho)_{\text{water}} \times 1.602 \times 10^{-10})} \quad (\text{cm}^2/\text{Gy}) \quad (28)$$

となる。よって、全入射水衝突カーマ $K_{\text{col}}(i)$ ($i=1-n$)の照射による一次吸収線量は

$$D_{\text{prim}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i)) \frac{K_{\text{col}}(i)}{E(i) \cdot (1/(\pi R^2)) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i)/\rho)_{\text{water}}} \quad (\text{Gy}) \quad (29)$$

となる。これを式(28)の f を用いると、

$$D_{\text{prim}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{prim}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i)) \frac{f \cdot \Phi_0(i)}{(1/(\pi R^2))} \quad (\text{Gy}) \quad (30)$$

となる。散乱線量についても同様に、

$$D_{\text{scat}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i)) \frac{K_{\text{col}}(i)}{E(i) \cdot (1/(\pi R^2)) \cdot (\mu_{\text{en}}(E(i)/\rho)_{\text{water}}} \quad (\text{Gy}) \quad (31)$$

$$D_{\text{scat}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{scat}}^{\text{MC}}(Z, R, E(i)) \frac{f \cdot \Phi_0(i)}{(1/(\pi R^2))} \quad (\text{Gy}) \quad (32)$$

が得られる。全線量については、一次及び散乱線量の和、

$$D_{\text{total}}(Z, R) = D_{\text{prim}}(Z, R) + D_{\text{scat}}(Z, R) \quad (\text{Gy}) \quad (33)$$

となる。

(8) 再構築された X 線スペクトルを用いたコンボルーション法によるビーム中心軸線量の計算

再構築された X 線スペクトルを用いた場合のビーム中心軸線量の計算は、一次線量に対しては、式(21)を用いて、

$$D_{\text{prim}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{prim}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) \quad (\text{Gy}) \quad (34)$$

となる。同様に、散乱線量に関しては、

$$D_{\text{scat}}(Z, R) = \sum_{i=1}^n D_{\text{scat}}^{\text{conv}}(Z, R, E(i)) \quad (\text{Gy}) \quad (35)$$

と計算される。全線量については一次及び散乱線量の和、

$$D_{\text{total}}(Z, R) = D_{\text{prim}}(Z, R) + D_{\text{scat}}(Z, R) \quad (\text{Gy}) \quad (36)$$

となる。

2. 実験

照射実験は、放射線治療装置(Varian Clinac 21EX)の4及び10 MVのX線ビームを用いて行った。

(1) X線スペクトル

4及び10 MV X線のそれぞれに対するX線スペクトルは、岩崎ら¹⁷⁻¹⁹⁾により開発された、高エネルギーX線スペクトル推定法に基づいて構築した。この方法は、アクリルと鉛の測定透過データから推定する方法であり、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からなる。実験では、軸外距離0-10 cmに対するX線スペクトルを測定した。以下において、X線スペクトルの各エネルギービン($i=1-n$)に対する代表エネルギーは $E(i)$ (MeV)、規格化された光子フルエンスは $\Phi_0(i)$ (式(26))とそれぞれ表す。

(2) モンテカルロシミュレーション

一次及び散乱ドーズカーネルとビーム中心軸線量の作成に利用したモンテカルロシミュレーションにはEGSnrcコード⁷⁾を採用した。このコードの詳細は付録Bに記載する。

① ドーズカーネル

4及び10 MV X線に対するドーズカーネルをシミュレーションする場合、一次及び散乱ドーズカーネルを別々に得るユーザーコードを作成し、X線スペクトルにおける各エネルギービン($i=1-n$)の単色エネルギー $E(i)$ (MeV)の一次光子を無限水ファントム又は半無限水ファントムの特定な一点でさせることで行った。一次光子が水ファントムに入射し相互作用が起こった場合、その後発生した散乱光子にフラグを立て、これらの散乱光子から付与される線量の沈積を散乱線量とし、一次線量は全線量から散乱線量を差し引くことにより算出した。シミュレーションには円筒型水ファントムを採用し、ファントム外へ放出される光子の数を少なくするために、高さ1000 cm、半径500 cmに設定した(Fig. 2)。ドーズカーネルは、ファントムの光子作用点の周りを ΔR , ΔZ 間隔に分割したマトリクスを用いて一次及び散乱線量の沈積を計算した。一次線量については $\Delta R=0.05$ cm, $\Delta Z=0.05$ cm, 散乱線量については $\Delta R=0.5$ cm, $\Delta Z=0.5$ cmとした。その他の設定項目としては、AE(array containing PEGS lower charged particle cut-off energy for each medium)及び ECUT(array of regions' charged cut-off energy)に対しては電子の静止質量を含めて0.512 MeV, AP(array containing PEGS lower photon cut-off energy for each medium)及び PCUT(array of regions' photon cut-off energy)に対しては0.01 MeVと設定した。

入射光子の総数は入射光子エネルギーに応じて 1×10^8 から 1×10^9 とした。モンテカルロシミュレーションで得られる一次及び散乱ドーズカーネルは1作用光子当りによる吸収線量として計算するため、それらの単位は Gy/作用光子である。

② ビーム中心軸線量

4 及び 10 MV X 線に対するビーム中心軸線量のモンテカルロシミュレーションを行った。X 線スペクトルの各エネルギービン($i=1-n$)の代表エネルギー $E(i)$ (MeV)の光子をそれぞれ入射し、単色エネルギーでのビーム中心軸線量を取得した。各 X 線のビーム中心軸線量は、X 線スペクトルを考慮して、各単色光子のビーム中心軸線量を合成して作成した。

シミュレーションの設定項目は、高さ 1000 cm, 半径 500 cm の円筒型水ファントム、一次及び散乱線量共に $\Delta R=0.1$ cm, $\Delta Z=0.1$ cm に分割したマトリクスを用いた。AE, ECUT, AP, PCUT はドーズカーネルのシミュレーションと同様に設定した。入射光子の総数は入射光子エネルギー及び照射野サイズに応じて 1×10^9 から 1×10^{10} とした。

Ⅲ. 結果

Fig. 3 は(a) 4 及び(b) 10 MV の X 線スペクトルを表す。ここで、各軸外距離(OAD=0, 2.5, 5, 7.5, 及び 10 cm)ごとに、相対光子フルエンスの対数をエネルギービンの代表エネルギー(MeV)の関数として表している。

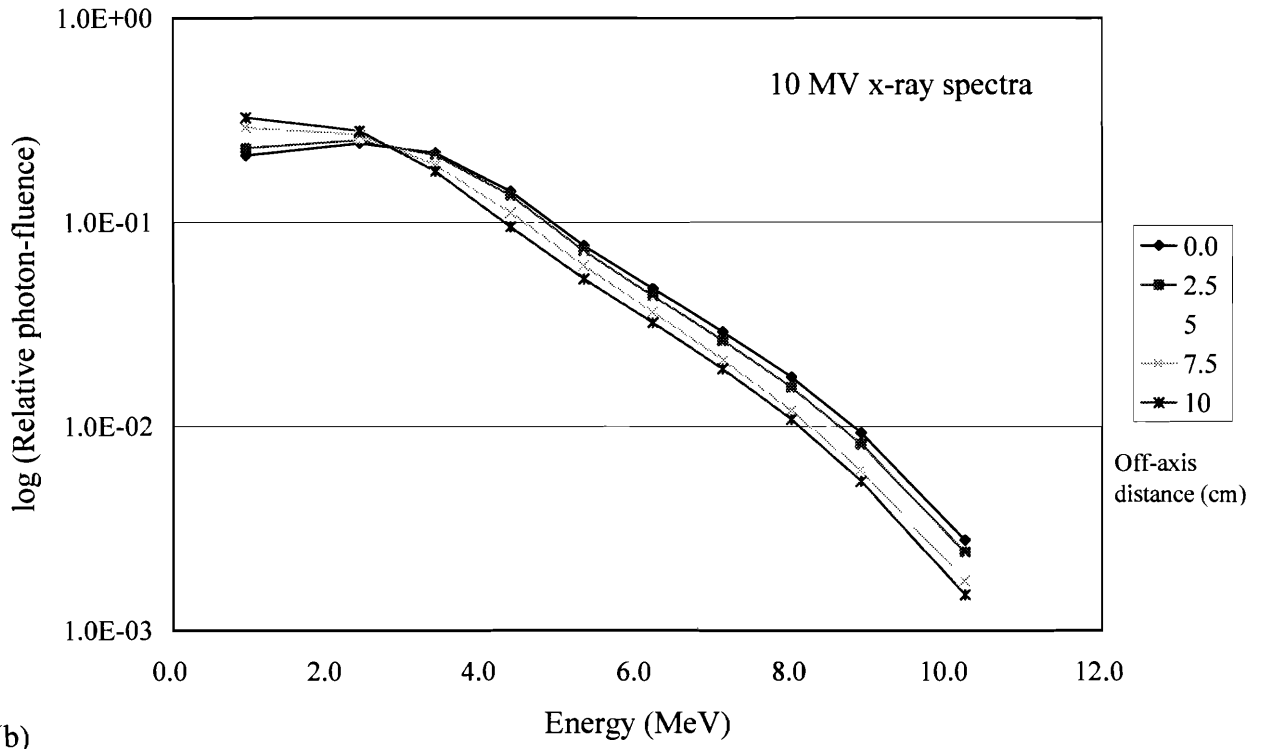


Fig. 3 (a) 4 and (b) 10 MV x-ray spectra in relative photon fluencies (Φ_0) as a function of the off-axis distance.

Fig. 4 は無限水ファントムにおいて、一次、散乱及び全線量の積分線量に関して、モンテカルロシミュレーションで得られたドーズカーネル（単色光子エネルギー）の検証について表したものである。実線は式(13), (16)及び(18)を用いた解析的方法による計算結果である。丸印は式(14), (17)及び(19)を用いたシミュレーションによるドーズカーネルを積分したものである。この図から、一次及び散乱線の積分線量の割合が入射光子エネルギーによって変化することが分かる。このことから、線量計算を行う際には一次及び散乱線量を別々に計算する必要性が理解される。また、各丸印はそれぞれの対応する実線とよく一致することがわかる。従って、モンテカルロシミュレーションと解析的方法との結果の一致性が高いことにより、シミュレーションにより得られたドーズカーネルは妥当であると考えられる。

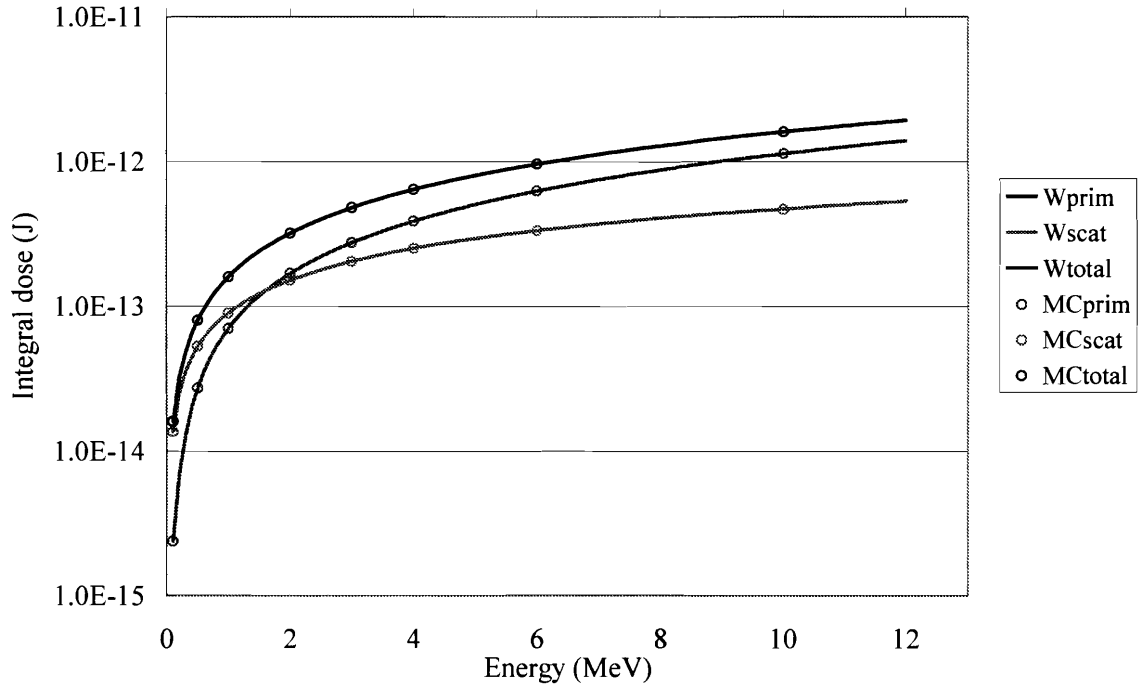


Fig. 4 Integral primary, scatter and total doses (J) for one photon interaction at the center point of a large water phantom. The lines were obtained by the analytical method using Eqs. (13), (16) and (18). The sets of dots were obtained by integrating each of the Monte Carlo-based primary, scatter and total dose kernels for monochromatic photon energies.

Fig. 5 は、無限水ファントムにおいて、Fig. 3 (a) の 4 MV X 線スペクトルにおける各エネルギービンの代表光子エネルギー (0.391, 1.330, 1.955, 2.443, 2.794 及び 3.320 MeV) のそれぞれに対する、一次ドーズカーネルの結果を示す。各代表エネルギー光子の一次ドーズカーネルにおいて線量の到達に限界があり、光子作用点付近では細長い線量パターンが見られるが、光子作用点から離れるにつれて線量パターンは円形に近くなる。また、光子エネルギーが大きくなるにつれて、線量分布形状が大きくなる。

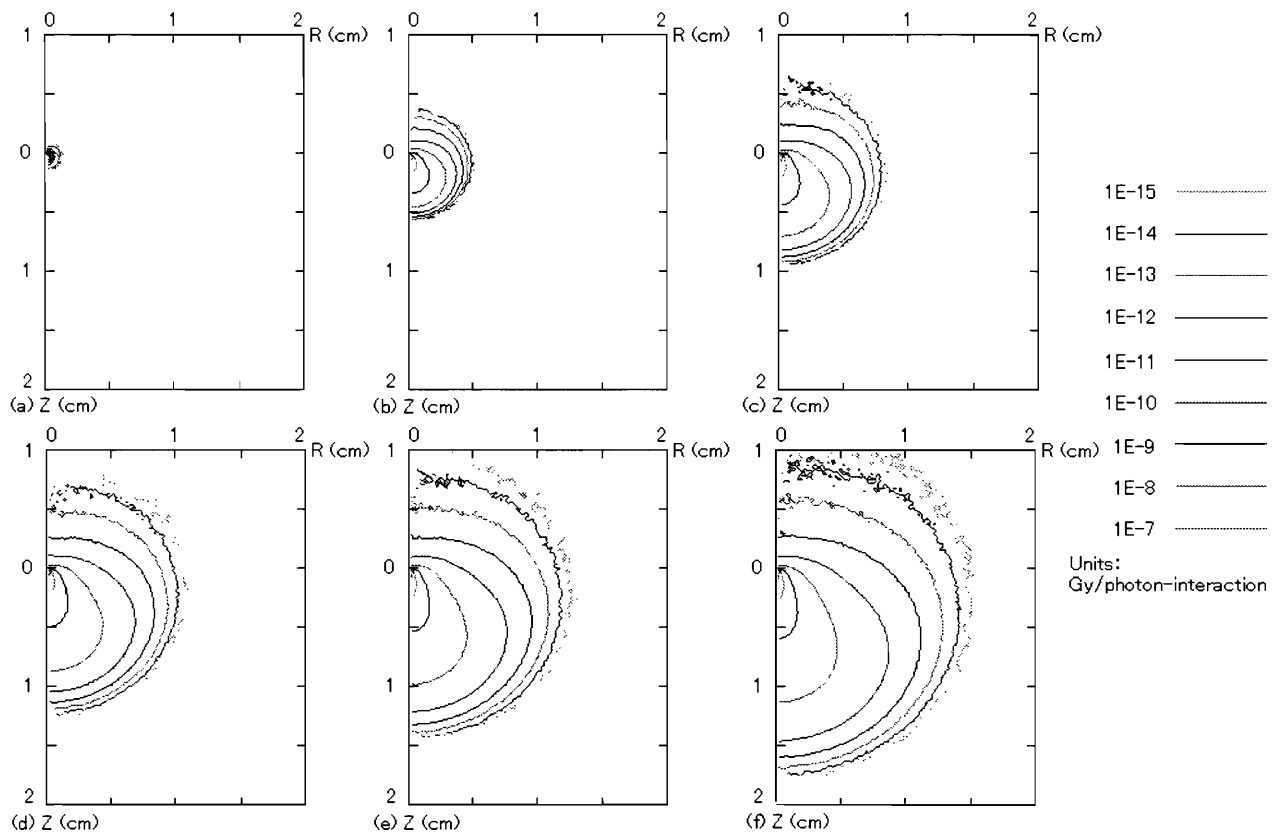


Fig. 5 Primary dose kernels (Gy/photon-interaction) simulated in an infinite water phantom using photon energies of (a) 0.391, (b) 1.330, (c) 1.955, (d) 2.443, (e) 2.794 and (f) 3.320 MeV that are the representative photon energies of a 4 MV x-ray spectrum.

Fig. 6は、無限水ファントムにおいて、Fig. 3 (a) の4 MV X線スペクトルにおける各エネルギービンの代表光子エネルギー（0.391, 1.330, 1.955, 2.443, 2.794 及び 3.320 MeV）のそれぞれに対する、散乱ドーズカーネルの結果を示す。線量の到達限界は見られず、光子エネルギーが大きくなっても線量パターンはほとんど変化しないが、光子エネルギーが大きくなるにつれて、線量分布形状が僅かずつ大きくなる。光子エネルギーが低い（0.391 MeV）場合には、Z軸上に強い前方散乱が見られる。これは、レイリー散乱による線量パターンであることに注意しなければならない（レイリー散乱は低エネルギーでより多く発生し、散乱角は小さいことが知られている³¹⁾）。

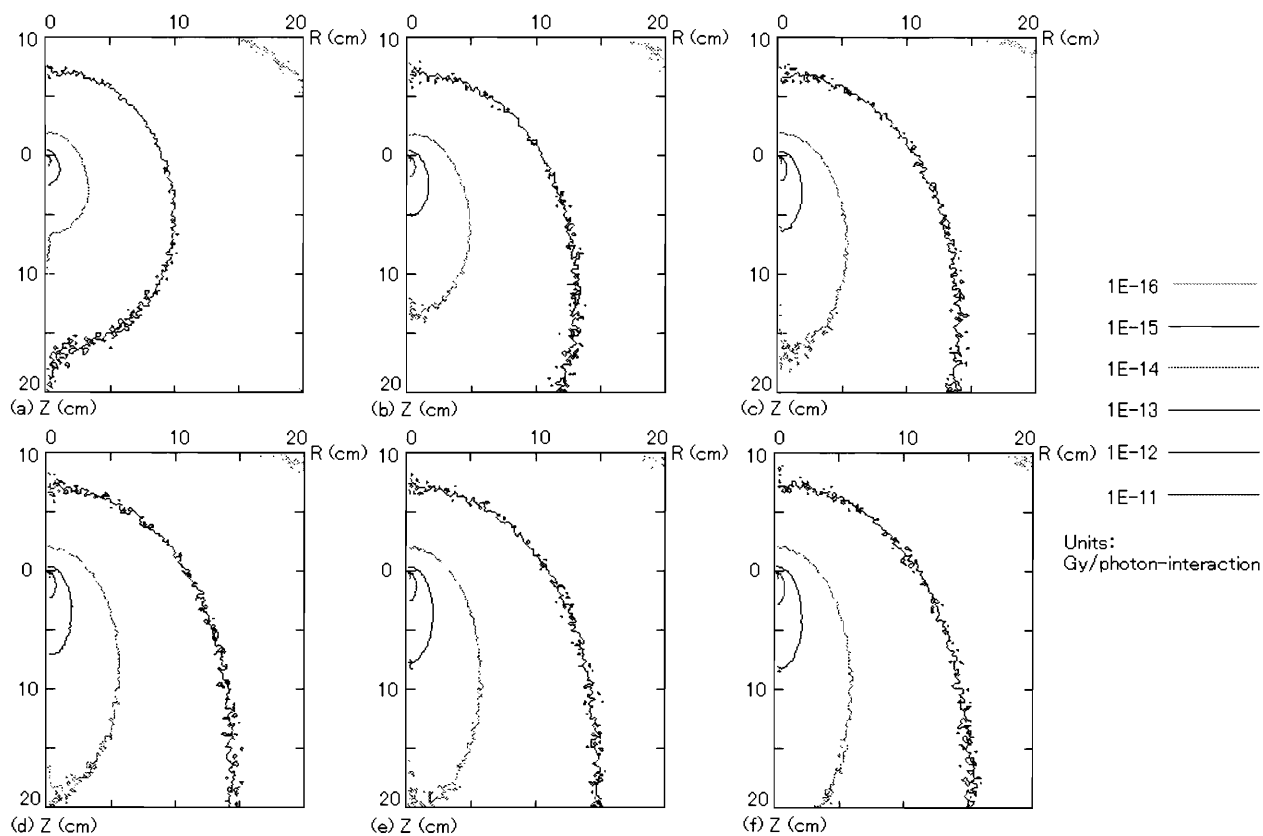


Fig. 6 Scatter dose kernels (Gy/photon-interaction) simulated in an infinite water phantom using photon energies of (a) 0.391, (b) 1.330, (c) 1.955, (d) 2.443, (e) 2.794 and (f) 3.320 MeV that are the representative photon energies of a 4 MV x-ray spectrum.

同様に、Fig. 7及び8は、10 MV X線スペクトル(Fig. 3 (b))における各エネルギービンの代表光子エネルギー (0.812, 2.179, 3.091, 4.002, 4.939, 5.901, 6.863, 7.825, 8.787及び10.230 MeV) による一次及び散乱ドーズカーネルの結果を示す。一次線量及び散乱線量共に4 MV X線ビームで得られたドーズカーネルと同様な線量パターンを示した。

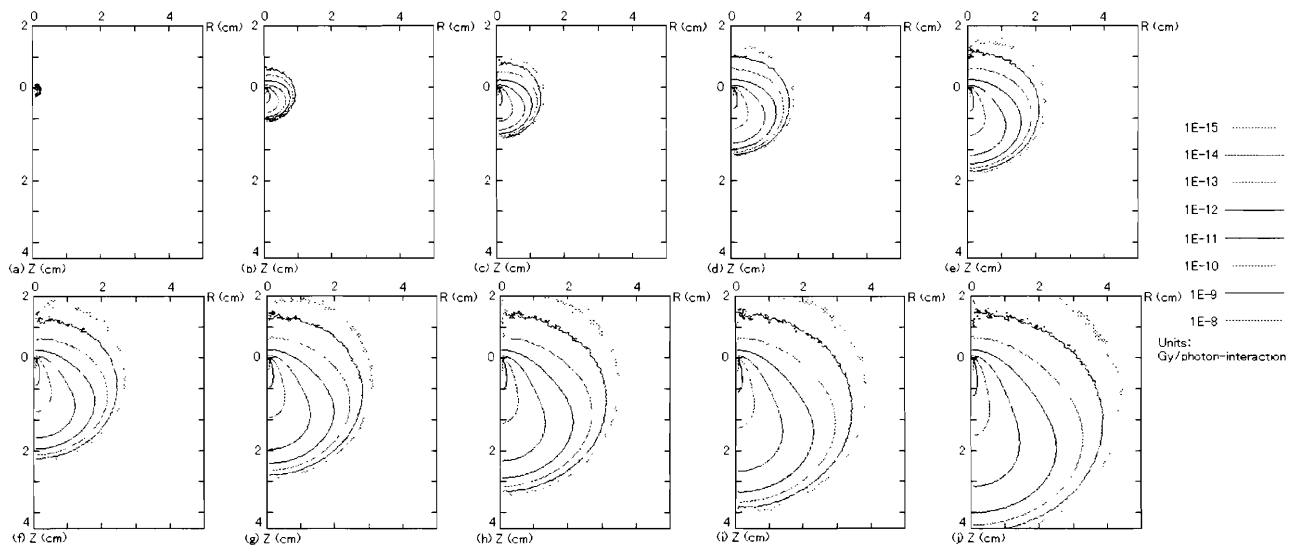


Fig. 7 Primary dose kernels (Gy/photon-interaction) simulated in an infinite water phantom using photon energies of (a) 0.812, (b) 2.179, (c) 3.091, (d) 4.002, (e) 4.939, (f) 5.901, (g) 6.863, (h) 7.825, (i) 8.787 and (j) 10.230 MeV that are the representative photon energies of a 10 MV x-ray spectrum.

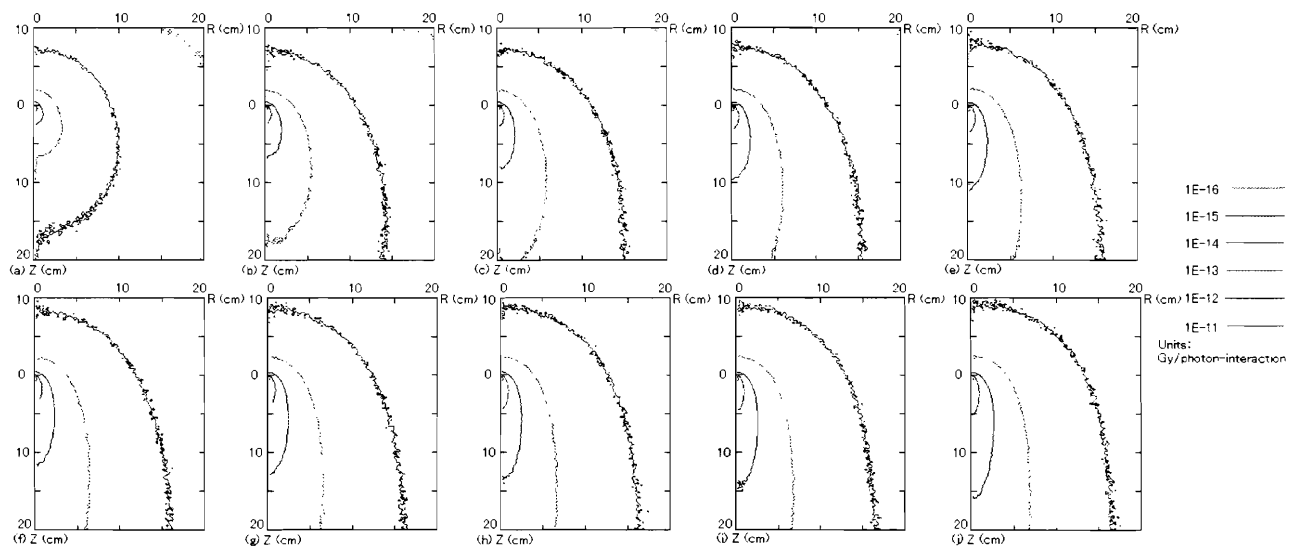


Fig. 8 Scatter dose kernels (Gy/photon-interaction) simulated in an infinite water phantom using photon energies of (a) 0.812, (b) 2.179, (c) 3.091, (d) 4.002, (e) 4.939, (f) 5.901, (g) 6.863, (h) 7.825, (i) 8.787 and (j) 10.230 MeV that are the representative photon energies of a 10 MV x-ray spectrum.

Fig. 9 は、無限及び半無限水ファントムを用いて得られた一次ドーズカーネルの体積素の位置(1,1)における一次線量エネルギー沈積(Gy/作用光子)を単色光子エネルギー(MeV)の関数として表したものである。赤印は無限水ファントム、青印は半無限水ファントムを用いて得られたものである。光子エネルギーが約 1 MeV 以下では、半無限水ファントムを使って得られた赤印の値と無限水ファントムを使っ

て得られた青印の値は実質的には同じである。光子エネルギーが約 1 MeV 以上では、光子エネルギーの増大と共に青印の値は赤印の値に比して非常に小さくなる。これらの理由は、光子エネルギー約 1 MeV 以下の場合、モンテカルロシミュレーションでは、作用点から上方に放出される二次電子がほとんど存在しないためである。他方、光子エネルギー約 1 MeV 以上の場合、上方に放出される二次電子は増加するが、上方には水が存在しないことにより、これらの二次電子が体積素(1,1)には戻ってこないためである。

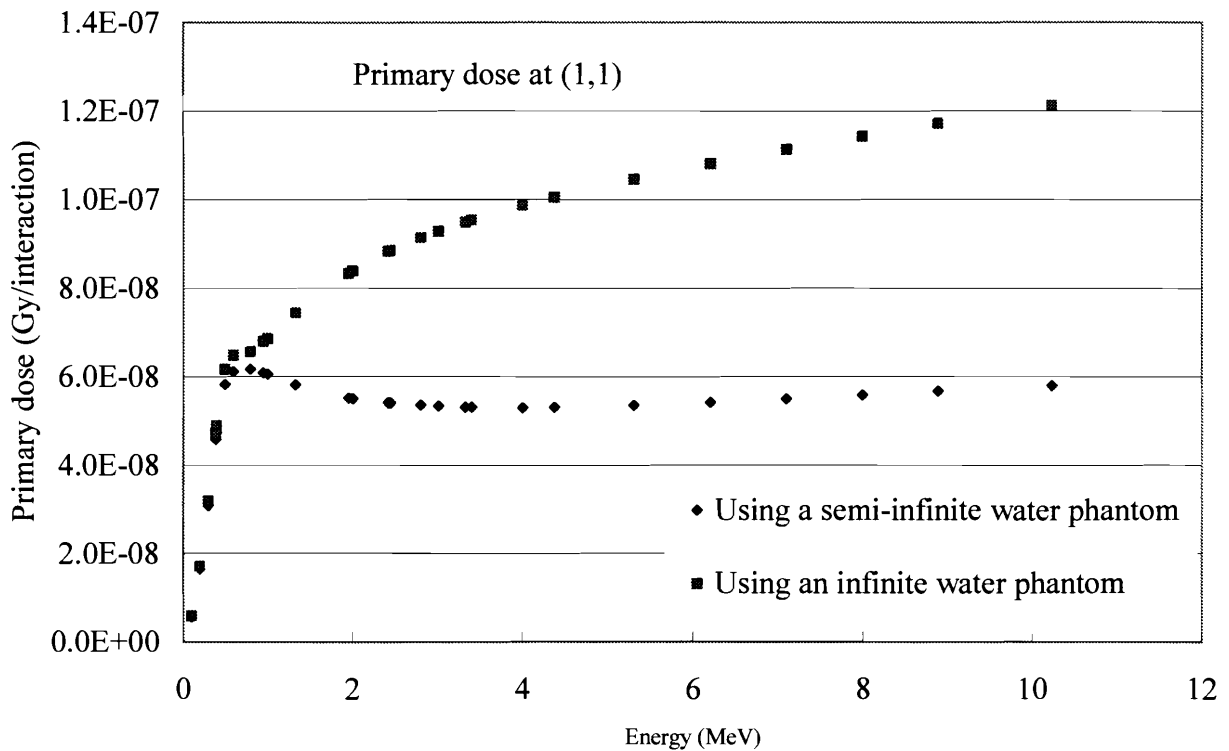
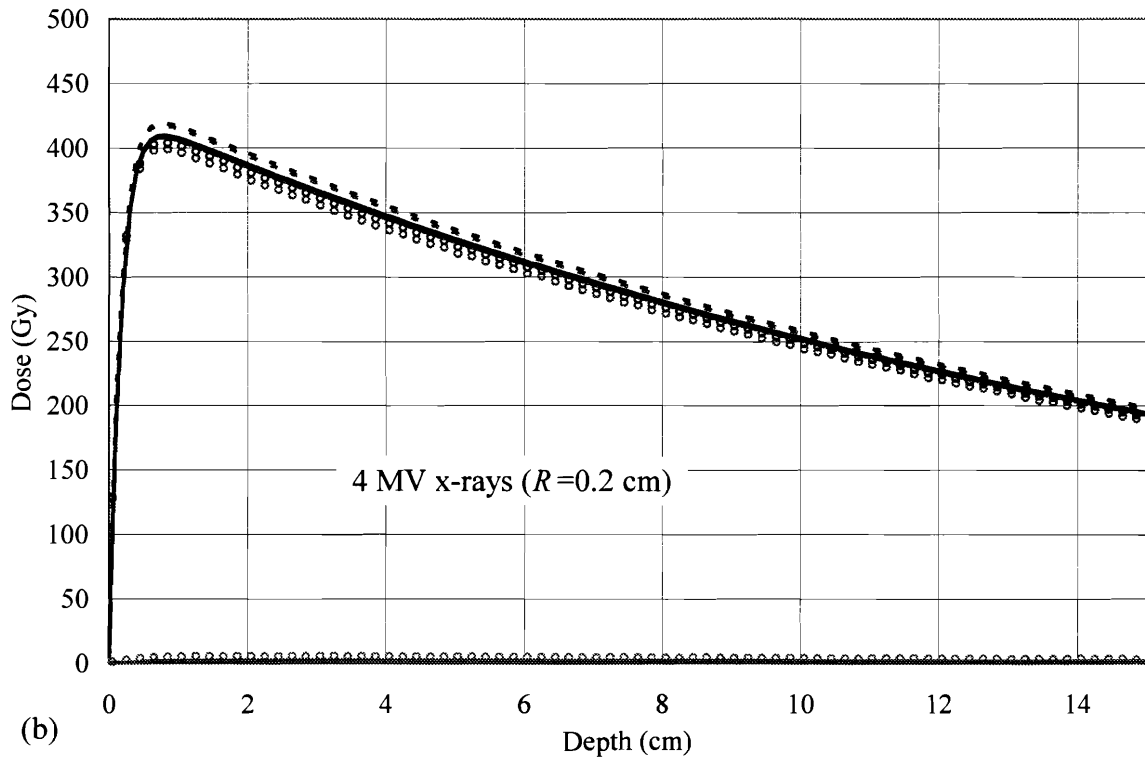
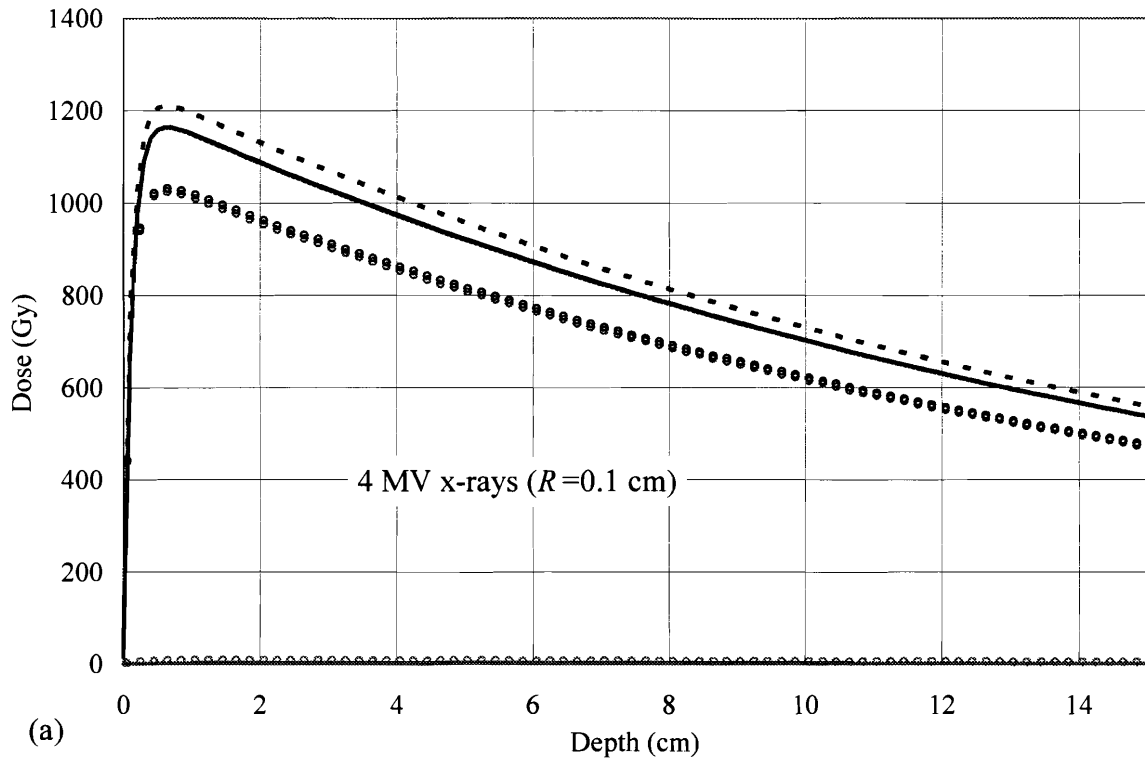


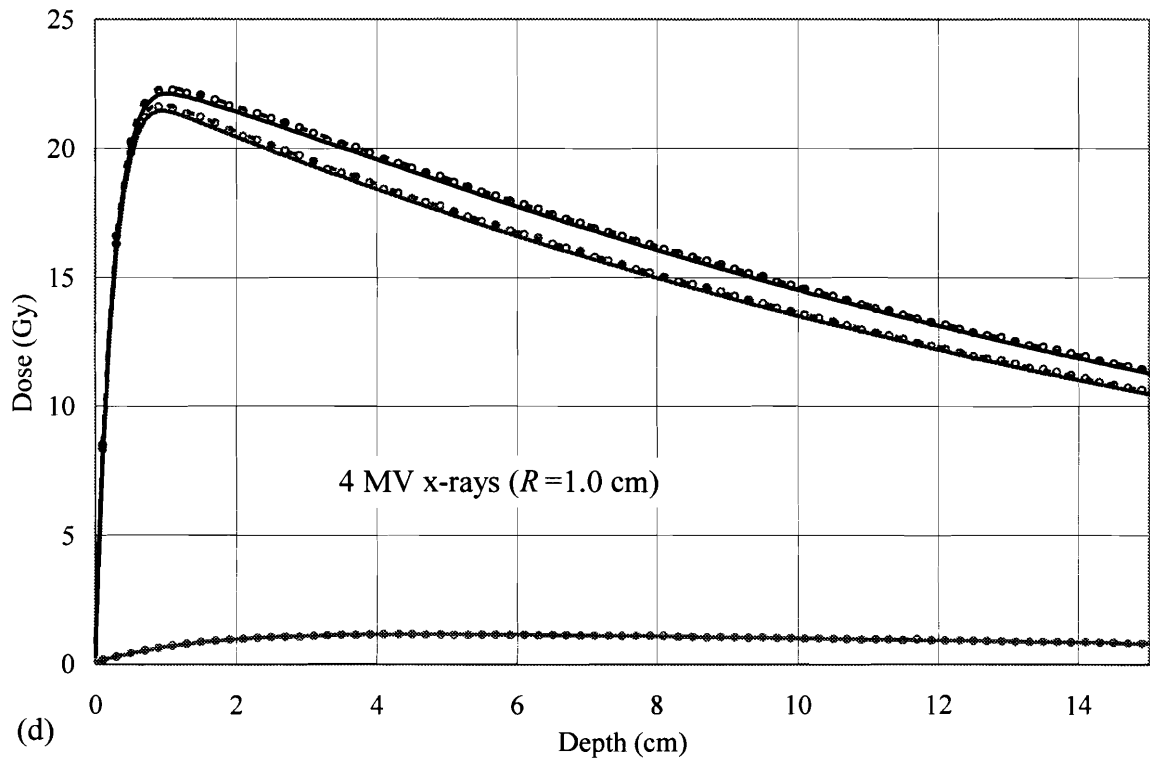
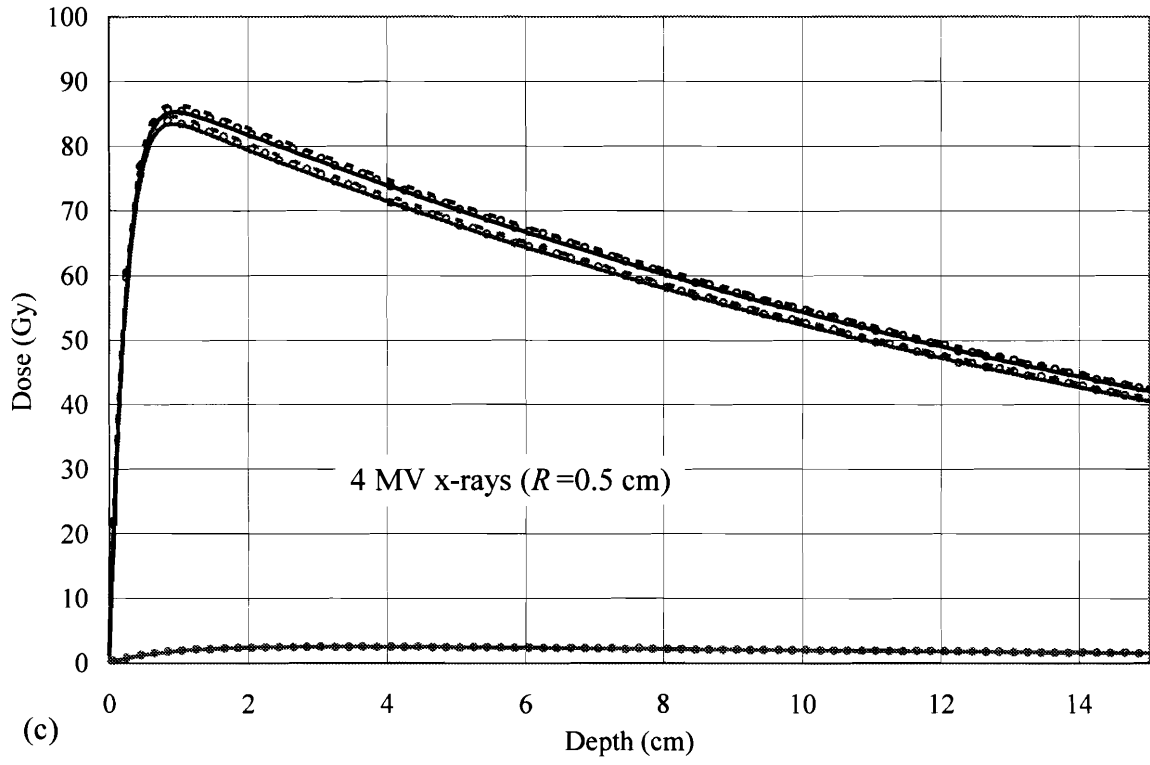
Fig. 9 Diagram showing how the primary dose (Gy/interaction) at a matrix element of (1,1) (Fig. 2) changes with the photon energy using an infinite and a semi-infinite water phantoms.

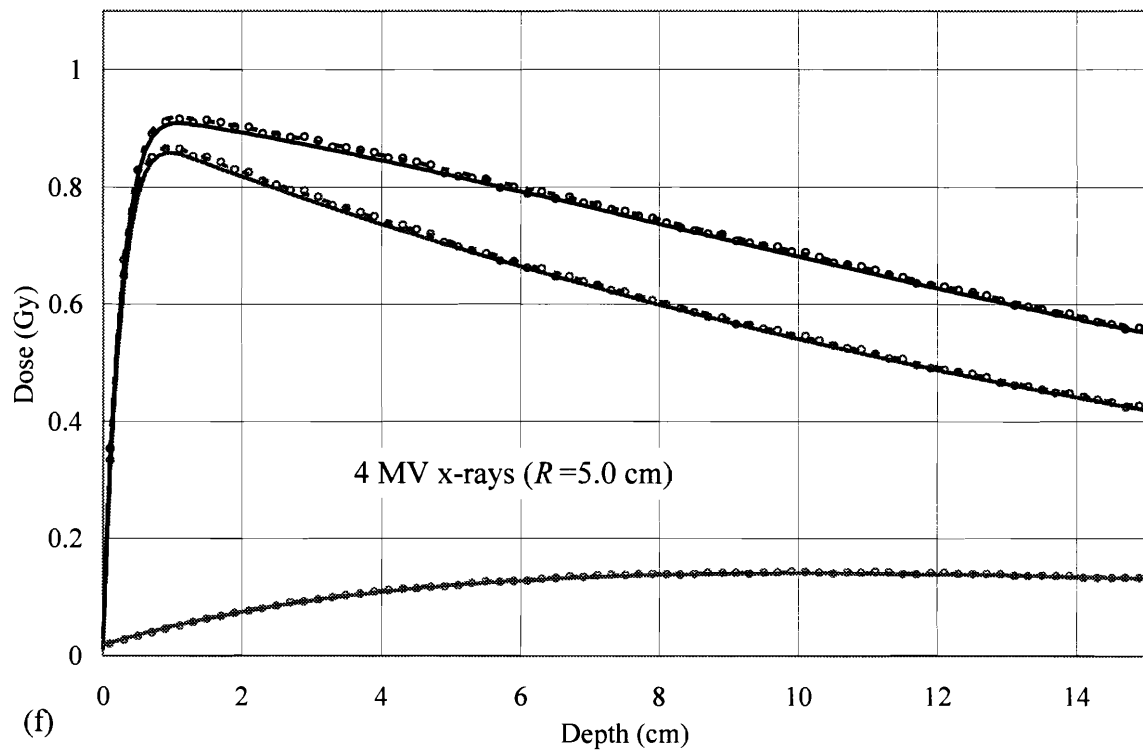
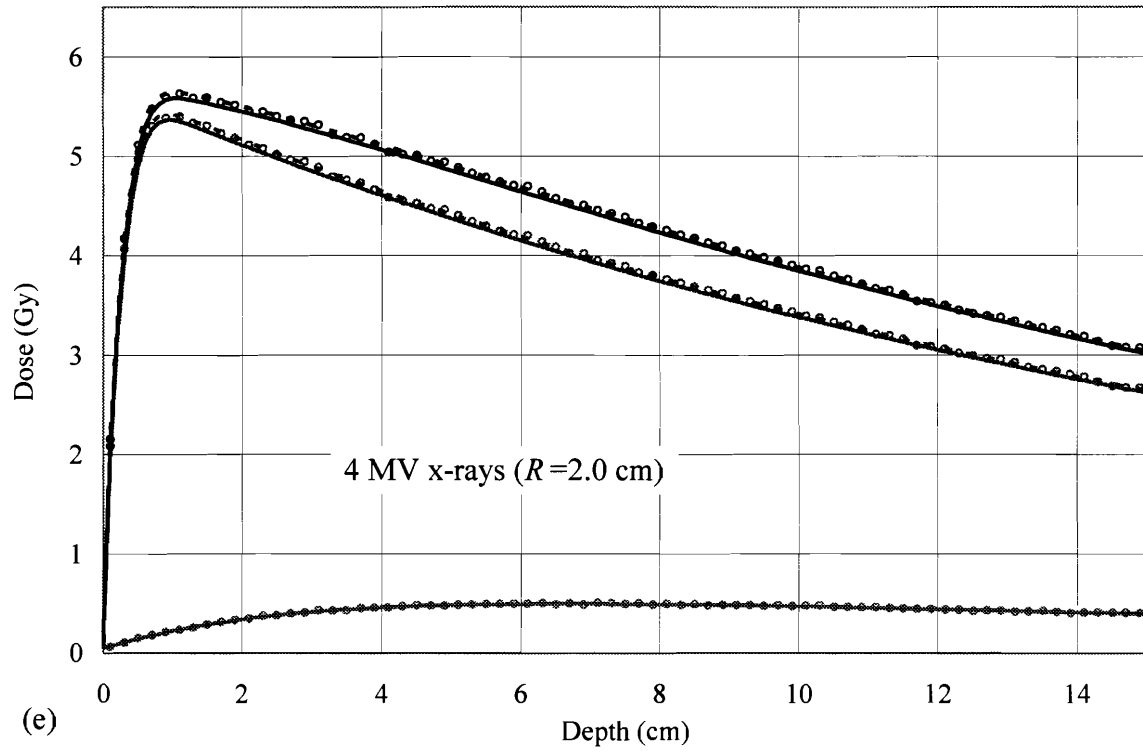
Fig. 10 及び 11 は、それぞれ 4 及び 10 MV X 線（平行ビーム）に対して、無限及び半無限水ファントムで得られた一次及び散乱ドーズカーネルを用いたコンボルーション法によるビーム中心軸線量(Gy)とモンテカルロシミュレーションにより直接得られたビーム中心軸線量(Gy)の比較を表したものである。点線は、無限水ファントムで得られた一次及び散乱ドーズカーネルを式(34)-(36)を用いてコンボルーションによって得られた全スペクトルに対するビーム中心軸での一次（赤点線）、散乱（青点線）及び全線量（緑点線）を表したものである。実線は、半無限水ファントムで得られた一次及び散乱ドーズ

ズカーネルを式(34)-(36)を用いてコンボリューションによって得られた全スペクトルに対するビーム中心軸での一次（赤実線）、散乱（青実線）及び全線量（緑実線）を表したものである。丸印は、モンテカルロシミュレーションにより直接得られた各エネルギービンの単色エネルギー光子によるビーム中心軸線量を用いて、式(30),(32)及び(33)により全スペクトルに対する一次（赤丸）、散乱（青丸）及び全線量（緑丸）を表したものである。ここで、Fig. 10 (a)-(f)は照射野半径がそれぞれ 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0 及び 5.0 の場合の結果である。4 及び 10 MV X 線の両者のそれぞれに対して、ビーム中心軸線量の比較に関する詳細は以下に示す通りである。

- (1) 照射野サイズが小さくなるにつれて一次線量に対する散乱線量成分の割合が減少することが示されている。照射野サイズが小さくなるにしたがって一次線量の割合が増大することから、小照射野に対して正確な線量計算を行うためには一次及び散乱線量を別々に計算し、特に一次線量をより精度よく計算を行うことが重要である。
- (2) 照射野半径 0.2-0.5 cm において、半無限水ファントムにより作られる一次及び散乱ドーズカーネルを用いて計算されたビーム中心軸線量の方がモンテカルロシミュレーションにより得られた結果に近い線量カーブを示している。従って、小さい照射野での線量計算を行う場合は、半無限水ファントムで得られた一次及び散乱ドーズカーネルを使うべきであることが示唆される。
- (3) 照射野半径 1-5.0 cm において、無限又は半無限水ファントムによって得られた一次及び散乱ドーズカーネルによるビーム中心軸線量を比較すると、両者に有意差はなく、またモンテカルロシミュレーションにより得られた結果ともよく一致している。
- (4) 照射野半径 0.1 cm では、半無限水ファントムによるドーズカーネルを用いて計算されたビーム中心軸線量は、無限水ファントムによるドーズカーネルを使って計算されたビーム中心軸線量に比べると全般的にわずかに小さいが、モンテカルロシミュレーションにより直接得られたビーム中心軸線量に比べると、やや大きい値を示す。
- (5) 散乱線量に関しては、無限又は半無限水ファントムの使用に関して有意差はなく、モンテカルロシミュレーションにより得られたビーム中心軸線量の結果と概ね一致している。







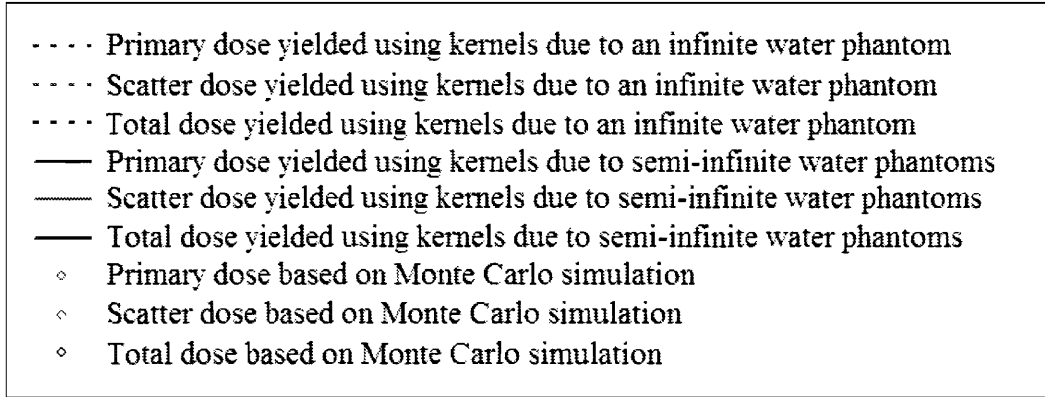
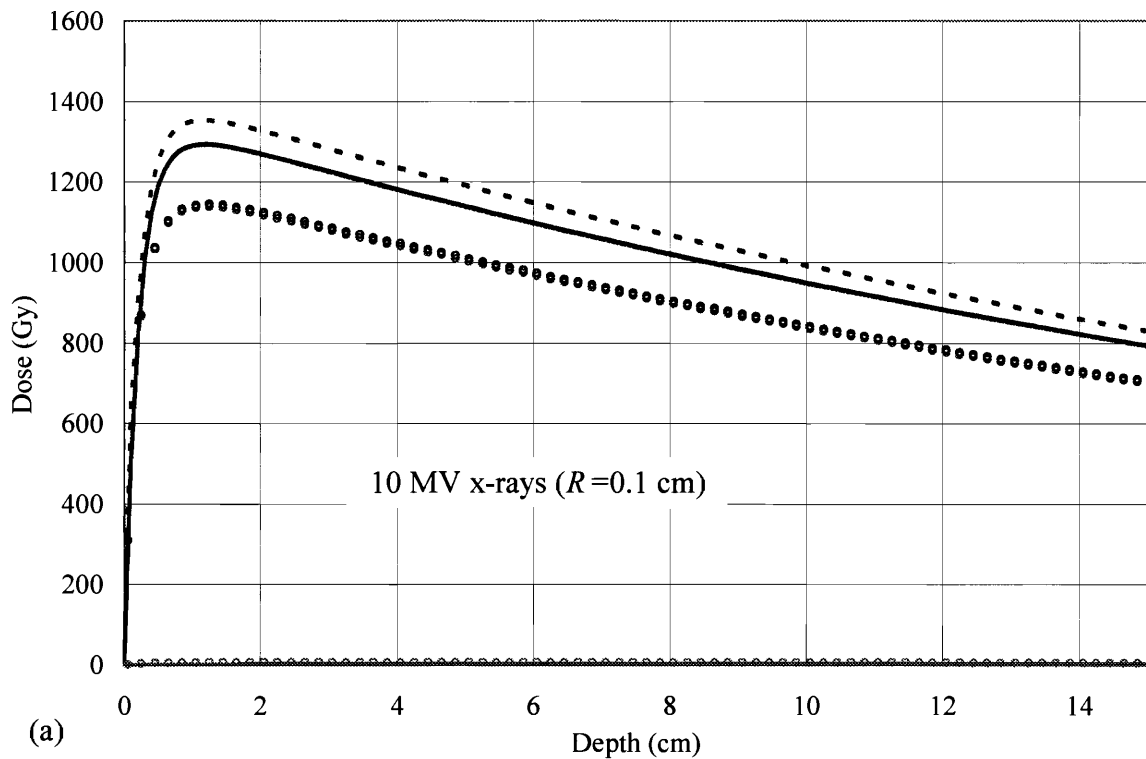
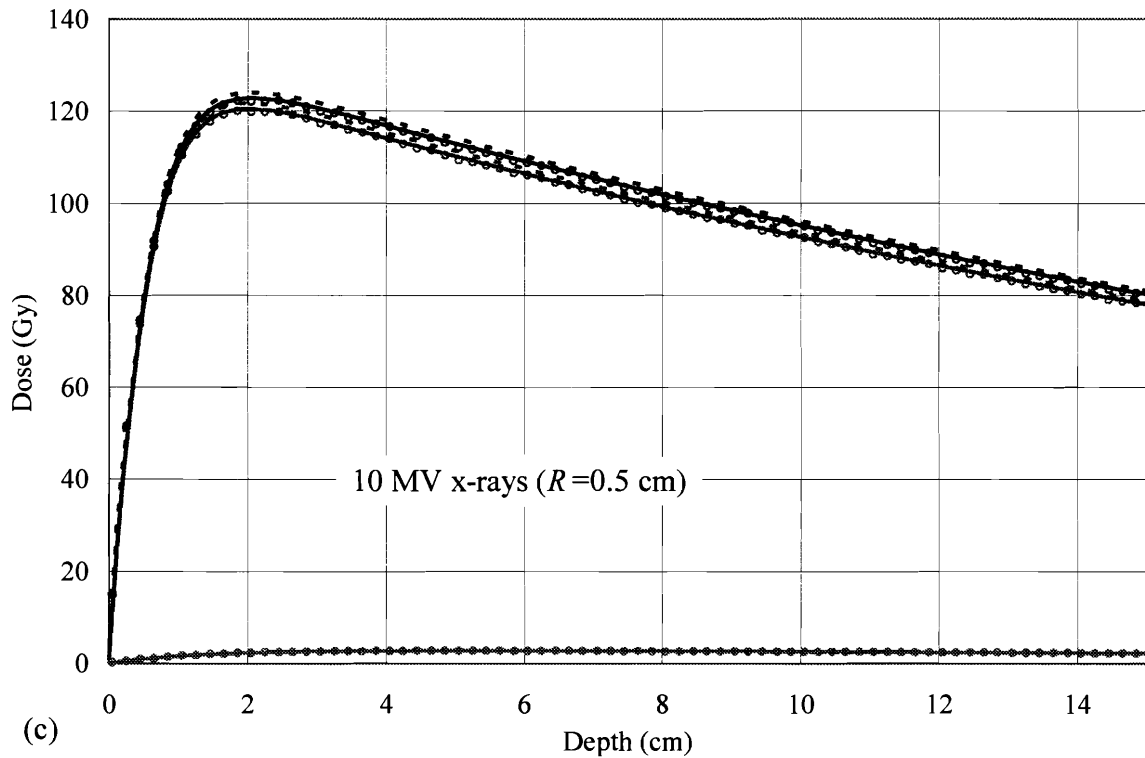
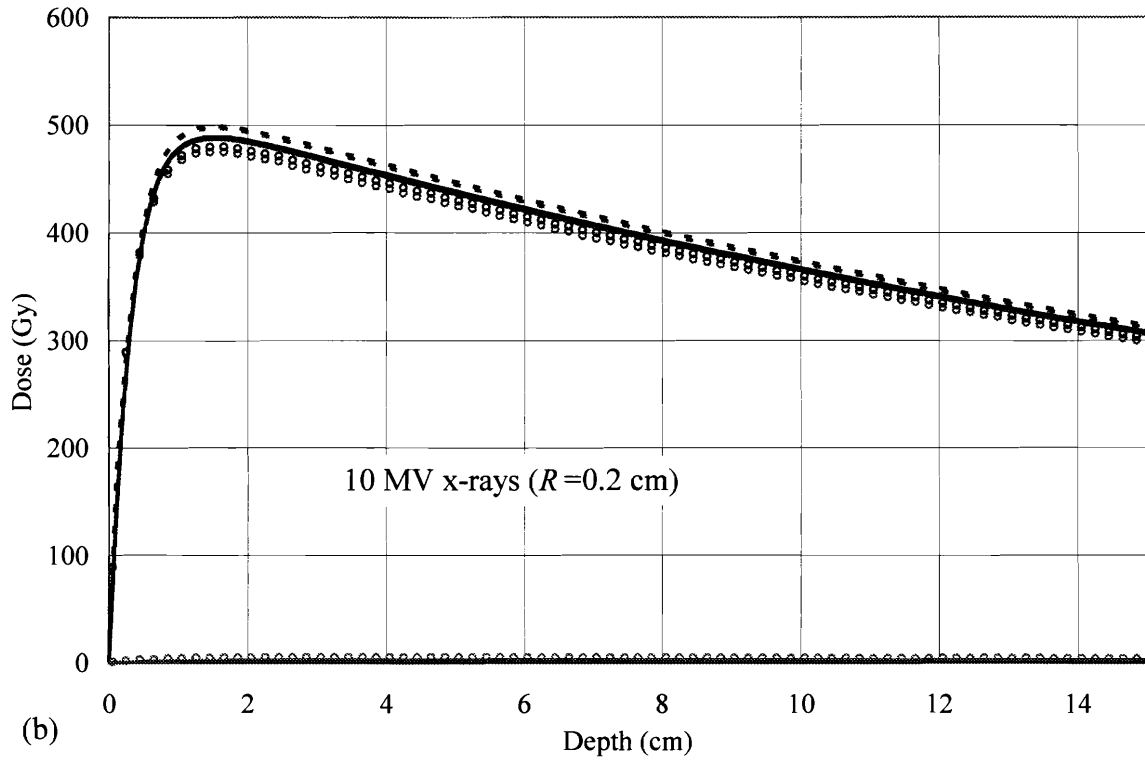
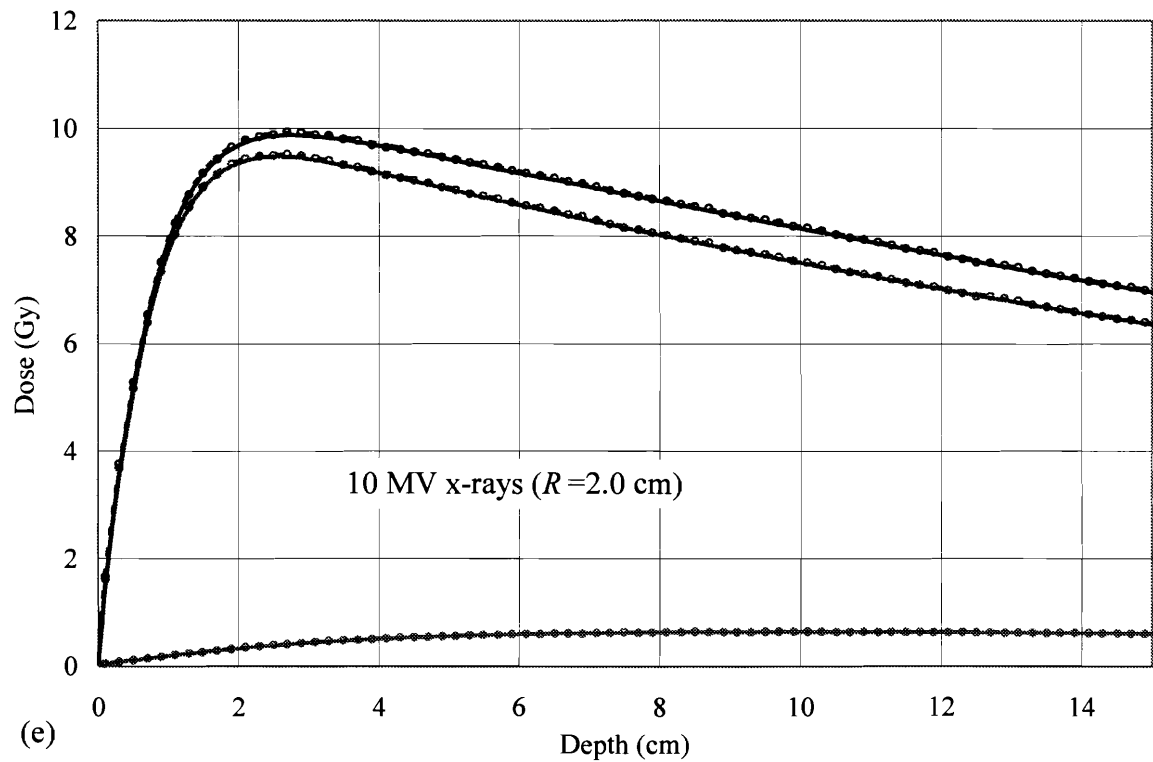
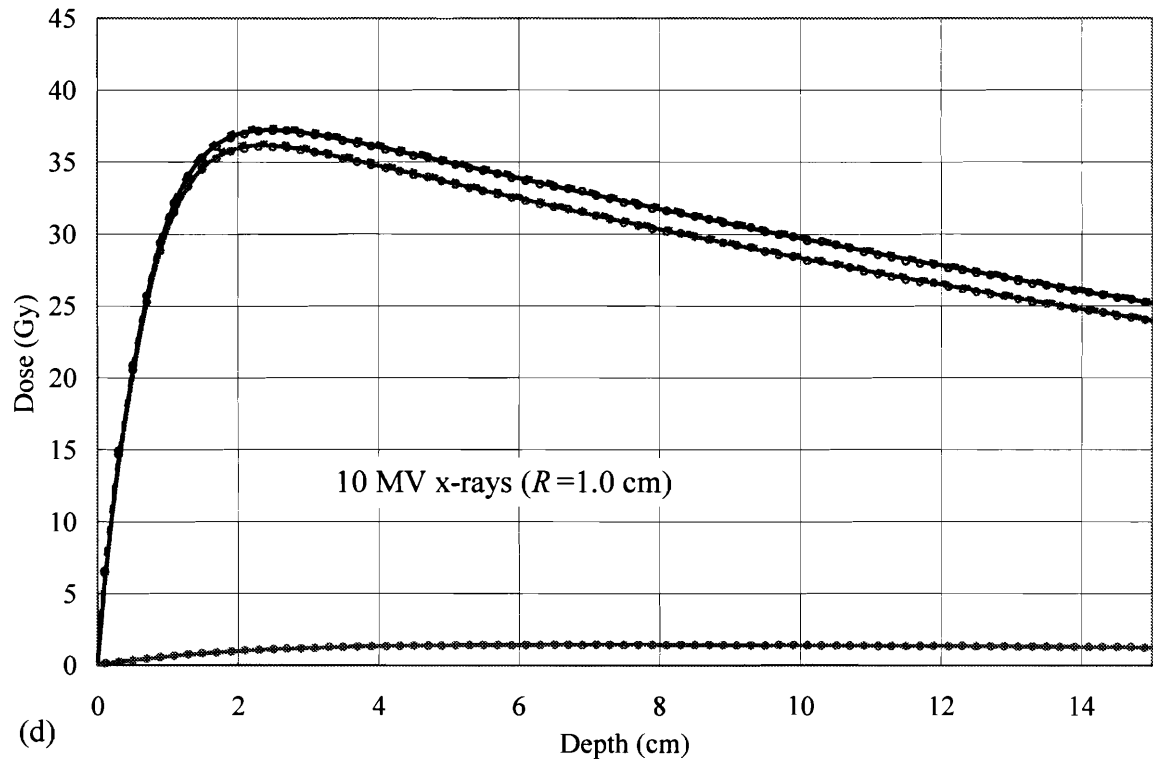


Fig. 10 Three types of curves for each of central-axis total, primary, and scatter doses (Gy) for 4 MV parallel x-rays in water for field radii of (a) $R=0.1$ cm, (b) $R=0.2$ cm, (c) $R=0.5$ cm, (d) $R=1.0$ cm, (e) $R=2.0$ cm, and (f) $R=5.0$ cm; one was yielded using primary and scatter dose kernels simulated using a set of semi-infinite water phantoms, another yielded using primary and scatter dose kernels simulated using an infinite water phantom, and still another yielded directly based on Monte Carlo simulation.







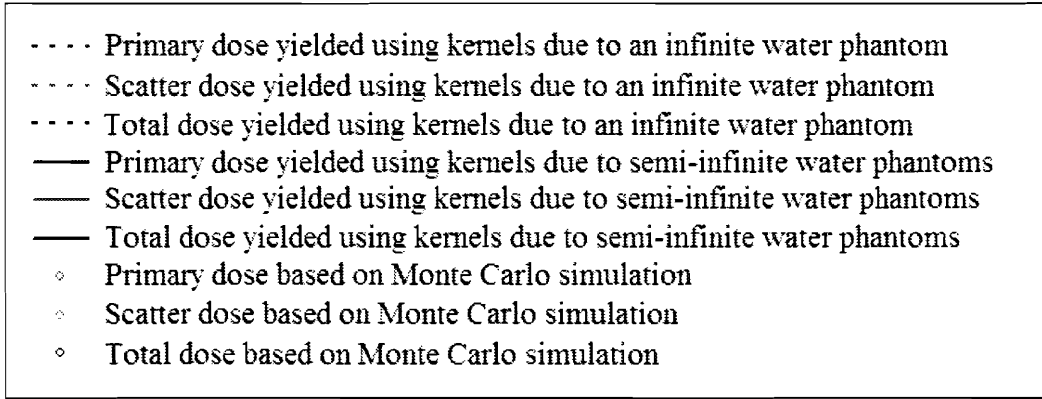
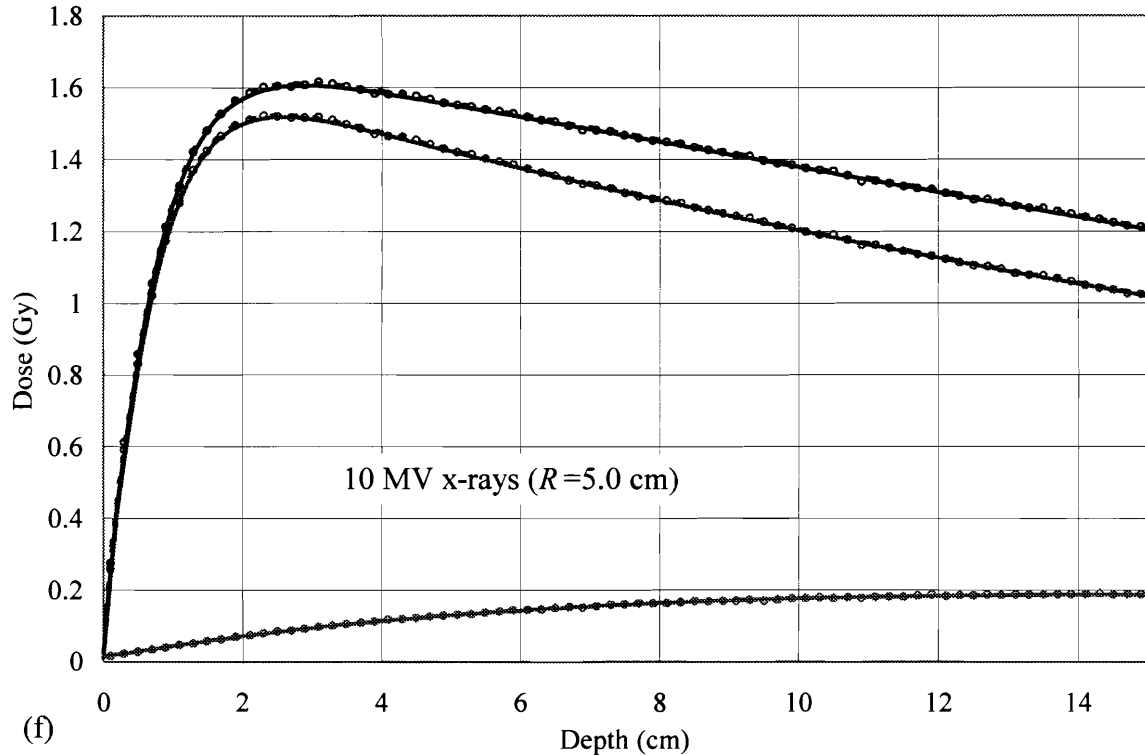
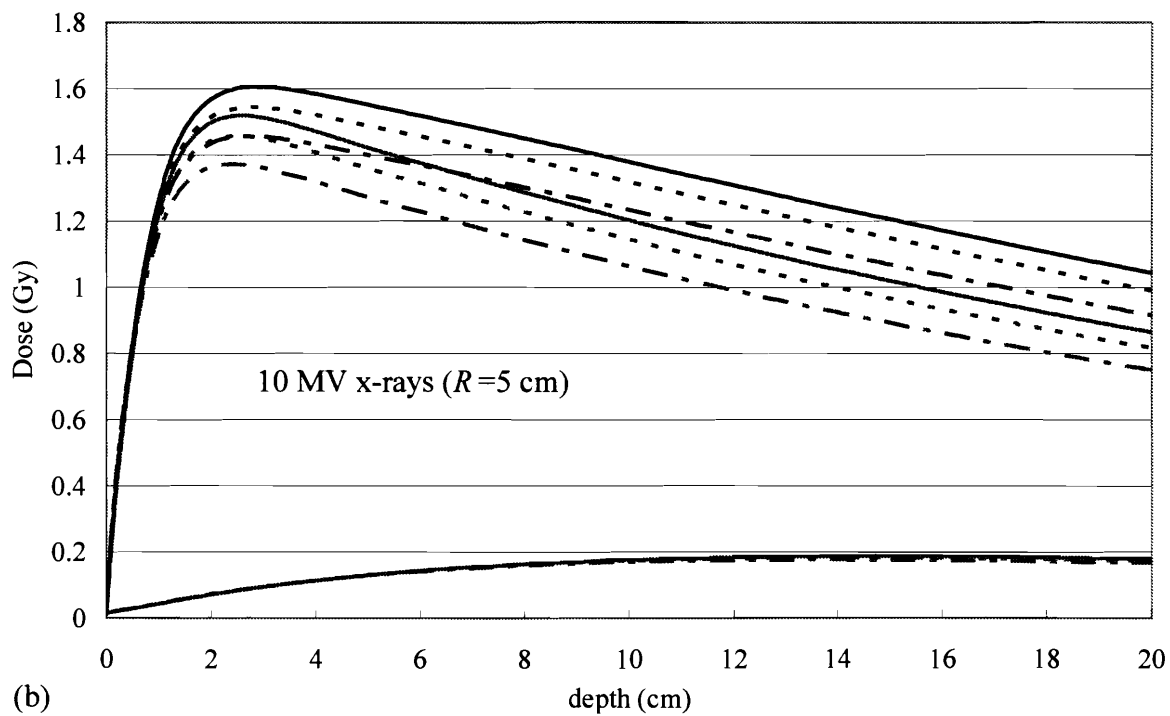
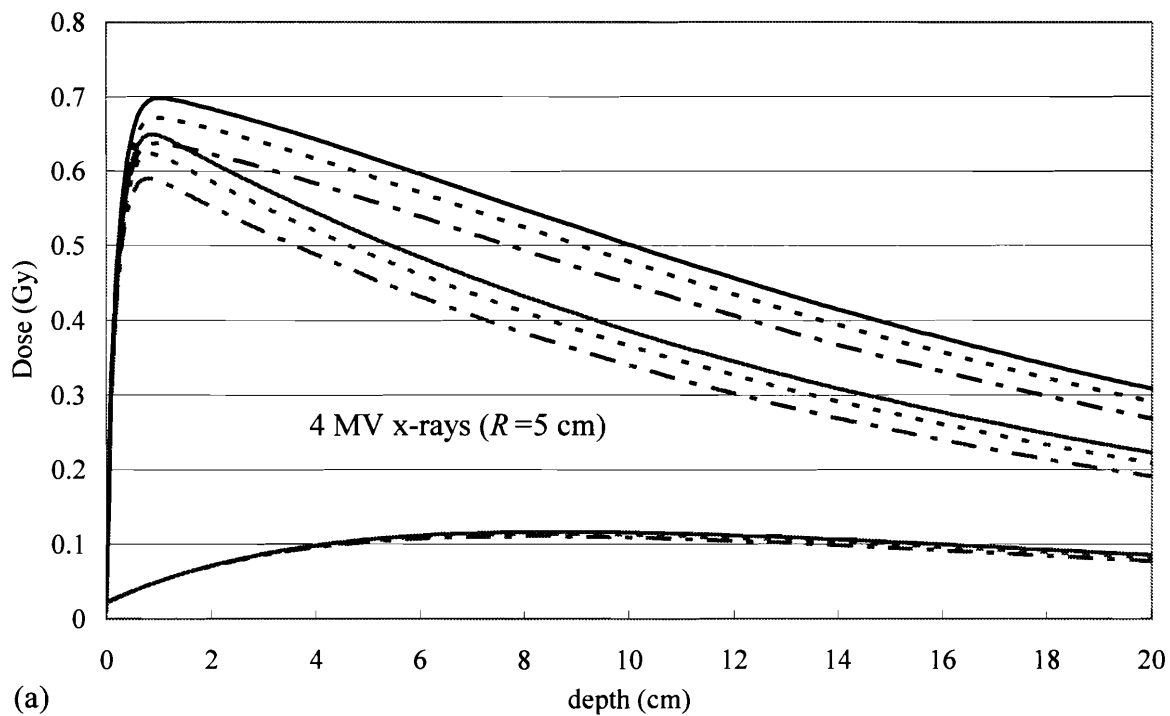


Fig. 11 Three types of curves for each of central-axis total, primary, and scatter doses (Gy) for 10 MV parallel x-rays in water for field radii of (a) $R=0.1$ cm, (b) $R=0.2$ cm, (c) $R=0.5$ cm, (d) $R=1.0$ cm, (e) $R=2.0$ cm and (f) $R=5.0$ cm; one was yielded using primary and scatter dose kernels simulated using a set of semi-infinite water phantoms, another yielded using primary and scatter dose kernels simulated using an infinite water phantom, and still another yielded directly based on Monte Carlo simulation.

Fig. 12は、(a) 4 及び(b) 10 MV X線（平行ビーム）に対して、半無限水ファントムにより得られた一次及び散乱ドーズカーネルと軸外距離 0, 5.0 及び 10.0 cm での X線スペクトルを用いて、一定の光子数 (1×10^{13}) の入射による半径 5 cm の照射野におけるビーム中心軸線量である。その結果、任意の深さにおいて、軸外距離の増加と共に一次及び散乱線量が減少することが判明した。特に、一次線量はこの

傾向が大きい。これは、フラットニングフィルタの構造に原因して、軸外距離の増加と共に X 線の軟化が増強されるためであると考えられる。



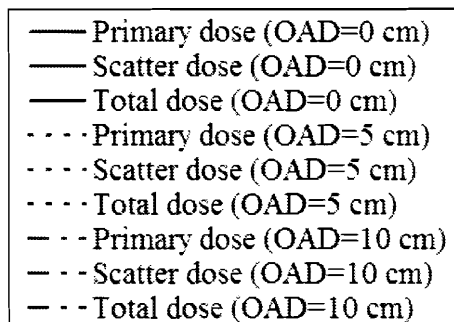


Fig. 12 Primary, scatter and total dose (Gy) for (a) 4 and (b) 10MV parallel x-rays at a field radius of 5 cm, calculated using dose kernels simulated in a set of semi-infinite water phantoms and using Monte Carlo simulation, on the basis of x-ray spectra at OAD=0 cm, 5.0 cm and 10.0 cm.

IV. 考 察

Fig. 10 (a)及び 11 (a)に示したそれぞれの 4 及び 10 MV X 線に対して，無限及び半無限水ファントムで得られた一次及び散乱ドーズカーネルを用いた照射野半径 0.1 cm でのビーム中心軸線量は，モンテカルロシミュレーションにより直接得られた結果よりやや大きい値であった．これは，以下に起因していると考えられる．

- (1) 一次ドーズカーネルの深さ及び半径方向の分割間隔の取り方（詳細は後述）
- (2) モンテカルロシミュレーションにより直接得られたビーム中心軸線量の半径方向における分割間隔の取り方（詳細は後述）
- (3) 一次及び散乱ドーズカーネルの各ボクセルの線量値そのものを単純に使用したコンボリューション（詳細は後述）

(1)に対する詳細

本研究では，一次ドーズカーネルの分割間隔を $\Delta Z = \Delta R = 0.05$ cm と設定した．その理由を述べる．Fig. 13 は，4 MeV の光子に対して，(a) $\Delta Z = \Delta R = 0.05$ cm, (b) $\Delta Z = \Delta R = 0.01$ cm, (c) $\Delta Z = \Delta R = 0.005$ cm と変化させた場合において，一次ドーズカーネルの Z 軸上での光子作用点から下方の線量 (Gy/作用光子) を表わしたものである． $\Delta Z = \Delta R = 0.01$ cm 及び $\Delta Z = \Delta R = 0.005$ cm では，光子の作用点付近（作用点から約 2 cm）でいくつかのスパイク形状が確認される．これは，モンテカルロシミュレーションにおける二次電子の輸送法に依存すると考えられる．EGSnrc では，一次光子の作用により発生する二次電子は，約 2 倍ずつ移動距離 (electron scattering step size) を増してエネルギー沈積が行われている．つまり，分割間隔を

細かく設定すると、光子作用点付近において二次電子のエネルギー沈積が起り易いボクセルと起り難いボクセルが生ずる。従って、光子作用点から下方の領域では Fig. 13 で示される形状が見られる。本研究では、 $\Delta Z = \Delta R = 0.05$ cm を採用し、スパイク形状が生じないようにした。モンテカルロシミュレーションコードの最新版である EGS5 では、電子の輸送方法が変更されている³⁶⁾。

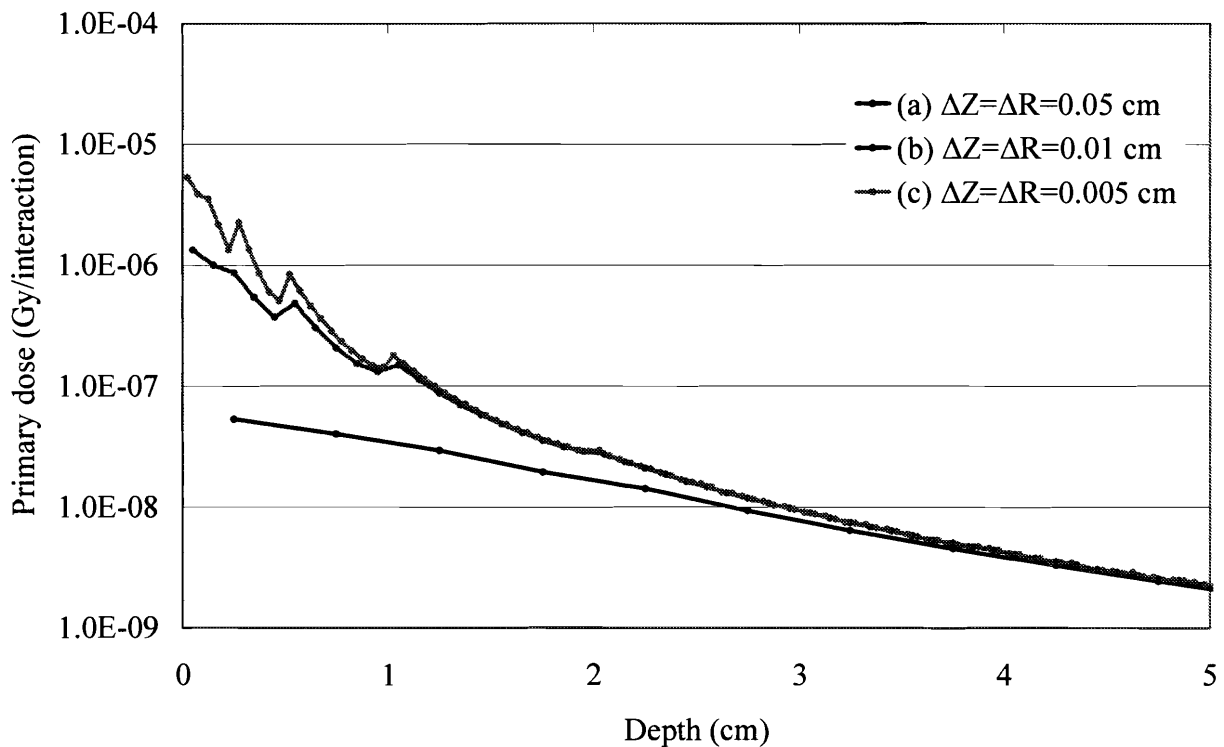
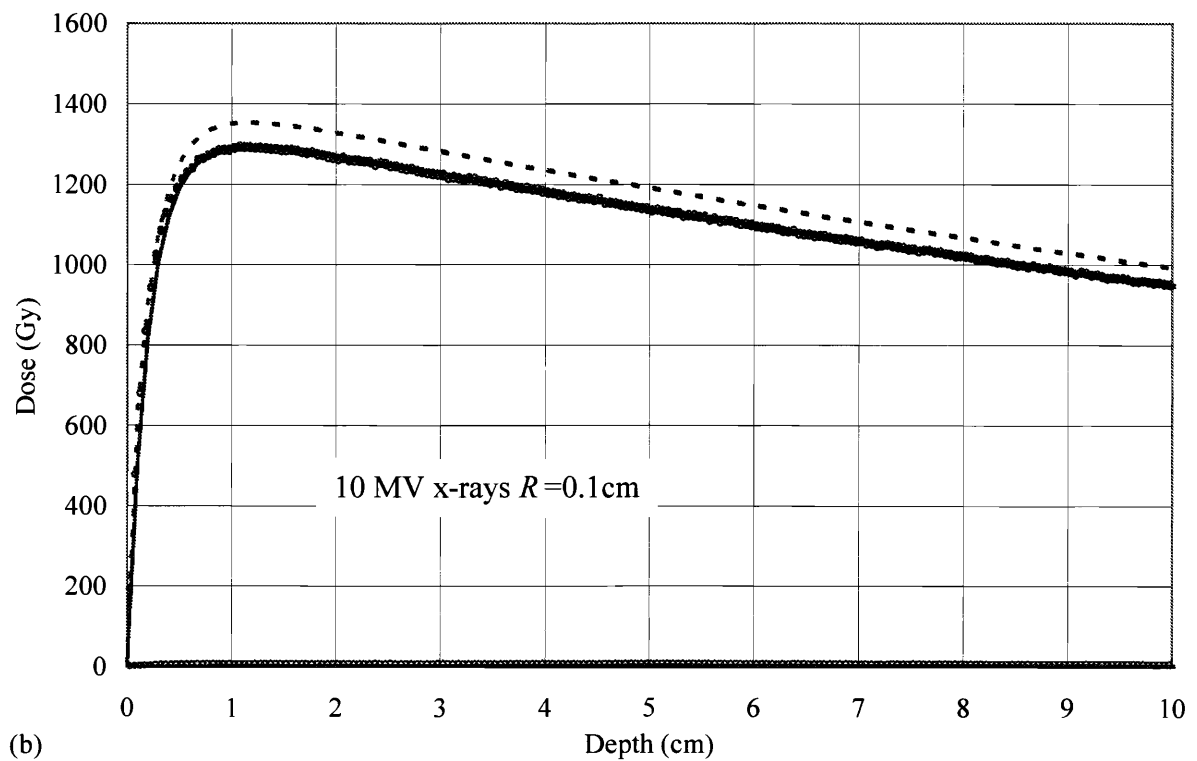
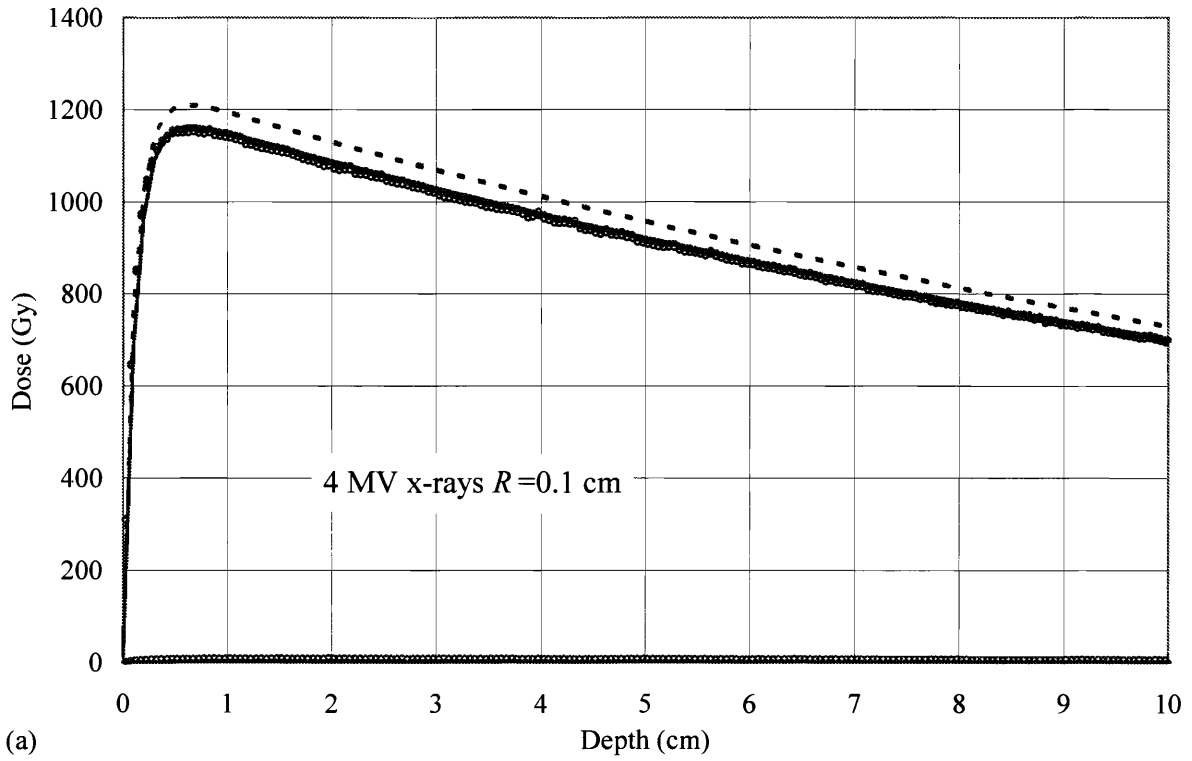


Fig. 13 Three primary dose kernels for 4 MeV photons, showing doses (Gy/interaction) along the Z-axis from an interaction point. They were yielded using Monte Carlo simulation with (a) $\Delta Z = \Delta R = 0.05$ cm, (b) $\Delta Z = \Delta R = 0.01$ cm, and (c) $\Delta Z = \Delta R = 0.005$ cm.

(2)に対する詳細

モンテカルロシミュレーションにより直接得られたビーム中心軸線量の分割間隔 ($\Delta Z = \Delta R = 0.1$ cm) が照射野半径と等しいことにより、モンテカルロシミュレーションで直接得られたビーム中心軸線量の方が低い値を示すことになる。Fig. 14 は、(a)4 及び(b)10 MV X 線に対して、分割間隔を $\Delta Z = \Delta R = 0.1$ cm から $\Delta Z = \Delta R = 0.05$ cm に変更してビーム中心軸線量を求めた。この結果より、分割間隔が 0.1 cm の場合に比べ 0.05 cm で得られたビーム中心軸線量の方が、半無限水ファントムにより得られたドーズカーネルを用いて計算されたビーム中心軸線量とモンテカルロシミュレーションで得られたそれとがよく一

致することが判明した.



- Primary dose yielded using kernels due to an infinite water phantom
- Scatter dose yielded using kernels due to an infinite water phantom
- Total dose yielded using kernels due to an infinite water phantom
- Primary dose yielded using kernels due to semi-infinite water phantoms
- Scatter dose yielded using kernels due to semi-infinite water phantoms
- Total dose yielded using kernels due to semi-infinite water phantoms
- ◊ Primary dose based on Monte Carlo simulation
- ◊ Scatter dose based on Monte Carlo simulation
- ◊ Total dose based on Monte Carlo simulation

Fig. 14 Three types of curves for each of central-axis total, primary and scatter doses (Gy) for (a) 4 and (b) 10 MV parallel x-rays in water for a field radius of 0.1 cm; one was yielded using primary and scatter dose kernels simulated using a set of semi-infinite water phantoms, another yielded using primary and scatter dose kernels simulated using an infinite water phantom, and still another yielded directly based on Monte Carlo simulation.

(3)に対する詳細

Fig. 10 及び 11 に示すように、4 及び 10 MV X 線の照射において、比較的浅い領域では、無限及び半無限水ファントムで得られたドーズカーネルを用いたコンボリューション法によるビーム中心軸線量は互いに実質的には同じである。また、これらはモンテカルロシミュレーションにより得られたビーム中心軸線量より僅かに低い値であった。この研究では、得られた一次及び散乱ドーズカーネルの各ボクセルの線量値そのものを単純に使用してコンボリューションを行った。その結果、比較的浅い領域では、光子作用点付近の一次ドーズカーネルの大きな値によって、コンボリューション法による線量計算が比較的大きく影響を受けることとなった。本来は、光子作用点付近において、内挿又は外挿補間を用いて、細分化したドーズカーネル値をコンボリューション法に適用させることが望ましい。

本研究では、岩崎のコンボリューション法に用いる一次及び散乱ドーズカーネルを微分線量法に基づく半無限水ファントムを使って得る方法を開発した。この一次及び散乱ドーズカーネルを用いたコンボリューション法によって計算されたビーム中心軸線量とモンテカルロシミュレーションで直接得られたビーム中心軸線量との比較を行った。その結果、平行光子ビームによる水媒体への照射条件に対しては、従来からのコンボリューション法に使用されている無限水ファントムに基づくドーズカーネルを使用する場合に比べて、広範囲の照射野において、より正確な線量計算を行えることが判明した。特に、半径 0.5 cm 以下の小照射野に対しては線量計算への影響が顕著に現れている。この非常に小さい照射野は、

マルチリーフコリメータ (multi-leaf collimator: MLC) を使用した場合及び強度変調放射線治療 (intensity modulated radiation therapy : IMRT) の場合において頻繁に出現する。

付録 A 微分線量法

この理論は、岩崎の論文²²⁾を参照し記述する。Fig. 15に示すように、半無限ファントムと半径 R の平行光子ビーム円形照射野を設定する。入射ビーム強度は、照射野内では一定、照射野外ではゼロと仮定し、さらに線束に沿っての一次ビーム減弱係数(μ)は、深さと軸外距離の関数でないと仮定する。 K_0 を入射水衝突カーマとすると、照射野内での任意深さ Z における一次水衝突カーマは、

$$K(Z) = K_0 \exp(-\mu Z) \quad (A1)$$

である。

$F(Z,R)$ は、深さ Z 、照射野半径 R に位置する原点 O における一次及び散乱線量と定義する。Fig. 15は、ビーム中心軸上での深さ $Z+dZ$ に位置する原点 O での $F(Z+dZ)$ を得る場合を示す。これを数学的に展開すると、

$$F(Z + dZ) = F(Z, R) + \partial F(Z, R) / \partial Z dZ \quad (A2)$$

となる。

ここで、前方一次及び散乱ドーズカーネル関数 $H_1(Z,r)$ を導入する。これは、入射表面(Z,r)に起因する単位一次水衝突カーマ当り、単位体積当り点(Z,r)から点 O へ到達する一次及び散乱線量を表わす。 $H_1(Z,r)$ を線量計算に用いると、 dZ 層と $F(Z,R)$ を生じるファントム間の作用に起因する一次及び散乱線量を無視するとき、 $F(Z+dZ)$ は二つの構成要素からなることが理解できる。一つは、 $F(Z,R)$ を生じるファントムに対して $K_0 \exp(-\mu dZ)$ の入射一次水衝突カーマによって得られる一次及び散乱線量である。もう一つは、 dZ 層から生じる一次及び散乱線量である。つまり、

$$F(Z + dZ) = F(Z, R) \exp(-\mu dZ) + 2\pi K_0 \int_0^R H_1(Z, r) r dr \quad (A3)$$

を得る。式(A2)及び(A3)の右辺を互いに等しいとすることにより得られる方程式において、 $\exp(-\mu dZ) = 1 - \mu dZ$ と近似し、両辺を R に関して微分すると、

$$H_1(Z, R) = [\partial^2 F(Z, R) / \partial Z \partial R + \mu \partial F(Z, R) / \partial R] / (2\pi R K_0) \quad (A4)$$

が得られる。 $H_1(Z,r)$ は、ファントム表面上での円形照射野の端に位置する点で評価されていることに注目すべきである。

次に、後方一次及び散乱ドーズカーネル関数を含めて、前方一次及び散乱ドーズカーネル関数について要

約する. Fig. 1 に示される 2 つの半無限水ファントムに関して, (a) $H_1(\xi, r)$ は, ファントム表面に位置するペンシルビーム作用点 $O(\xi=0, r=0)$ において, 単位一次水衝突カーマ当り, 単位体積当り点 O から点 (ξ, r) へ到達する前方一次及び散乱線量を表わす. また, (b) $H_2(\eta, r)$ は, ファントム表面から下の深さ η に位置するペンシルビーム作用点 $O(\eta=0, r=0)$ において, 単位一次水衝突カーマ当り, 単位体積当り点 O からファントム表面上の点 (η, r) へ到達する後方一次及び散乱線量を表わす. $H_1(\xi, r)$ 及び $H_2(\eta, r)$ 関数に関して, $\xi \rightarrow 0$ 及び $\eta \rightarrow 0$ に対して $H_1(0, r) = H_2(0, r)$ が得られる. 上記の $H_1(\xi, r)$ 及び $H_2(\eta, r)$ 関数を用いると, Fig. 15 の $F(Z, R)$ は,

$$F(Z, R) = 2\pi K_0 \int_0^R \int_0^Z H_1(\xi, r) \exp[-\mu(Z - \xi)] r dr d\xi + 2\pi K_0 \int_0^R \int_0^\infty H_2(\eta, r) \exp[-\mu(Z + \eta)] r dr d\eta \quad (A5)$$

と導くことができる. 式(A5)の右辺は, コンボルーション式を記述する. 第1項及び2項は, 原点 O における前方及び後方線量成分をそれぞれ表わす. 式(A5)を使って第2項が正確に $F(0, r) \exp(-\mu dZ)$ と等しいことが証明される.

上記の理論的考察から, 精度の高い線量計算を遂行するためには, コンボルーション法で使用する基本ドーズカーネルは, 大きな水ファントム(無限水ファントム)の中心に光子との作用点を設定して作成すべきではないことが結論できる.

散乱線量計算に $H_1(\xi, r)$ 関数を用いる方法は, 本質的には微分散乱線量法^{16,17)}と同じである. 岩崎^{10,32)}は, $H_1(\xi, r)$ 及び $H_2(\eta, r)$ を用いて, 10 MV X線一次及び散乱線量の計算をすでに行っている. ここで, 一次ドーズカーネルは, 零照射野 TMR 関数及び LSD 関数に基づき, また散乱ドーズカーネルは, SMR に基づいて構築されている.

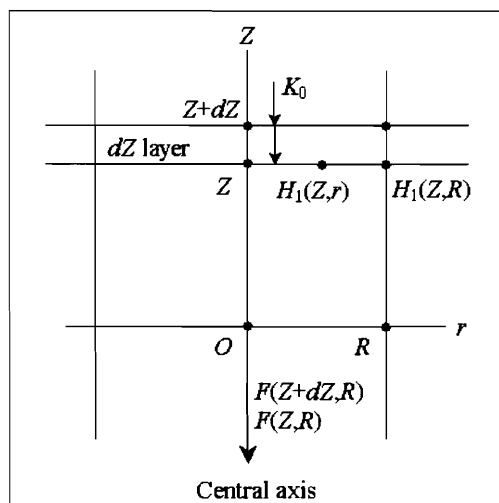


Fig. 15 Using a semi-infinite water phantom, $F(Z, R)$ and $F(Z+dZ, r)$ are defined as the primary or scatter absorbed dose at the point O at depths Z and $Z+dZ$, respectively, on the beam axis for a parallel photon beam irradiation with a field radius of R and incident water collision kerma of K_0 .

付録 B EGSsrcコードの概要

EGSsrcコード⁷⁾は、各粒子(電子、陽子、光子)のヒストリーについて詳細な情報が得られ、特に、医用加速器から発生する治療ビームの特性を分析する上で有用なコードである。このEGSsrcコードシステムを概説する。このコードは、基本的には FORTRAN プログラムであるが、MORTRAN という言語プリプロセッサを用いて、かつての FORTRAN の欠点を補ったものである。Fig. 16 に示すように、EGS コードとユーザーコードとに大別されている。EGS コードには、ユーザーが呼ぶことができるサブルーチン HATCH, SHOWER 及び放射線物理学の基礎データが含まれる。HATCH は PEG4 にある物質データから媒体を決定し、SHOWER は光子・電子の衝突を追跡するサブルーチンである。光子は、コンプトン散乱、電子対生成、光電効果、レイリー散乱、電子は、多重散乱、陽電子消滅、陽電子衝突散乱、電子衝突散乱、そして制動放射の各種相互作用を取り扱う。ユーザーは放射線の線源と照射されるビームを主に決定する MAIN プログラムを記述し、サブルーチン HOWFAR, HOWNEAR, AUSGAB を含むユーザーコードを組立てる必要がある。HOWFAR, HOWNEAR は媒体の幾何学的構造を定義し、AUSGAB はユーザーが得たい物理量を記録するために定義するために使用される。

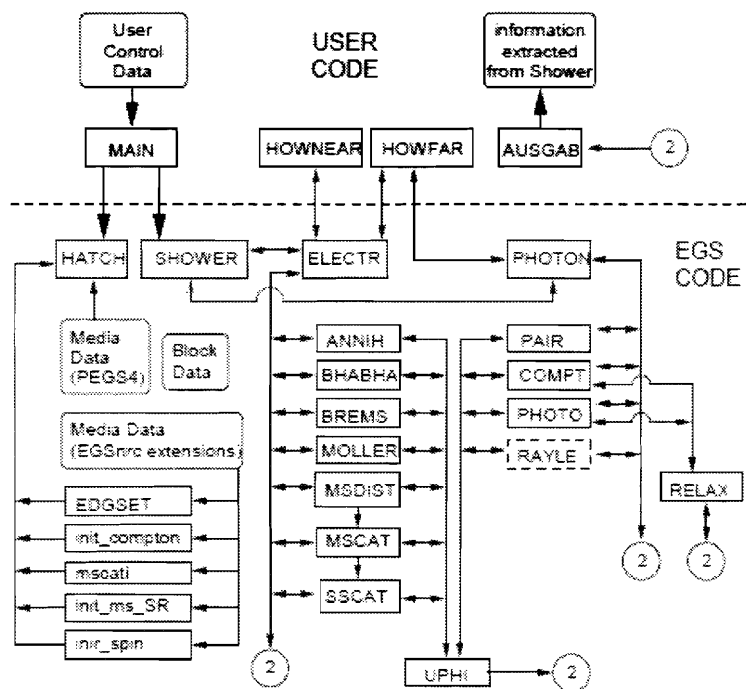


Fig. 16 The structure of the EGSsrc code system when used with a user-code. (NRCC report PIRS-701)

引用文献

- 1) Cunningham JR: Tissue inhomogeneity corrections in photon-beam treatment planning. In: Orton CG (Ed), Progress in Medical Radiation Physics, Volume 1. Plenum Press, New York: pp. 103-131, 1982.
- 2) Johns HE, Cunningham JR: The physics of radiology, 4th ed. Thomas, Springfield: pp. 336-381, pp. 382-410, 1983.
- 3) Khan FM: The physics of radiation therapy, 2nd ed. Lippincott Wilkins, Baltimore: pp. 176-225, pp. 260-314, 1994.
- 4) Mackie TR, Reckwerdt P, Papanikolaou N: 3-D photon beam dose algorithm. In: Purdy JA, Emami B (Eds), 3-D Radiation Treatment and Conformal Therapy, Medical Physics Publishing Corporation, Madison WI, 1995.
- 5) Mackie TR, Reckwerdt P, McNutt T, Gehring M, Sanders C: Photon beam dose computations. In: Mackie TR, Palta JR (Eds), Teletherapy: Present and Future Advanced Medical Publishing, Asdison WI, 1996.
- 6) 荒木不次男: 医用加速器 Varian Clinac 2100C のモンテカルロシミュレーション—4 MV と10MV-X 線の線量分布, エネルギースペクトル, 角度分布, フルエンス分布, 平均エネルギー分布の分析—. 日放腫会誌, 17: 53-63, 2005.
- 7) Kawrakow I, Rogers DWO: The EGSnrc Code System: Monte Carlo of electron and photon transport. National Research Council of Canada, Report No PIRS-701:2003.
- 8) DeMarco JJ, Solberg TD, Smathers JB: A CT-based Monte Carlo simulation tool for dosimetry planning and analysis. Med. Phys. 25: 1-11, 1998.
- 9) Mohan R, Antolak J: Monte Carlo techniques should replace analytical methods for estimating dose distributions in radiotherapy treatment planning. Med. Phys. 28: 123-126, 2001.
- 10) Iwasaki A: A convolution method for calculating 10-MV x-ray primary and scatter dose including electron contamination dose. Med. Phys. 19: 907-915, 1992.
- 11) Mackie TR, Scrimger JW, Battista JJ: A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays. Med. Phys. 12: 188-196, 1985.
- 12) Mohan R, Chui C, Lidofisky L: Differential pencil beam dose computation model for photons. Med. Phys. 13: 64-73, 1986.

- 13) Ahnesjö A, Andreo P, Brahme A : Calculation and application of point spread functions for treatment planning with high energy photon beams. *Acta Oncologica* 26 : 1987.
- 14) Mackie TR, Bielajew AF, Rogers DWO, Battista JJ: Generation of photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code. *Phys. Med. Biol.* 33 : 1-20, 1988.
- 15) Ahnesjö A : Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media. *Med. Phys.* 16 : 577-592, 1989.
- 16) O'Connor JE: The variation of scattered x-rays with density in an irradiated body. *Phys. Med. Biol.* 1 : 352-369, 1957.
- 17) Iwasaki A, Matsutani H, Kubota M, Fujimori A, Suzaki K, and Abe Y: A practical method for estimating high-energy x-ray spectra using the iterative perturbation principle proposed by Waggner. *Radiat. Phys. Chem.* 67 : 81-89, 2003.
- 18) 岩崎晃, 久保田護, 廣田淳一, 伊藤雅信, 藤森明, 須崎勝正, 青木昌彦, 阿部由直: ワガナーの反復摂動原理に基づいて開発した高エネルギーX線スペクトル推定法の特性. *日放腫会誌*, 17 : 79-95, 2005.
- 19) Iwasaki A, Kubota M, Hirota J, Fujimori A, Suzaki K, and Abe Y: Characteristic features of a high-energy x-ray spectra estimation method based on the Waggner iterative perturbation principle. *Med. Phys.* 33 : 4056-4063, 2006.
- 20) Ahnesjö A, Aspradakis MM: Dose calculation for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* 44 : 99-155, 1999.
- 21) Iwasaki A : A method for 10 MV x-rays scatter dose-spread kernel construction based on the Bjärngard scatter factor formulation. *Radiat. Phys. Chem.* in press (RPC 2424)
- 22) Iwasaki A: Comments on the primary and scatter dose-spread kernels used for convolution methods. *Radiat. Phys. Chem.* 65 : 595-597, 2002.
- 23) Cunningham JR: Scatter-air ratios. *Phys. Med. Biol.* 17 : 42-51, 1972.
- 24) Iwasaki A, Ishito T: The differential scatter-air ratio and differential backscatter factor method combined with the density scaling theorem. *Med. Phys.* 11 : 755-763, 1984.
- 25) Sasamori M, Iwasaki A, Saitoh H, Kimura S, Seino M, Komai F: New development of high-energy x-ray primary and scatter dose kernels by Monte Carlo simulation. *KEK Proceedings* 2006-4 : 53-65, 2006.
- 26) Cunningham JR: Tissue inhomogeneity corrections in photon-beam treatment planning. In: Orton CG (Ed),

Progress in Medical Radiation physics, Volume 1. Plenum Press, New York: pp. 103-131, 1982.

- 27) Sotag MR, Cunningham JR: The equivalent tissue-air ratio method for making absorbed dose calculations in a heterogeneous medium. *Radiology* 129: 787-794, 1978.
- 28) Attix FX: The partition of kerma to account for bremsstrahlung. *Health Phys.* 36: 347-354.
- 29) Attix FX: Addendum to The partition of kerma to account for bremsstrahlung. *Health Phys.* 36: 536, 1979.
- 30) Attix FX: Energy imparted, energy transferred and net energy transferred. *Phys. Med. Biol.* 28: 1385-1390, 1983.
- 31) Attix FX: Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. Wiley-Interscience, New York: pp. 24-26, 124-159, 1986.
- 32) Iwasaki A: 10 MV x-ray central-axis dose calculation in thorax-like phantoms (water/cork) using the differential primary and scatter method. *Radiat. Phys. Chem.* 65: 11-26, 2002.
- 33) International Commission on Radiation Units and Measurements: Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beam of x or gamma rays in radiotherapy procedures, ICRU Report 24. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD: p. 55, 1976.
- 34) Khan FM, Sewchand W, Lee J, Williamson JF: Revision of tissue-maximum ratio and scatter-maximum ratio concepts for cobalt 60 and higher x-ray beams. *Med. Phys.* 7: 230-237, 1980.
- 35) Hubbell JH: Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 33: 1269-1290, 1982.
- 36) Wilderman: Automated Electron Step Size Optimization in EGS5. *KEK Proceedings 2006-4*: 1-13, 2006.

Abstract

Development of high-energy x-ray primary and scatter dose kernels used in convolution method

Hirosaki University Graduate School of Health Sciences

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

In radiation therapy, it is important to obtain accurate dose distributions. Many algorithms have been developed to

calculate doses. The dose calculation algorithms are changing from correction-based methods to model-based methods (such as convolution and Monte Carlo methods).

Two types of primary and scatter dose kernels used for convolution methods were constructed using Monte Carlo simulation; one was an ordinary type constructed by setting the photon interaction point at the center of a large water phantom, and the other was a new type, constructed using a set of semi-infinite water phantoms based on the differential dose method, setting a particular photon interaction point for each of the semi-infinite water phantoms. Both primary and scatter dose kernels were simulated using the primary water collision kerma as the primary beam intensity. It was found that the primary dose kernel obtained using a set of semi-infinite water phantoms is different from that obtained using a large water phantom where the photon interaction point was set at its center, especially around the photon interaction point.

Experiments were performed for 4 and 10 MV x-ray beams. For each beam, a set of spectra as a function of off-axis distance was reconstructed using the Waggener-Iwasaki method, which was composed of about ten energy bins. Two types of primary and scatter dose kernels were simulated for each of the energy bins. Then central-axis primary and scatter dose distributions for each energy bin were calculated at circle fields of 0.1-5.0 cm using a convolution method. On the other hand, central-axis primary and scatter dose distributions for each of the x-ray beams were similarly obtained directly using Monte Carlo simulation. We compared the results obtained using the two types of primary and scatter dose kernels with those obtained using Monte Carlo simulation. It was found that for circular fields of $R > 0.5$ cm, both convolution-based and Monte Carlo-based dose calculations were almost the same, and that for circular fields of $R < 0.5$ cm, the primary dose kernels simulated using a set of semi-infinite water phantoms could perform more accurate dose calculations than the dose kernels simulated with a photon interaction point in a large water phantom. The idea of using very small fields of $R < 0.5$ cm may be useful for accurate dose calculations by convolution methods when using multi-leaf collimator (MLC) systems for irradiation.

Next, we examined how the central-axis primary and scatter dose distributions vary with effective x-ray energy using x-ray spectra at off-axis distances of 0, 5 and 10 cm. We calculated central-axis primary and scatter dose distributions for a circular field of $R=5$ cm using a convolution method. As a result, it was found that the primary and scatter dose distributions at any depth point decreased with increasing off-axis distance. Namely, it was found that the primary and scatter depth doses at any point decrease with decreasing effective x-ray energy.