

Title	密度尺度理論に基づいた微分SAR式及び微分BSF式を用いて不均質体内の線量を算出する方法
Author(s)	岩崎, 晃; 石戸, 俊雄
Citation	日本医学放射線学会雑誌. 1984, 44(3), p. 503-516
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/18803
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

密度尺度理論に基づいた微分 SAR 式及び微分 BSF 式を用いて不均質体内の線量を算出する方法

弘前大学医療技術短期大学部診療放射線技術学科
岩 崎 晃 石 戸 俊 雄

(昭和58年 4 月14日受付)

(昭和58年 7 月20日最終原稿受付)

Method for Making Absorbed Dose Calculations in a Heterogeneous Medium Using Equations of Differential Scatter-Air Ratio and Differential Backscatter Factor Based on the Density Scaling Theorem

Akira Iwasaki and Toshio Ishito

School of Allied Medical Sciences, Hirosaki University, 66 Hon-cho, Hirosaki-shi,
Aomori-ken 036, Japan

Research Code No. : 201

Key Words : Differential SAR, Differential BSF, Density scaling theorem, Inhomogeneity

Using the density scaling theorem by O'Connor, we have derived two basic equations which make a calculation of scatter in an inhomogeneous phantom. One is the equation of differential scatter-air ratio for calculation of front scatter, and the other is the one of differential backscatter factor for calculation of back scatter. Each contains an average density along the line between a point of calculation and a scattering element, by which attenuation of scatter between them is considered. Let $S(X, R)$ be the scatter-air ratio in water for depth X and field radius R ; and $B(Y, R)$ be the backscatter factor for a water phantom thickness of Y and a field radius of R , which is defined by the "half-immersion technique," then scatter dose to an arbitrary point of q in a heterogeneous phantom irradiated by photons emanating from the source is calculated by

$$S_q = \int_{V_1} k_1(q \leftarrow x, r) \bar{\rho} \cdot P(\xi, \eta, \zeta) \cdot \rho(\xi, \eta, \zeta) dv_1 + \int_{V_2} k_2(q \leftarrow y, r) \bar{\rho} \cdot P(\xi, \eta, \zeta) \cdot \rho(\xi, \eta, \zeta) dv_2$$

$$k_1(q \leftarrow x, r) \bar{\rho} = \bar{\rho}^{\frac{3}{2}} \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi\bar{\rho}r} \left(\frac{\partial^2 S(\bar{\rho}x, \bar{\rho}r)}{\partial X \partial R} + \mu \frac{\partial S(\bar{\rho}x, \bar{\rho}r)}{\partial R} \right)$$

$$k_2(q \leftarrow y, r) \rho = \bar{\rho}^{\frac{3}{2}} \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi\bar{\rho}r} \left(\exp(\mu \bar{\rho}y) \frac{\partial^2 B(\bar{\rho}y, \bar{\rho}r)}{\partial Y \partial R} \right)$$

where $P(\xi, \eta, \zeta)$ is the primary dose to (ξ, η, ζ) ; $\rho(\xi, \eta, \zeta)$ is the relative electron density at (ξ, η, ζ) ; $\bar{\rho}$ is the average electron density along the line between q and (ξ, η, ζ) ; μ is the linear attenuation coefficient of water for the primary radiation; and d_m is the reference depth in water for the primary. $k_1(q \leftarrow x, r) \bar{\rho}$ expresses the amount of front scatter to q arising from a scattering element (x, r) above q per unit primary dose, per unit relative electron density, per unit volume at (x, r) , and $k_2(q \leftarrow y, r) \rho$ the amount of back scatter to q arising from a scattering element (y, r) below q per unit primary dose, per unit relative electron density, per unit volume at (y, r) . Primary dose to (ξ, η, ζ) is given by

$$P(\xi, \eta, \zeta) = \exp[-\mu(\zeta' - d_m)] \left(\frac{f + d_m}{f + \zeta} \right)^2 \text{RPD}(\xi, \eta, \zeta)$$

where ζ' is the effective length between the source and (ξ, η, ζ) ; ζ is the depth of (ξ, η, ζ) from the nominal surface ($\text{SSD}=f$); and $\text{RPD}(\xi, \eta, \zeta)$ is the relative primary dose to (ξ, η, ζ) in case of no phantom.

Dose calculations were performed for Co-60 gamma fields using soft-tissue phantoms and composite ones with cork or aluminum. The results obtained were compared with published or experimental data with respect to the peak scatter factor for water, the beam-axis dose distribution, and the dose profile. The accuracy of our calculation method was satisfactory usually except inhomogeneity boundaries and near them.

緒 言

CT スキャン装置により得られる 3 次元体内相対電子密度分布に基づいて、遠隔高エネルギー X、 γ 線照射における不均質体内線量分布の作製が近年行われている。水中で得られたビーム中心軸線量値、TAR 値又は SAR 値を利用して行う不均質補正法には次のものが上げられる。

- (a) TAR 法 (tissue-air ratio method)¹⁾²⁾
- (b) 実効減弱法 (effective attenuation method)¹⁾²⁾
- (c) 等線量移動法 (isodose shift method)^{1)~6)}
- (d) 冪乗 TAR 法 (power law tissue-air ratio method)^{1)2)7)~9)}
- (e) 実効 SSD 法 (effective SSD method)²⁾
- (f) 等価 TAR 法 (equivalent tissue-air ratio method)²⁾¹⁰⁾
- (g) 微分 SAR 法 (differential scatter-air ratio method)^{2)11)~14)}
- (h) 加算 SAR 法 (additive scatter-air ratio method)¹⁵⁾¹⁶⁾

文献1)及び2)にそれぞれ上記(a)-(d)及び(a)-(g)に関する系統的な解説が述べられている。最後の方法は、最近になって開発せられた不均質補正法である。これは微分 SAR 法に近いものではあるが、ここではこれに独立した名称、つまり加算 SAR 法を与えてある。これによる補正係数には、McDonaldらの補正係数¹⁵⁾及び Wong と Henkelman の補正係数¹⁶⁾とがある。前者は単層不均質ファントムのみにはしか適用できないが、後者は単層のみならず多層不均質ファントムにも適用できる。単層不均質を有するファントムに対する両補正係数の精度を比較すると、Wong と Hen-

kelman の補正係数の方がすぐれている¹⁶⁾。彼らの補正係数は、一般化せられた Batho 補正係数⁸⁾⁹⁾と同様に、多層不均質ファントムに対しては、散乱線が線量補正点へ進行する際受ける減弱の度合を的確に表現していない。つまり、それは、線量補正点に対して各層毎にそれぞれの幾何学的配置のみで決まる値を有する係数の和になっている。しかしながら、彼らの補正係数式は入射面に位置する水に等価な物体の層厚に関する考慮を含み、かつ又大照射野に対しても Batho 補正係数式に比してより精度の高い補正結果を与える¹⁶⁾。

冪乗 TAR 法及び加算 SAR 法はもともと、それぞれの不均質物体層が照射野を越えていなければより正確な補正係数値を与えることができない。近年になって、不均質物体層が照射野の一部を占める場合に対するそれらの補正係数の修正法が見出された¹⁷⁾¹⁸⁾。

微分 SAR 法の概念は Cunningham の発想によるものである¹²⁾。不均質体内散乱線量の算出をこの方法を用いて遂行する場合に、彼は、体積素より発する散乱線が線量計算点までに受ける減弱の程度をその間の線上に存在する物体の散乱線減弱係数を用いて表わすことを提案している。この方法は計算点から見て線源側に存在する物体内からの散乱線つまり前方散乱のみを考慮の対象としている。

次節で述べる我々の散乱線量算出法は、体積素と線量計算点とを結ぶ線上における平均相対電子密度を O'Connor の密度尺度理論 (density scaling theorem)¹⁹⁾に適用させることにより体積素より発する散乱線の減弱係数を不必要とする事、及び前方散乱のみならず後方散乱をも考慮の対象と

している事が従来までの微分 SAR 法と大きく異なる2点である。

理 論

以下において、ファントム内での1次光子線の線質変化はないものと仮定する。さらにこの節において特に断わらない限り、使用するビームは平行ビームとし、かつその照射野内及び外での空中組織吸収線量 D_{Am} はそれぞれ1及び0とする。

Fig. 1(a)に示す相対電子密度 ρ (水の電子密度を1とする)の均質ファントム照射において、 $k_1(q \leftarrow x, r)_\rho$ 及び $k_2(q \leftarrow y, r)_\rho$ を次の如く定義する。

$k_1(q \leftarrow x, r)_\rho$: 相対電子密度 ρ の均質ファントムにおいて、点 q からその上部へ (x, r) だけ離れた点における単位1次線量当り、単位相対電子密度当り、及び単位体積当り点 q に付与される散乱線量 (前方散乱)。

$k_2(q \leftarrow y, r)_\rho$: 相対電子密度 ρ の均質ファントムにおいて、点 q からその下部へ (y, r) だけ離れた点における単位1次線量当り、単位相対電子

密度当り、及び単位体積当り点 q に付与される散乱線量 (後方散乱)。

次に Fig. 1(b) における水ファントム照射に対して、 $K_1(Q \leftarrow X, R)$ 及び $K_2(Q \leftarrow Y, R)$ を次の様に定める。

$K_1(Q \leftarrow X, R)$: 水ファントムにおいて、点 Q からその上部へ (X, R) だけ離れた点での単位1次線量当り及び単位体積当り点 Q に付与される散乱線量 (前方散乱)。

$K_2(Q \leftarrow Y, R)$: 水ファントムにおいて、点 Q からその下部へ (Y, R) だけ離れた点での単位1次線量当り及び単位体積当り点 Q に付与される散乱線量 (後方散乱)。

Fig. 1(a) 及び (b) において、それぞれ相対する辺の寸法は O'Connor の密度尺度理論¹⁹⁾に従っている。つまり、 $X = \rho x, Y = \rho y, R = \rho r, A = \rho a, D_{1,2} = \rho d_{1,2}$, 及び $dV_{1,2} = \rho^3 dv_{1,2}$ である。

水中での深さ d における照射野内1次線量を $\exp[-\mu(d-d_m)]$ と表わすと、相対電子密度 ρ の均質ファントム内の深さ d における照射野内1次線量は $\exp[-\mu\rho(d-d_m/\rho)]$ となる。ここで μ は水に対する1次放射線の線減弱係数、 d_m はその放射線に対する水中でのピーク深である。これらの点における1次線量値はそれぞれ水中での深さ d 及び ρd における照射野零の TAR 値に近似的に等しい¹⁰⁾¹²⁾。ただし、 $d \geq d_m$ 及び $\rho d \geq d_m$ である。Fig. 1(a) 及び (b) において、両照射野内空中1次線量値は互に等しいものとする。この場合、体積素 dv_1 及び dV_1 からそれぞれ点 q 及び点 Q へ付与される散乱線量は密度尺度理論により互に等しい。よって次の関係式が得られる。

$$k_1(q \leftarrow x, r)_\rho \cdot \exp[-\mu\rho(d_1-x-d_m/\rho)] \cdot \rho \cdot dv_1 = K_1(Q \leftarrow X, R) \cdot \exp[-\mu(D_1-X-d_m)] \cdot dV_1 = K_1(Q \leftarrow \rho x, \rho r) \cdot \exp[-\mu(\rho d_1-\rho x-d_m)] \cdot \rho^3 \cdot dv_1$$

従って、

$$k_1(q \leftarrow x, r)_\rho = \rho^2 \cdot K_1(Q \leftarrow \rho x, \rho r) \quad (1)$$

が立ち立つ。

同様に体積素 dv_2 及び dV_2 からそれぞれ点 q 及

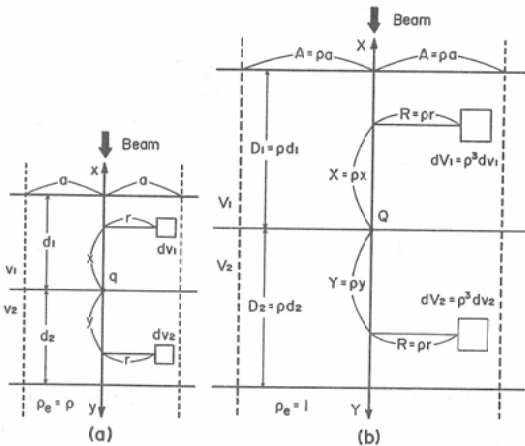


Fig. 1 In diagram (a) the body material has a relative electron density of ρ , and in diagram (b) the body material is water equivalent. According to the density scaling theorem, the scatter reaching point q from a volume element dv_1 or dv_2 is the same with the one reaching point Q from a volume element dV_1 or dV_2 , respectively, for a given incident primary dose when the linear dimensions of (b) are ρ times those of (a) as illustrated.

び点 Q に付与される散乱線量は互に等しい。よって、次の等式が最終的に導かれる。

$$k_2(q \leftarrow y, r) = \rho^2 \cdot K_2(Q \leftarrow \rho y, \rho r) \quad (2)$$

Fig. 2 において、半径 A の照射野に対する水ファントム内の深さ D における散乱/空中線量比 $S(D, A)$ は K_1 及び K_2 を用いると次の様になる。

$$S(D, A) = \int_{V_1} K_1(Q \leftarrow X, R) \cdot \exp[-\mu(D - X - d_m)] dV_1 + \int_{V_2} K_2(Q \leftarrow Y, R) \cdot \exp[-\mu(D + Y - d_m)] dV_2 \quad (3)$$

$dV_1 = 2\pi R dR dX$ 及び $dV_2 = 2\pi R dR dY$ なる関係式により、上式は

$$S(D, A) = 2\pi \cdot \exp[-\mu(D - d_m)] \cdot \left[\int_0^A \int_0^D K_1(Q \leftarrow X, R) \cdot \exp(\mu X) \cdot R dR dX + \int_0^A \int_0^\infty K_2(Q \leftarrow Y, R) \cdot \exp(-\mu Y) \cdot R dR dY \right] \quad (4)$$

となる。

(4)式において、 $\partial S(D, A) / \partial A$ 及び $\partial^2 S(D, A) / \partial D \partial A$ を作ることにより、

$$K_1(Q \leftarrow D, A) = \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi A} \cdot \left[\frac{\partial^2 S(D, A)}{\partial D \partial A} + \mu \frac{\partial S(D, A)}{\partial A} \right] \quad (5)$$

が導かれる。点 Q より (X, R) だけ離れた点に関する K_1 は

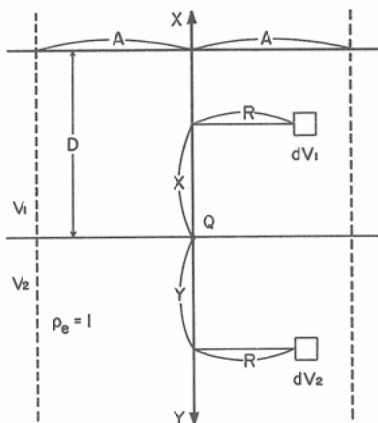


Fig. 2 Diagram which is used for obtaining $K_1(Q \leftarrow D, A)$ expressed by an equation of differential scatter-air ratio using a semi-infinite water phantom.

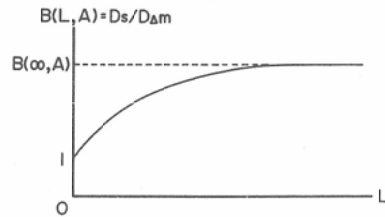
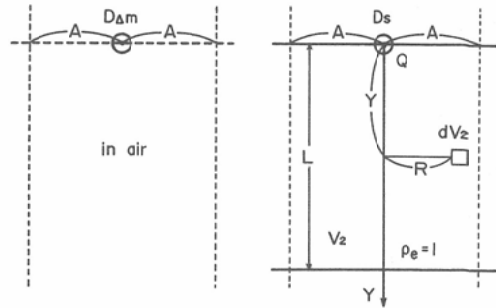


Fig. 3 Diagrams illustrating how the backscatter factor for water phantom thickness L and field radius A , $B(L, A)$, is defined by the "half-immersion technique" and how to obtain $K_2(Q \leftarrow L, A)$ expressed by an equation of differential backscatter factor.

$$K_2(Q \leftarrow X, R) = \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi R} \cdot \left[\frac{\partial^2 S(X, R)}{\partial X \partial R} + \mu \frac{\partial S(X, R)}{\partial R} \right] \quad (6)$$

となる。(5)又は(6)式が微分 SAR 式である。照射野内に入っているひとつの体積素よりビーム中心軸上の任意の点へ付与される散乱線量を算出する Cunningham の微分式²⁾¹²⁾の中に上式と本質的に同じ物理的内容を有する式が組み込まれている。

次に K_2 について述べる。ここで使用する後方散乱係数 $B(L, A)$ は、いわゆる "half-immersion technique"²⁰⁾に基づいて定義する。つまり Fig. 3 において、 D_{Am} 及び D_s は 2 次電子平衡がちょうど成立する大きさを持つ球形軟組織吸収体の中心部での吸収線量値である。この図に示す幾何学的配置により、 $B(L, A)$ は次の如く求まる。

$$B(L, A) = D_s / D_{Am} \quad (7)$$

ここで、 L は水ファントム厚、 A は照射野半径である。

$B(L, A) - 1$ は、半径 A なる照射野内で $D_{Am} =$

1が成立する時、厚さLなる水ファントムから受ける照射野中心点における後方散乱線量を表わす。よって、Fig. 3において次式が成立する。

$$B(L,A)-1 = \int_{V_2} K_2(Q \leftarrow Y, R) \cdot \exp[-\mu(Y-d_m)] dV_2 \quad (8)$$

$dV_2 = 2\pi R dR dY$ を用いることにより、上式は

$$B(L,A)-1 = 2\pi \int_0^A \int_0^L K_2(Q \leftarrow Y, R) \cdot \exp[-\mu(Y-d_m)] R dR dY \quad (9)$$

となる。(9)式において、 $\partial^2 B(L,A) / \partial L \partial A$ を作ることにより

$$K_2(Q \leftarrow L, A) = \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi A} \cdot \left[\exp(\mu L) \frac{\partial^2 B(L, A)}{\partial L \partial A} \right] \quad (10)$$

が得られる。点Qより(Y, R)だけ離れた点に関しては、

$$K_2(Q \leftarrow Y, R) = \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi R} \cdot \left[\exp(\mu Y) \frac{\partial^2 B(Y, R)}{\partial Y \partial R} \right] \quad (11)$$

となる。(10)又は(11)式が微分BSF式である。

放射線が線源より扇状に出る現実的な照射条件下においては、不均質ファントム内の任意点qにおける散乱線量 S_q を次式で表わす事ができる(Fig. 4参照)。

$$S_q = \int_{V_1} k_1(q \leftarrow x, r)_{\bar{\rho}} \cdot P(\xi, \eta, \xi) \cdot \rho(\xi, \eta, \xi) dv_1 + \int_{V_2} k_2(q \leftarrow y, r)_{\bar{\rho}} \cdot P(\xi, \eta, \xi) \cdot \rho(\xi, \eta, \xi) dv_2 \quad (12)$$

$$k_1(q \leftarrow x, r)_{\bar{\rho}} = \bar{\rho}^2 \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi \bar{\rho} r} \cdot \left[\frac{\partial^2 S(\bar{\rho}x, \bar{\rho}r)}{\partial X \partial R} + \mu \frac{\partial S(\bar{\rho}x, \bar{\rho}r)}{\partial R} \right] \quad (13)$$

$$k_2(q \leftarrow y, r)_{\bar{\rho}} = \bar{\rho}^2 \frac{\exp(-\mu d_m)}{2\pi \bar{\rho} r} \cdot \left[\exp(\mu \bar{\rho}y) \cdot \frac{\partial^2 B(\bar{\rho}y, \bar{\rho}r)}{\partial Y \partial R} \right] \quad (14)$$

ただし、

$\rho(\xi, \eta, \xi)$: 点 (ξ, η, ξ) における相対電子密

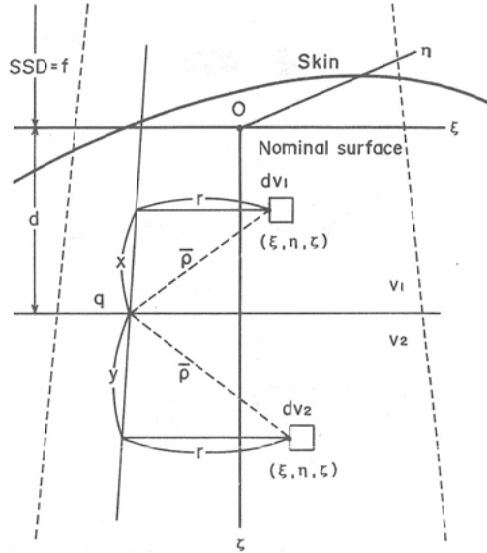


Fig. 4 Schematic diagram to illustrate how to calculate the scatter to point q in an inhomogeneous phantom. $k_1(q \leftarrow x, r)_{\bar{\rho}}$ is used for calculation of the front scatter arising from a volume element dv_1 , and $k_2(q \leftarrow y, r)_{\bar{\rho}}$ for calculation of the backscatter from a volume element dv_2 . Here $\bar{\rho}$ is the relative electron density averaged along the line between q and the volume element dv_1 or dv_2 .

度

$\bar{\rho}$: 点qと点 (ξ, η, ξ) とを結ぶ直線上における平均相対電子密度

$P(\xi, \eta, \xi)$: 点 (ξ, η, ξ) における1次線量。
q又は点 (ξ, η, ξ) における1次線量値は、1次放射線に関する水線減弱係数 μ 、空中相対1次線量値(RPD)、及び距離に関する逆自乗則により決定される。この事に関する具体的な記述は次節にある。

実験及び結果

実験はCo-60 γ 線を用いて行った。Co-60 γ 線発生装置としては島津製コバルト照射装置(RTGS-2)を用いた。Go-60 γ 線照射を想定し、(12)式による数値積分計算において、(13)式に入っている2偏微分値は、The Physics of Radiologyに編集してある²¹⁾コバルト60 γ 線円形照射野SARに関する表値を差分する事により算出した。この表値から直接に得られない大きな照

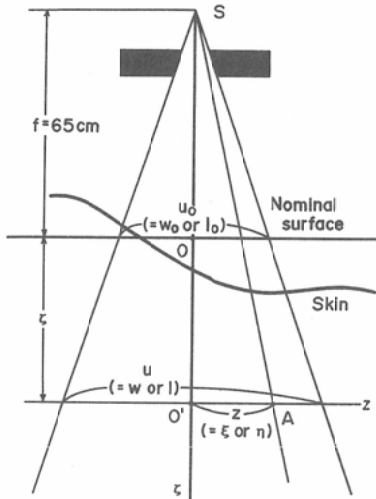


Fig. 5 Schematic diagram showing irradiation conditions for determination of the primary dose to point A (ξ, η, z). Here the field is rectangular and its size is $w_0 \times l_0$ on the nominal surface and $w \times l$ at the calculation level. When A is in air, tissue attenuation along the line between the source and A is ignored.

射野半径 R に対するそれら 2 偏微分値は外挿により求めた。ただし、 $S(0, R) = 0$ とした。

Co-60 γ 線円形照射野に対する“half-immersion technique”による後方散乱係数 $B(Y, R)$ には、Cunningham ら²⁰⁾及び Léagré²²⁾の実験データをもとに、次式なる関係式を与えた。

$$B(Y, R) = 1 + [1 - \exp(-4.431E-03 \cdot R)] \cdot [1 - \exp(-f(R) \cdot Y)] \quad (15)$$

ここで

$$f(R) = 0.194 + 1.112 \exp(-0.278R)$$

使用した Co-60 γ 線照射装置 (線源回転軸間距離 65cm) の各種矩形照射野に対する空中相対 1 次線量分布図を半導体検出器 ($2 \times 2 \times 0.03 \text{mm}^3$) により作製し、これらに関数式に近似した。空間内の任意点 A (ξ, η, z) (Fig. 5 参照) における矩形照射野空中相対 1 次線量値 (RPD) の算出は次のようになる。

以下において、 $u_0 = w_0$ 又は l_0 ; $u = w$ 又は l ; $z = \xi$ 又は η である。ただし、 w_0 及び l_0 はそれぞれ基準面 (SSD65cm) における照射野巾及び長さ; w 及び l はそれぞれ基準面からビーム進行方向

へ ξ だけ離れた位置における照射野巾及び長さ; ξ 及び η は $w \times l$ 照射野を含む面上に存在する点 A のビーム中心軸点からそれぞれ野射野巾方向及び長さ方向へ測った距離である。つまり、 $(u_0, u, z) = (w_0, w, \xi)$ 又は $(u_0, u, z) = (l_0, l, \eta)$ である。

$$T(u_0, u, z) = \frac{|z|}{u/2} - 0.177 \cdot \exp(-0.149u_0) - 0.967 \quad (16)$$

と定義すると、

(i) $T(u_0, u, z) \leq 0$ のとき

$$F(u_0, u, z) = \frac{1}{1 + \exp[-\alpha(u_0) \cdot T(u_0, u, z)]} \quad (17)$$

ここで

$$\alpha(u_0) = 7.690 \exp(-0.228u_0) - 9.253$$

(ii) $T(u_0, u, z) > 0$ のとき

$$G(u_0, u, z) = \frac{1 - 2S(u_0)}{1 + \exp[\beta(u_0) \cdot T(u_0, u, z)]} + S(u_0) \cdot \exp[-\gamma(u_0) \cdot T(u_0, u, z)] \quad (18)$$

ここで

$$\beta(u_0) = 2.098 + 0.725u_0$$

$$\gamma(u_0) = -1.133 \exp(-0.280u_0) + 0.685$$

$$s(u_0) = 0.0985 \frac{w_0 \cdot l_0}{20u_0}$$

点 A (ξ, η, z) (Fig. 5 参照) における空中相対 1 次線量 (RPD) は、次の 4 式のいずれかにより求まる。

(a) $T(w_0, w, \xi) \leq 0$ 及び $T(l_0, l, \eta) \leq 0$ のとき

$$\text{RPD} = F(w_0, w, \xi) \cdot F(l_0, l, \eta) \quad (19)$$

(b) $T(w_0, w, \xi) \leq 0$ 及び $T(l_0, l, \eta) > 0$ のとき

$$\text{RPD} = F(w_0, w, \xi) \cdot G(l_0, l, \eta) \quad (20)$$

(c) $T(w_0, w, \xi) > 0$ 及び $T(l_0, l, \eta) \leq 0$ のとき

$$\text{RPD} = G(w_0, w, \xi) \cdot F(l_0, l, \eta) \quad (21)$$

(d) $T(w_0, w, \xi) > 0$ 及び $T(l_0, l, \eta) > 0$ のとき

$$\text{RPD} = G(w_0, w, \xi) \cdot G(l_0, l, \eta) \quad (22)$$

Fig. 6 は本装置 Co-60 線源から 70cm (基準面より 5cm 深) 離れた面上における空中相対 1 次線量

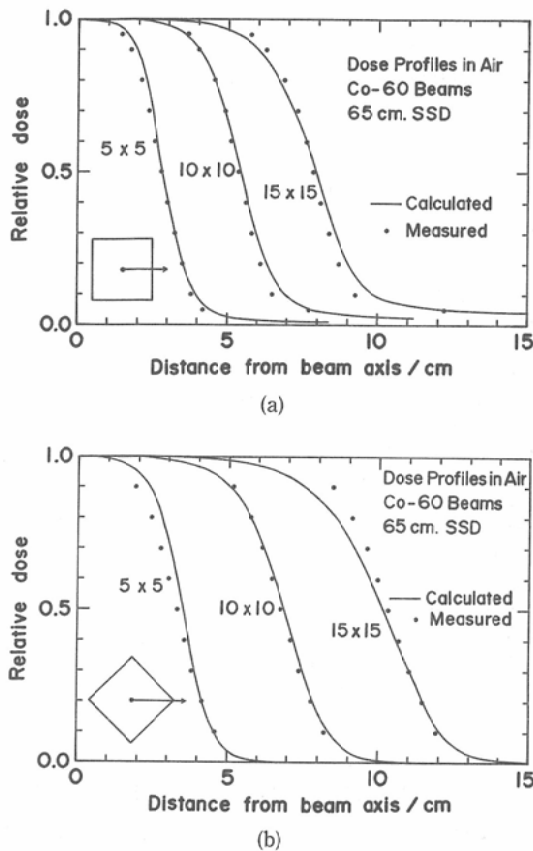


Fig. 6 Off-axis dose distributions in air for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ Co-60 fields at SSD 65cm. The ones for each field are (a) along the line parallel to one of the field sides and through the central axis point, and (b) along one of the diagonals, both being at a distance of 5 cm from the nominal surface. The solid lines are calculated. For each field, the dots measured by a silicone probe are normalized to 1 at the beam axis point.

分布を照射野 $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (SSD65cm) に対して表わしたものである。実線は上述の計算式により求めたものであり、又黒丸はビーム中心軸点における値を1とした場合の測定値である。Fig. 6(a) 及び (b) はそれぞれ、ビーム中心軸点を通り正方形照射野のある一辺に平行な線上及び正方形照射野の一对角線上における空中相対1次線量を表わす。Fig. 6(a) 及び (b) より、いずれの線上においても、照射野 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ に対しては、高線量値において計算式

の精度がやや劣る事 (この現象は照射野対角線上においてかなり著しい)、又 Fig. 6(a) により、低線量値の一部領域においては、いずれの照射野に対しても計算式の値が実測値に比してやや大きくなる事がそれぞれ知られる。以上の結果から、我々の計算式はこれら3照射野のうちでは $10 \times 10 \text{ cm}^2$ に対して最も精度の高いものである事が理解される。使用した Co-60 装置の線源の直径は 15.5 mm である。この線源の大きさが Fig. 6 に見られる比較的大きな半影形成の主なる原因になっている。

次の線量計算においては、ビーム中心軸上線源から 65.5 cm 離れた地点での空中組織吸収線量 D_{Am} を1に定める。よって (12) 式において、不均質ファントム内の任意点 $A(\xi, \eta, \zeta)$ (Fig. 5 参照) における Co-60 γ 線1次線量 $P(\xi, \eta, \zeta)$ は次式で表わされる。

$$P(\xi, \eta, \zeta) = \exp[-\mu(\zeta - 0.5)] \cdot \left(\frac{f + 0.5}{f + \xi} \right)^2 \cdot \text{RPD}(\xi, \eta, \zeta) \quad (23)$$

$$\mu = 0.0653 \text{ cm}^{-1} \text{ }^{23)}, f = 65 \text{ cm}$$

ここで、 ξ は点 A の基準面 (65cmSSD) からの距離、 ζ は線源と点 A とを結ぶ線上における実効長、及び $\text{RPD}(\xi, \eta, \zeta)$ は点 A における空中相対1次線量値である。

Fig. 4 の点 q における1次線量 P_q は、同様に

$$P_q = \exp[-\mu(d' - 0.5)] \cdot \left(\frac{f + 0.5}{f + d} \right)^2 \cdot \text{RPD}_q \quad (24)$$

となる。ここで、 d は点 q の基準面 (65cmSSD) からの距離、 d' は線源と点 q とを結ぶ線上における実効長、及び RPD_q は点 q における空中相対1次線量値である。

以下に述べる実験では正方形照射野を採用する。SSD65cm におけるその大きさを一般に $2A_o \times 2A_o (\text{cm}^2)$ と記す。(12) 式を数値積分する場合、その体積素としては $0.2 \times 0.2 \times 0.2 \text{ cm}^3$ の小立方体を用いる。又その積分範囲 ($v_1 + v_2$) としては線源を頂点とし、かつビーム中心軸を軸とする四角錐で囲まれた領域を採用する。ただし、ビーム中心軸線量を算出する場合、SSD65cm における四角錐断面において、ビーム中心軸からその各

Table 1 Calculated and published values of depth dose and peak scatter factor in water for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ fields at SSD 65 cm. The phantom used for calculation is 30 cm thick. Percentage deviations of the calculated ones from the published data are also given.

Field size	$5 \times 5 \text{ cm}^2$		$10 \times 10 \text{ cm}^2$		$15 \times 15 \text{ cm}^2$	
	Cal. (Pub.)	% devi.	Cal. (Pub.)	% devi.	Cal. (Pub.)	% devi.
PSF	1.025(0.018)	0.7	1.046(1.035)	1.1	1.062(1.051)	1.0
Depth in cm						
0.5	100. (100.)	0.0	100. (100.)	0.0	100. (100.)	0.0
2	90.6 (90.9)	-0.3	92.3 (92.8)	-0.5	92.9 (93.3)	-0.4
4	78.3 (79.0)	-0.9	81.2 (82.2)	-1.2	82.5 (83.3)	-1.0
6	67.1 (67.9)	-1.2	70.8 (71.9)	-1.5	72.6 (73.6)	-1.4
8	57.2 (57.7)	-0.9	61.4 (62.1)	-1.1	63.7 (64.4)	-1.1
10	48.4 (48.8)	-0.8	52.9 (53.4)	-0.9	55.6 (56.1)	-0.9
12	41.0 (41.1)	-0.2	45.6 (45.9)	-0.7	48.5 (48.6)	-0.2
14	34.9 (34.9)	0.0	39.4 (39.5)	-0.3	42.5 (42.3)	0.5
16	29.8 (29.6)	0.7	34.1 (34.0)	0.3	37.2 (37.0)	0.5
18	25.4 (25.2)	0.8	29.6 (29.3)	1.0	32.7 (32.3)	1.2
20	21.7 (21.5)	0.9	25.7 (25.4)	1.2	28.7 (28.2)	1.8
22	18.4 (18.2)	1.1	22.2 (21.8)	1.8	25.2 (24.6)	2.4
24	15.7 (15.4)	1.9	19.2 (18.9)	1.6	22.1 (21.4)	3.3
26	13.5 (13.2)	2.3	16.7 (16.4)	1.8	19.4 (18.7)	3.7
28	11.6 (11.3)	2.7	14.5 (14.2)	2.1	17.1 (16.4)	4.3
30	9.9 (9.6)	3.1	12.5 (12.2)	2.5	14.9 (14.3)	4.2

辺までの距離は $1.6A_0$ である。又ビーム中心軸に垂直な線上における線量を算出する場合、SSD65 cmでの四角錐断面において、ビーム中心軸からその4辺までの距離は、線量計算点を含む線上においては $2.0A_0$ 、及び他の3辺に対しては $1.6A_0$ である。

各種ファントムに対するビーム中心軸線量測定及びビーム中心軸に垂直な線上における線量測定には、それぞれ Ionex 0.6cc 電離箱及び TLD ($\text{MgB}_4\text{O}_7 : \text{Tb}$) 素子を用いた。これらファントム内の軟組織には相対電子密度が1には近いポリスチレン板を代用した。ある与えられた照射野に対するビーム中心軸上における計算及び測定線量値は、それと同一な照射野に対する30cm厚水ファントム内ビーム中心軸上0.5cm深での計算及び測定値(100%)にそれぞれ規格化してある。又ビーム中心軸に垂直な線上における TLD 素子による測定値にある一定値を乗ずる事により、特に照射野内において、この線上における一連の測定線量値が計算によって得られた線量曲線に全体的に近づく様にさせてある。なお、Ionex 電離箱に

よる以下の線量値の測定誤差は約±1%以内に、又 TLD 素子により得られた以下に表わす線量分布の高線量域における測定誤差は±4%以内にそれぞれ納まっている。

A. 軟組織ファントム

Table 1 は照射野 $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (SSD65cm) に対する水ファントム内でのビーム中心軸深部線量及び基準深(0.5cm)における散乱係数、つまりピーク散乱係数 PSF を表わす。それぞれの照射野において、第1列目には計算値(この場合のファントム厚は30cm)、第2列目には公表値²⁴⁾、及び第3列目には公表値に対する計算値の相対誤差を表わす。計算により得られたピーク散乱係数値及び20cm深までの深部量百分率値(ただし、深さ0.5cm未満の領域内のそれは除く)は、3照射野のいずれに対しても±2%以内の誤差に納まっている。20cm以上の深さにおいては、いずれの照射野に対しても、計算による深部量百分率値の相対誤差は正值を保ちながら深さと共に大きくなる。特に $15 \times 15 \text{ cm}^2$ 照射野に対してその現象が顕著であるが、それでも5%を越

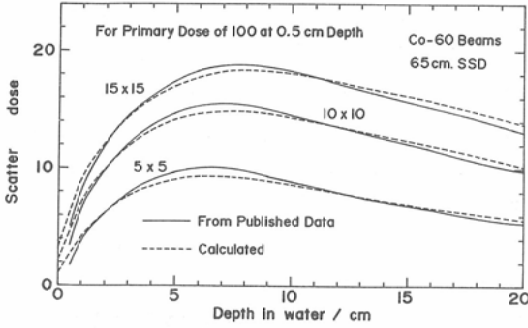


Fig. 7 Central-axis scatter dose distributions in water for a primary dose of 100 at depth 0.5 cm for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ cobalt-60 fields at SSD 65 cm. The solid lines are from published data and the broken ones are calculated using a water phantom 30 cm thick.

さない範囲内にそれらの相対誤差が納まっている。

Fig. 7 はビーム中心軸上での水ファントム内散乱線量を照射野 $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (SSD 65 cm) に対して表わしたものである。ただし、水ファントム内 0.5 cm 深における 1 次線量を 100 とする。実線は公表深部量百分率²⁴⁾を用いて算出した値、及び点線は水ファントム厚 30 cm に対して得られた計算値である。それぞれの照射野に対するこれら 2 者の差異が Table 1 に記されている相対誤差の大部分を占める。

Fig. 8 は、10.2 cm 厚水ファントムを用い、ビーム中心軸に垂直な線上(深さ 4.6 cm)における線量を照射野 $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (SSD 65 cm) に対して表わしたものである。実線は計算値を、及び四角、丸、三角印は TLD 素子により得られた値を表わす。それぞれの照射野に対するこれら両者の相違の度合は空中 1 次線量を表わす関数式 (19)-(22) の精度 (Fig. 6) に大きく影響されることが理解される。これは高エネルギー X, γ 線照射においては、一般に総線量(1 次線量と散乱線量の和)へ寄与する散乱線量の割合が比較的小さいためである。

B. コルク又はアルミを含む不均質ファントム

Fig. 9 は、この図に挿入してあるコルク不均質ファントム(コルク相対電子密度 $\rho_e = 0.226$)内及

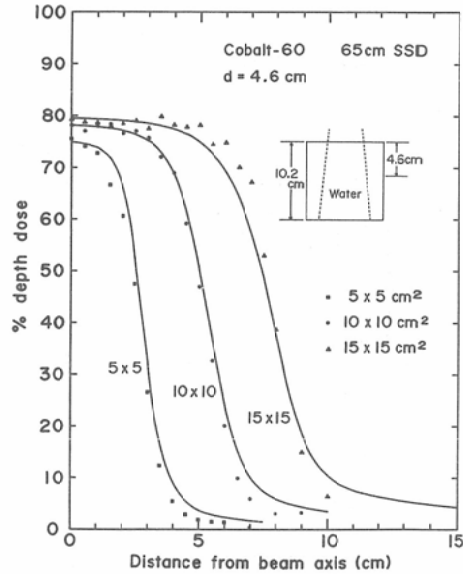


Fig. 8 Dose profiles at depth 4.6 cm in a water phantom for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ cobalt-60 fields at SSD 65 cm. The solid lines are calculated and the black squares, circles, and triangles are measured by TLD. For each field the measured profile is made to coincide with the calculated one near the middle of the field.

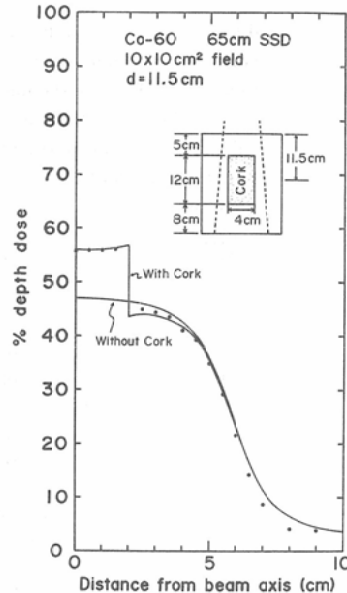


Fig. 9 Dose profiles at depth 11.5 cm in phantoms with and without a cork inhomogeneity ($\rho_e = 0.226$) for a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ cobalt-60 field at SSD 65 cm. The measured profile by TLD is made to coincide with the calculated one near the middle of the field.

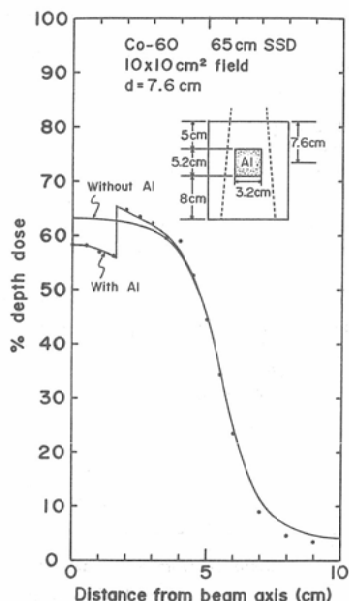


Fig. 10 Dose profiles at depth 7.6cm in phantoms with and without an aluminum inhomogeneity ($\rho_e=2.361$) for a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ cobalt-60 field at SSD 65cm. The measured profile by TLD is made to coincide with the calculated one near the middle of the field.

びこれと同じファントム厚を有する軟組織ファントム内でのビーム中心軸に垂直な線上（深さ11.5 cm）における線量を照射野 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ （SSD65 cm）に対して表わしたものである。実線は計算値及び黒丸はTLD素子による実測値である。コルク内においては、ビーム中心軸から離れるにつれて線量は大きくなる。この現象は軟組織からの散乱線寄与がコルク周辺に近づくにつれて大きくなる為である。コルクに近い軟組織内領域での任意の点における計算線量値は、コルクなしの均質軟組織ファントム使用時のその点における計算線量値に比して小さい。この現象はコルクからの散乱線量の寄与がその地点で相対的に小さいと云う事の原因によって発生する。

Fig. 10はこの図に挿入してあるアルミ平均質ファントム（アルミ相対電子密度 $\rho_e=2.361$ ）内及びこれと同じ厚さを有する軟組織ファントム内でのビーム中心軸に垂直な線上（深さ7.6cm）における線量を照射野 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ （SSD65cm）に対して表わしたものである。実線は計算値を及び黒丸は

Table 2 Calculated and measured values of depth dose within a phantom with a cork inhomogeneity ($\rho_e=0.226$) for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ Co-60 fields at SSD 65 cm, the inhomogeneity structure being in Fig. 9. Percentage deviations of the calculated ones from the data measured by chamber are also given. The calculated and measured ones for each field are normalized to 100% which is obtained using that field as a value of dose at depth of 0.5 cm in a 30 cm thick water phantom.

Field size	$5 \times 5 \text{ cm}^2$		$10 \times 10 \text{ cm}^2$		$15 \times 15 \text{ cm}^2$	
	Cal.	(Meas.) % devi.	Cal.	(Meas.) % devi.	Cal.	(Meas.) % devi.
Depth in cm						
1	97.1	(97.0) 0.1	98.0	(98.5) -0.5	98.2	(98.1) 0.1
2	90.6	(91.1) -0.5	92.3	(92.2) 0.1	92.8	(92.8) 0.0
3	84.2	(84.7) -0.6	86.5	(86.9) -0.5	87.4	(88.0) -0.7
4	78.1	(78.6) -0.6	80.9	(81.5) -0.7	82.1	(82.4) -0.4
5 (poly/cork)	72.0	(71.9) 0.1	75.2	(75.5) -0.4	76.7	(77.6) -1.2
6	67.2	(66.9) 0.4	70.6	(71.4) -1.1	72.7	(73.3) -0.8
8	60.9	(60.5) 0.7	64.6	(65.6) -1.5	67.0	(67.4) -0.6
10	55.9	(55.9) 0.0	59.7	(60.5) -1.3	62.4	(63.0) -1.0
12	51.5	(51.2) 0.6	55.3	(56.4) -2.0	58.0	(58.9) -1.5
14	47.5	(46.9) 1.3	51.0	(51.7) -1.4	53.9	(54.5) -1.1
16	44.0	(43.9) 0.2	47.5	(48.5) -2.1	50.3	(51.0) -1.4
17 (cork/poly)	42.6	(42.2) 0.9	46.0	(46.4) -0.9	48.8	(49.3) -1.0
18	40.5	(40.4) 0.2	44.0	(44.6) -1.3	46.7	(47.1) -0.8
20	35.1	(35.2) -0.3	38.4	(38.8) -1.0	41.0	(41.7) -1.7
22	30.2	(30.5) -1.0	33.3	(34.3) -2.9	35.8	(36.0) -0.6
24	25.8	(26.5) -2.6	28.7	(29.0) -1.0	31.2	(30.8) 1.3

Table 3 Calculated and measured values of depth dose within a phantom with an aluminum inhomogeneity ($\rho_e=2.361$) for $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ Co-60 fields at SSD 65 cm, the inhomogeneity structure being in Fig. 10. Percentage deviations of the calculated ones from the data measured by chamber are also given. The calculated and measured ones for each field are normalized to 100% which is obtained using that field as a value of dose at depth of 0.5 cm in a 30 cm thick water phantom.

Field size	$5 \times 5 \text{ cm}^2$		$10 \times 10 \text{ cm}^2$		$15 \times 15 \text{ cm}^2$	
	Cal. (Meas.)	% devi.	Cal. (Meas.)	% devi.	Cal. (Meas.)	% devi.
Depth in cm						
1	97.1 (96.9)	0.2	98.1 (98.2)	-0.1	98.3 (98.1)	0.2
2	90.6 (91.1)	-0.5	92.4 (92.7)	-0.3	93.0 (93.2)	-0.2
3	84.4 (85.6)	-1.4	86.8 (87.0)	-0.2	87.7 (89.0)	-1.5
4	78.5 (79.2)	-0.9	81.5 (82.5)	-1.2	82.6 (84.0)	-1.7
5 (poly/Al)	73.3 (79.4)	-7.7	76.7 (82.6)	-7.1	78.0 (84.2)	-7.4
5.6	70.1 (71.7)	-2.2	73.5 (76.0)	-3.3	75.0 (77.4)	-3.1
6.6	61.5 (63.5)	-3.1	65.5 (67.7)	-3.2	67.6 (69.4)	-2.6
7.6	53.4 (55.5)	-3.8	57.9 (59.9)	-3.3	60.2 (61.3)	-1.8
8.6	46.4 (48.3)	-3.9	51.2 (52.5)	-2.5	53.7 (55.3)	-2.9
9.6	40.1 (41.5)	-3.4	45.1 (46.2)	-2.4	48.0 (47.8)	0.4
10.2 (Al/poly)	36.6 (35.1)	4.3	41.7 (39.4)	5.8	44.7 (41.7)	7.2
11.2	32.3 (32.3)	0.0	37.5 (36.5)	2.7	40.6 (39.1)	3.8
13.2	26.7 (26.4)	1.1	31.8 (30.6)	3.9	35.0 (33.8)	3.6
15.2	22.3 (22.0)	1.4	27.0 (26.0)	3.8	30.3 (28.6)	5.9
17.2	18.7 (18.3)	2.2	23.0 (21.7)	6.0	26.1 (24.0)	8.8

測定値をそれぞれ表わす。アルミ内及びそれに近い軟組織領域内での線量値の特徴は、前述の場合と同様にそれらの領域に寄与される散乱線量によって説明できる。

Table 2はFig. 9に挿入せられているコルク不均質ファントムに対して得られたビーム中心軸線量値を表わす。ただし、SSD65cmにおける照射野は $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 及び $15 \times 15 \text{ cm}^2$ である。

Table 3はFig. 10に挿入せられているアルミ不均質ファントムに対して得られたビーム中心軸線量値を前述の3照射野について表わしたものである。Table 2及び3において、それぞれの照射野に対する第1列目には計算値、第2列目には実測値、及び第3列目には実測値に対する計算値の相対誤差がそれぞれ表わされている。

Fig. 9に示すコルク不均質ファントム照射におけるビーム中心軸線量に関しては、いずれの3照射野に対しても、測定値に対する計算値の相対誤差は、ポリスチレンとコルクの上下両境界点を含むすべての領域（ただし、入射面のビルドアップ領域は除く）において $\pm 3\%$ 以内に納まること

がTable 2により理解される。

Table 3により3つの事柄が知られる。使用した0.6ccチェンバーによっては、急激な電子束変化が生じているポリスチレン/アルミ境界点における線量値は必ずしも正確に得られていないかも知れないが、第1としては、いずれの3照射野に対しても、線源に近い境界点における計算値はその点での実測値に比してかなり小さく、他方線源に遠い方の境界点における計算値はその点での実測値に比してかなり大きいという現象である。この論文で述べている線量計算法は、ファントム入射面に続く立ち上がり領域内における線量計算の場合と同様に、2次電子平衡の大きく崩れるこれら境界点及びその附近における線量計算を正確に遂行できない。Fig. 11はこれら両境界点及びその附近を含む領域におけるビーム中心軸線量を照射野 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (SSD65cm)に関して表わしたものである。実線は計算値及び黒丸は実測値を示す。軟組織を越えたアルミ層において、わずかな立ち上がり現象が計算線量値に見られる。

第2としては、いずれの3照射野に対してもこ

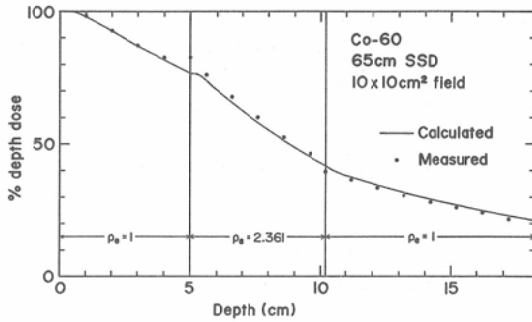


Fig. 11 Central-axis dose distributions covering the inhomogeneity boundaries and near them in a phantom with an aluminum inhomogeneity ($\rho_e = 2.361$) as inserted in Fig. 10. The Co-60 field at SSD 65cm is a $10 \times 10 \text{cm}^2$. The line is calculated and the dots are measured by chamber. Each distribution is normalized to 100%, based on the dose at depth 0.5cm in a 30cm thick water phantom.

れら両境界点を除いたアルミ層内のほとんどすべての点において、実測値に対する計算値の相対誤差は-4%以内に納まる負値を取るという事である。第3としては、下の境界点を越えた軟組織領域において、いずれの3照射野に対しても、計算値の相対誤差はすべて零又は正值を取るという事である。この領域内のそれぞれの深さにおいては、一般に相対誤差は照射野の増加に共ないながら大きくなり、又それぞれの照射野に対しては、この領域内での深さが増すにつれて、一般に相対誤差は大きくなる。特に $15 \times 15 \text{cm}^2$ 照射野に対する深い地点においては、9%に近い相対誤差が発生している。

考 察

不均質ファントム内の吸収線量を、水中で得られたビーム中心軸線量、TAR、又はSARの値を使用しないで、直接的に算出する方法には、モンテカルロ法を用いる方法²⁵⁾²⁶⁾及び2次散乱線量まで考慮した積分法²⁷⁾がある。しかしながら、これらの方法を日常的な線量計算に利用することには無理がある。高エネルギーX、 γ 線に照射された異種物体境界及びその附近(ファントム入射面及びその附近をも含める)においては、2次電子平衡が一般に崩れる。この様な領域における吸収線量を

直接に算出できる方法には現在のところモンテカルロ法以外に報告されていない²⁸⁾²⁹⁾。

矩形照射野に対するファントム内線量の計算処理時間の短縮を計る目的で、我々は実験で使用したCo-60 γ 線装置の空中相対1次線量分布を矩形照射野に対してあらかじめ関数化した。Wilkinson³⁰⁾は、線源強度関数を用いて、矩形照射野のみならず不整形照射野にも適用できる一般的な空中相対1次線量算出法を開発している。Cunningham³¹⁾は、軟組織ファントム内での散乱線量を算出する際、照射野内及び外での空中相対1次線量をそれぞれ1及び0としている。この考え方を本実験で使用した各種ファントムに適用した結果、共にビーム中心軸線量及びビームに垂直な線上における線量に関して、それぞれ本実験結果と非常に良く一致するという事が確かめられた。しかしながら、複雑な形を有する不整形照射野を使用する場合、あるいは照射野端及びその附近に1次線量を受けて散乱線を多量に放出する不均質物体が存在する場合には、このCunninghamらの方法の妥当性には疑問の余地がある。

均質又は不均質ファントム内の一体積素から発する散乱線が計算点に付与する吸収線量の算出において、我々は、それら2点を結ぶ直線上における平均相対電子密度を用いることにより、その2点間における散乱線減弱を考慮した。ひとつの体積素より発する散乱線は、必ずしもあるひとつの線上のみを通過して、計算点へ線量を付与するものではない事は明らかである。Wong³²⁾は、2次散乱線まで考慮した均質水ファントム内線量計算解析において、1次放射線を受けて一体積素より発生する1次散乱線が再度散乱を受けて計算点へ付与する吸収線量は、それら両2点間を結ぶ直線上及びそれを囲む狭い領域において発生した2次散乱線によって大部分決まる事を述べている。このことは従来までの微分SAR法及び我々の方法の妥当性を実質的に保障している。

高エネルギーX、 γ 線照射において、不均質補正精度が比較的すぐれている補正法のうちで、冪乗TAR法、加算SAR法及び等価TAR法(ただし、ここでは体内3次元密度分布を2次元密度分布に

変換して行う場合を言う)は複数の不均質物体間で起る散乱線相互作用効果を考慮していない。Wongら²⁷⁾は、複数の不均質物体間に散乱線相互作用が存在することを確めている。他方、従来の微分 SAR 法及び我々の方法においては、ひとつの体積素より発生する散乱線が線量計算点までに到達する間に受ける減弱が考慮されている。この点に関して、これら2方法は不均質物体間の相互作用を完全ではないが一部考慮している事になる。

結 論

O'Connorの密度尺度理論を用い、不均質ファントム内散乱線量の算出を可能とする2係数式を導びいた。ひとつは微分 SAR 式であり、他のひとつは微分 BSF 式である。それぞれの式は散乱線発生体積素と線量計算点とを結ぶ直線上における平均相対電子密度を含む。この事により、これら2点間線上における散乱線減弱が考慮されることになる。微分 SAR 式又は微分 BSF 式は、体積素点における単位1次線量当り、単位相対電子密度当り及び単位体積当りこの点より発生する散乱線が線量計算点へ付与する前方又は後方散乱線量をそれぞれ表わす。

線量計算はCo-60 γ 線照射を想定し、軟組織ファントム及びコルク又はアルミを含む軟組織ファントムにおけるピーク散乱係数(水中)、ビーム中心軸線量及びビーム中心軸に垂直な線上における線量に関して行った。その計算結果を公表値又は実測値と比較した。この計算方法は矩形照射野のみならず不整形照射野に対しても適用できる方法である。

本研究に対して、御援助を賜った篠崎達世教授に深厚なる謝意を表します。又本研究の完成までに種々御協力を賜った弘前大学病院放射線部：上田隆三技師長、紫田俊雄副技師長、沢田俊治主任技官、及び沢清二技官に厚く感謝の意を表します。

文 献

1) ICRU: Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. ICRU Report 24. pp. 19—25, 1976, ICRU Publications, Washington, D.C.

- 2) Cunningham, J.R.: Tissue inhomogeneity corrections in photon-beam treatment planning. Orton, C.G., ed.: Progress in Medical Radiation Physics. pp. 103—131, 1982, Plenum, New York
- 3) 尾内能夫, 都丸禎三, 入船寅二: 最小の実測値を用いて等線量曲線を作成する方法に関する考察; 第3報. 4. 3MVX線による胸部照射の線量分布. 日本医放会誌, 27: 1480—1493, 1968
- 4) 岩崎 晃, 石戸俊雄: 等線量曲線移動法に関する実験及び理論的研究; コバルト60 γ 線の胸部照射に対する等線量曲線の補正. 日本医放会誌, 37: 791—802, 1977
- 5) 岩崎 晃, 石戸俊雄: 等線量曲線移動法に関する実験及び理論的研究; 10MVX線による胸部照射に対する等線量曲線の補正. 日本医放会誌, 37: 803—814, 1977
- 6) 岩崎 晃, 石戸俊雄: 等線量移動法に関する実験的及び理論的研究; Co-60 γ 線胸部照射における等線量移動距離の逐次近似法による算出. 日本医放会誌, 42: 27—40, 1982
- 7) Batho, H.F.: Lung corrections in cobalt 60 beam therapy. J. Can. Assoc. Radiol., 15: 79—83, 1964
- 8) Sontag, M.R. and Cunningham, J.R.: Corrections to absorbed dose calculations for tissue inhomogeneities. Med. Phys., 4: 431—436, 1977
- 9) Webb, S. and Fox, R.A.: Verification by Monte Carlo methods of a power tissue-air ratio algorithm for inhomogeneity corrections in photon beam calculations. Phys. Med. Biol., 25: 225—240, 1980
- 10) Sontag, M.R. and Cunningham, J.R.: The equivalent tissue-air ratio method for making absorbed dose calculations in a heterogeneous medium. Radiology, 129: 787—794, 1978
- 11) Beaudoin, L.: Analytical approach to the solution of the dosimetry in heterogeneous media, M.Sc. Thesis, University of Toronto, 1968
- 12) Cunningham, J.R.: Scatter-air ratios. Phys. Med. Biol., 17: 42—51, 1972
- 13) Larson, K.B. and Prasad, S.C.: Absorbed dose computations for inhomogeneous media in radiation treatment planning using differential scatter-air ratios. Proceedings of the Second Annual Symposium on Computer Applications in Medical Care, Washington, D.C., U.S.A., 5—9 November, 1978, pp. 93—99, IEEE, New York
- 14) Richter, J.: The influence of inhomogeneities on the dose distribution for off-axis points. Proceedings of the Seventh International Conference on the Use of Computer in Radiation

- Therapy, Kawasaki and Tokyo, Japan, 22-26 September 1980, pp. 102—106
- 15) McDonald, S.C., Keller, B.E. and Rubin, P.: Method for calculating dose when lung tissue lies in the treatment field. *Med. Phys.*, 3: 210—216, 1976
 - 16) Wong, J.W. and Henkelman, R.M.: Reconsideration of the power-law (Batho) equation for inhomogeneity corrections. *Med. Phys.*, 9: 521—530, 1982
 - 17) Van de Gejin, J. and PoCheng, C.: Generalization of the power law method to include inhomogeneities of smaller than beam cross section. *Med. Phys.*, 7: 428, 1980
 - 18) Lulu, B.A. and Bjärngard, B.E.: Batho's correction factor combined with scatter summation. *Med. Phys.*, 9: 372—377, 1982
 - 19) O'Connor, J.E.: The variation of scattered x-rays with density in an irradiated body. *Phys. Med. Biol.*, 1: 352—369, 1957
 - 20) Cunningham, J.R., Johns, H.E. and Gupta, S.K.: An examination of the definition and magnitude of back-scatter factor for cobalt 60 gamma rays. *Brit. J. Radiol.*, 38: 637—638, 1965
 - 21) Johns, H.E. and Cunningham, J.R.: *The Physics of Radiology*. 3rd ed., 1969, Charles C. Thomas, Springfield, U.S.A.
 - 22) Légaré, J.-M.: Central-axis depth-dose data for phantoms of 0- to 25-cm thickness in roentgen, cesium-137, and cobalt-60 therapy. *Radiology*, 92: 1321—1334, 1969
 - 23) Thomas, R.L.: A general expression for megavoltage central axis depth doses. *Brit. J. Radiol.*, 43: 554—557, 1970
 - 24) 日本医放物理部会: 放射線治療における⁶⁰Co ガンマ線および高エネルギーX線の吸収線量の標準測定法. 1972, 通商産業研究社
 - 25) Webb, S. and Parker, R.P.: A Monte Carlo study of the interaction of external beam X-radiation with inhomogeneous media. *Phys. Med. Biol.*, 23: 1043—1059, 1978
 - 26) Webb, S. and Fox, R.A.: Verification by Monte Carlo methods of a power law tissue-air algorithm for inhomogeneity corrections in photon beam dose calculations. *Phys. Med. Biol.*, 25: 225—240, 1980
 - 27) Wong, J.W., Henkelman, R.M., Andrew, J.W., Van Dyk, J. and Johns, H.E.: Effect of small inhomogeneities on dose in a cobalt-60 beam. *Med. Phys.*, 8: 783—791, 1981
 - 28) Berger, M.J.: Absorbed doses near an interface between two media. NBS Report 10550. pp. 38—48, 1971, National Bureau of Standards, Washington, D.C.
 - 29) Webb, S.: The absorbed dose in the vicinity of an interface between two media irradiated by a ⁶⁰Co source. *Brit. J. Radiol.*, 52: 962—967, 1979
 - 30) Wilkinson, J.M., Rawlinson, J.A. and Cunningham, J.R.: Dosimetry workshop, Hodgkin's disease, Chicago, Illinois (Radiological Physics Center, Houston, Texas, A.A.P.M., 1970)
 - 31) Conningham, J.R., Shrivastava, P.N. and Wilkinson, J.M.: Program irreg-calculation of dose from irregularly shaped radiation beams. *Computer Programs in Biomedicine*, 2: 192—199, 1972
 - 32) Wong, J.W., Henkelman, R.M., Fenster, A. and Johns, H.E.: Second scatter contribution to dose in a cobalt-60 beam. *Med. Phys.*, 8: 775—782, 1981